Concentration du rayonnement solaire par simple et double réflexion: Contribution aux méthodes de réglage et de contrôle des surfaces reflectrices à facettes

F. Henault

▶ **To cite this version:**

F. Henault. Concentration du rayonnement solaire par simple et double réflexion: Contribution aux méthodes de réglage et de contrôle des surfaces reflectrices à facettes. Optique [physics.optics]. Universuté Paris XI Orsay, 1987. Français. NNT : . tel-01088867

HAL Id: tel-01088867
https://hal.science/tel-01088867

Submitted on 2 Dec 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ORSAY
n° d'ordre

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le titre de DOCTEUR EN SCIENCES
de l'Université PARIS XI ORSAY
Spécialité Sciences Physiques
Mention Optique et Photonique

par

François HENAULT

CONCENTRATION DU RAYONNEMENT SOLAIRE PAR SIMPLE ET DOUBLE REFLEXION : CONTRIBUTION AUX METHODES DE REGLAGE ET DE CONTROLE DES SURFACES REFLECTRICES A FACETTES

Soutenue le 1er Juin 1987 devant la Commission d'examen

MM. CAGNET Président
CLAVERIE
DUPUY
PHARABOD
ROYERE

"Tout ce qui brille
n'est pas or"

AVANT PROPOS

Ce travail a été achevé en Mai 1987 à L'Institut de Sciences et de Génie des Matériaux et Procédés d'Odeillo. Je tiens à remercier particulièrement son directeur, Monsieur C.DUPUY, pour son accueil et pour la confiance qu'il m'a témoigné. Je le remercie également de sa participation au jury.

C'est Monsieur M.CAGNET, professeur à l'Ecole Supérieure d'Optique d'Orsay, qui a assuré avec beaucoup de bienveillance le patronage universitaire de cette thèse, ainsi que la présidence du jury. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance.

Monsieur M.CLAVERIE, directeur du PIRSEM, a également accepté d'examiner ce travail. Je lui exprime ma profonde gratitude.

Je remercie sincèrement Monsieur F.PHARABOD, chargé de mission à l'Agence Française pour la Maîtrise de l'Energie, pour sa participation au jury et pour avoir accepté d'être l'un des rapporteurs du mémoire. J'en suis particulièrement heureux, ayant bénéficié d'une bourse d'étude AFME pendant plus de trois ans.

Tout ceci n'aurait évidemment servi à rien sans Monsieur C.ROYERE, ingénieur de recherche à l'IMP d'Odeillo. Inventeur du sujet, partisan farouche des recherches en optique sur les systèmes concentrateurs d'énergie solaire, il fut le moteur de cette étude. Pour son aide constante et son enthousiasme, je lui réserve mes plus vifs remerciements.

Messieurs B.RIVOIRE, B.BONDUELLE et J.J.BEZIAN, du Groupe d'Evaluation Scientifique THEMIS, ont dès le début montré un grand intérêt pour ce travail. Je ne saurai trop les remercier pour la grande disponibilité dont ils ont fait preuve à mon égard, lors des expérimentations entreprises à THEMIS, ainsi que pour nombre de discussions constructives. De plus, J.J.BEZIAN a accepté d'être l'un des rapporteurs de ce mémoire.

Je remercie chaleureusement Messieurs D.PEROY, V.RIBEILL et G.LLUCH, techniciens du Service Traitement des Matériaux d'Odeillo, pour l'aide compétente et efficace qu'ils m'ont apporté lors de la réalisation des expériences sur le four de 1000KW, et qui ne m'a fait défaut à aucun moment.

F.PIOTROWSKI et M.A.BERGEOT, élèves ingénieurs stagiaires de l'Ecole Supérieure d'Optique, ont également participé à la mise en oeuvre de ces expériences, et beaucoup des résultats publiés ici ont été obtenus par leurs soins. Je les remercie amicalement.

Je ne saurais oublier de citer ici Madame M.LE PHAT VINH, responsable du centre de calcul d'Odeillo, pour l'aide efficace et dévouée qu'elle m'a prodigué lors de la mise au point des codes de calcul, et aussi pour la part active qu'elle a pris dans la réalisation de certaines planches graphiques. Je la remercie donc à double titre.

Les figures qui illustrent le texte ont été dessinées par Madame D.PERARNAU et Monsieur D.PEROY, la frappe du manuscrit a été assurée par Mesdames C.POSSIN et R.M.CABOT, et le tirage offset par Monsieur A.TONI. Ces cinq personnes ont fait preuve d'une grande patience, mais grâce à elles la qualité finale du mémoire est à la hauteur de mes espérances. Je leur exprime justement toute ma gratitude.

Enfin, je voudrais remercier "les autres", tous ceux qui ont participé de près ou de loin à ce travail, et m'ont fait bénéficier de leurs conseils et de leur expérience. Ils sont en fait trop nombreux pour être cités ici, mais je sais qu'ils se reconnaîtront. A tous un grand merci.

INTRODUCTION

UTILISATIONS DE L'ENERGIE SOLAIRE CONCENTREE

Le soleil rayonne dans l'espace une quantité d'énergie considérable. Mais son éloignement de la terre nous le fait apparaître comme un disque d'angle solide très faible : 68.10^{-6} stéradian, et l'énergie reçue par unité de surface au niveau du sol ne peut guère dépasser 1000 W/m^2; c'est ainsi que les capteurs solaires plans, qui se prêtent à de nombreuses utilisations domestiques, ne permettent pas d'obtenir des températures supérieures à 100°C.

Mais, il y a une quarantaine d'années, il est apparu que l'énergie solaire permettrait de couvrir une gamme de puissances et de températures beaucoup plus étendue, à condition de la concentrer, en augmentant l'angle solide apparent du soleil, au moyen de capteurs optiques plus élaborés. En France, depuis 1946, Félix Trombe et ses collaborateurs ont ainsi jeté les bases des principes de la concentration de l'énergie solaire, et la réalisation en 1968 du four solaire CNRS géant de 1000 kW d'Odeillo, permettant d'atteindre en théorie une température maximale de 3800°C, est venue parachever cette première phase d'investigations sur l'énergie solaire concentrée.

A l'époque en effet, celle-ci apparaissait surtout comme un outil de recherche spécifique [1], une source de chaleur pour des températures de l'ordre de 1000 à 2700°C présentant de sérieux avantages : traitement de matériaux à haute température sans contamination du produit traité (technique de l'auto-creuset), traitements sous divers types d'atmosphères (oxydantes, réductrices, inertes, contrôlées), apports énergétiques modulables grâce à des obturateurs permettant la réalisation de chocs thermiques, absence de champs magnétiques ou électriques importants, etc... De nombreux fours solaires furent ainsi construits dans un souci d'expérimentations fondamentales; la qualité des performances énergétiques de l'installation était le principal objectif à atteindre et justifiait à elle seule les importants investissements qui furent engagés. Les aplications des fours solaires sont bien trop nombreuses pour être

citées ici : à titre d'exemple, nous reproduisons en Annexe I la brochure réalisée par le Laboratoire d'Energétique Solaire (CNRS) et qui présente quelques - unes des multiples utilisations des installations d'Odeillo.

Les chocs pétroliers de 1974 et 1978 ont modifié le destin de l'énergie solaire concentrée; c'est à cette époque que furent mises en chantier, dans quelques grands pays industrialisés (USA, URSS, Japon, France, Espagne, Italie) les premières usines prototypes de conversion thermodynamique du rayonnement solaire concentré en énergie mécanique ou électrique. En France, ce fut le démarrage du projet THEMIS, axé sur la production d'électricité sous le patronage d'EDF. Les centrales expérimentales solaires furent réalisées dans un souci de rentabilité et de compétitivité vis à vis des sources classiques d'énergie, le but étant d'arriver à l'optimum technico-économique entre les performances énergétiques des différents composants de l'installation projetée, et leurs coûts de réalisation. On s'est ainsi acheminé vers deux types de procédés différents : le procédé à collecteurs distribués, composé d'un ensemble de capteurs séparés, permettant d'atteindre des températures de 300°C pour une production électrique inférieure au Mégawatt, et le procédé à collecteur central, de type centrale à tour. Dans ce dernier cas les températures de travail varient entre 400 et 550°C suivant la filière thermodynamique pour une production de 1 à 10 Mégawatts. Bien entendu, on conçoit que les tolérances de fabrication des capteurs optiques équipant ce type d'installations solaires soient beaucoup moins strictes que dans le cas d'un four solaire : on travaille en effet ici à relativement basse température.

A cette époque, l'énergie solaire concentrée fut également envisagée comme une source de chaleur renouvelable pour l'industrie, que ce soit dans le domaine des basses températures (agro-alimentaire, textile, chimie), où l'on peut imaginer des systèmes de capteurs similaires aux deux types décrits plus haut, ou pour des opérations de thermochimie et de traitement des matériaux, qui nécessitent des températures plus élevées allant de 500 à 2000°C. Dans ce cas il a été envisagé de réaliser des versions économiques des grands fours solaires de jadis [2]; des recherches portant sur des systèmes concentrateurs d'un nouveau type ont également été effectuées, et ont notamment abouti à la construction d'une maquette

à Odeillo [3].

Mais la chute récente des cours du pétrole et la volonté de privilégier la filière nucléaire pour la production d'électricité a marqué en France la fin de cette période prolifique; c'est ainsi que l'expérience THEMIS a été arrêtée en juin 1986, sans que tous les enseignements en aient, semble t-il, été réalisés [4]. Mais nous n'avons pas l'intention de réouvrir ici une polémique déjà close : l'énergie solaire concentrée a, à l'évidence, encore de l'avenir. C'est ainsi que les demandes des chercheurs du CNRS d'Odeillo ont conduit à construire deux nouveaux fours solaires à Odeillo et Montlouis [5], et qu'il existe des projets de réalisation dans de nombreux pays (Maroc, Algérie, Tunisie). Les collaborations du service Traitement des Matériaux, auquel est rattaché le four solaire de 1000 kW d'Odeillo sont innombrables, et les contrats susceptibles d'être passés avec des entreprises, ou des organismes publics ou privés, français ou étrangers, suffiraient à occuper l'installation à 100 % de son temps de travail. On considère d'ailleurs que l'investissement initial de construction de celle-ci est à ce jour largement amorti. Quant à la filière centrale à tour, elle devrait se prêter dans l'avenir à de nouvelles investigations (projets américain et allemand), éventuellement sur d'autres types de systèmes de conversion, pour lesquels il faudrait adapter une nouvelle génération de capteurs optiques, etc...Ceci sans parler des applications possibles de ces capteurs en radio-astronomie. Finalement nous n'avons pas d'autre intention ici que d'affirmer qu'en 1987, l'étude et l'optimisation de systèmes concentrateurs d'énergie solaire ont encore lieu d'être, que ce soit pour satisfaire les besoins des chercheurs ou des industriels.

UNE CLASSIFICATION POSSIBLE DES SYSTEMES COLLECTEURS D'ENERGIE SOLAIRE

La concentration du rayonnement solaire peut se faire par réflexion ou par réfraction (four solaire à lentilles). Nous considérerons exclusivement les systèmes à réflexion.

Il n'existe pas de classification officielle des installations solaires constituées de surfaces réflectrices. On peut reprendre celle qui a été proposée par Authier [6], et qui repose sur le principe suivant : le système récepteur peut être fixe ou mobile

dans l'espace, et il en est de même pour les surfaces réflectrices qui collectent l'énergie solaire. Il y a donc quatre classes différentes d'installations solaires; celles-ci sont représentées dans le tableau I où l'on donne un exemple de chaque réalisation.

		SYSTEME RECEPTEUR	
		mobile	fixe
SURFACES REFLECTRICES	mobiles	classe (1) - concentrateurs THEK (simple réflexion)	classe (2) - centrale à tour (simple réflexion) - four solaire (double réflexion)
	fixes	classe (3) - concentrateur PERICLES (réflexions multiples)	classe (4) - concentrateur CPC (réflexions simples ou multiples)

Tableau I

Classe (1) (surfaces réflectrices et système récepteur mobiles)

Dans cette configuration, la solution la plus simple consiste à assujettir le système récepteur à la surface réflectrice, l'ensemble étant asservi sur le soleil; un bon exemple est le concentrateur THEK (fig.1) : celui-ci est constitué d'une carcasse paraboloïdale, sur laquelle sont collées des facettes réflectrices planes [7], et qui supporte trois bras rigides maintenant le système récepteur au foyer du concentrateur paraboloïdal, ainsi réalisé. L'ensemble concentrateur-récepteur est mobile autour de deux axes de rotation de manière à garder en permanence l'axe du concentrateur parallèle à la direction des rayons solaires incidents. Il s'agit donc d'un système à simple réflexion, dont la surface utile ne peut guère dépasser 50 m^2, pour des raisons mécaniques. La température de travail est voisine de 300°C, mais reste très stable au cours de la journée. En raccordant en série plusieurs de ces concentrateurs, on peut réaliser un système à collecteurs distribués bien adapté à la production de puissances électriques inférieures au Mégawatt; c'est ainsi qu'un système THEK a été mis en service à THEMIS pour le maintien en température des tuyauteries de la boucle primaire.

Classe (2) (surfaces réflectrices mobiles et système récepteur fixe)

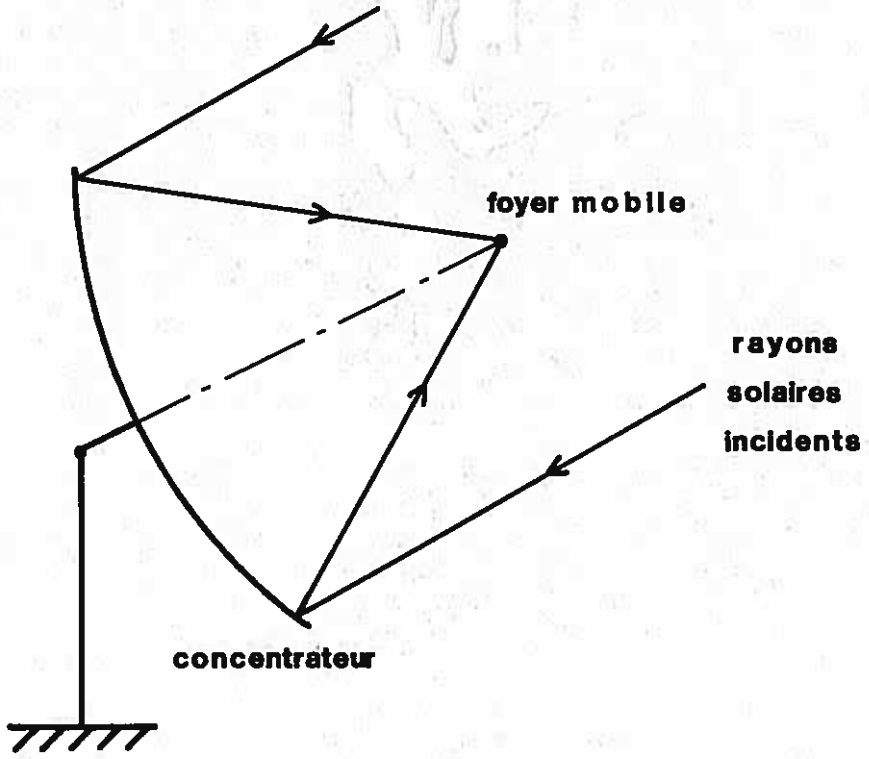


fig 1 : Schéma de principe d'un concentrateur THEK.

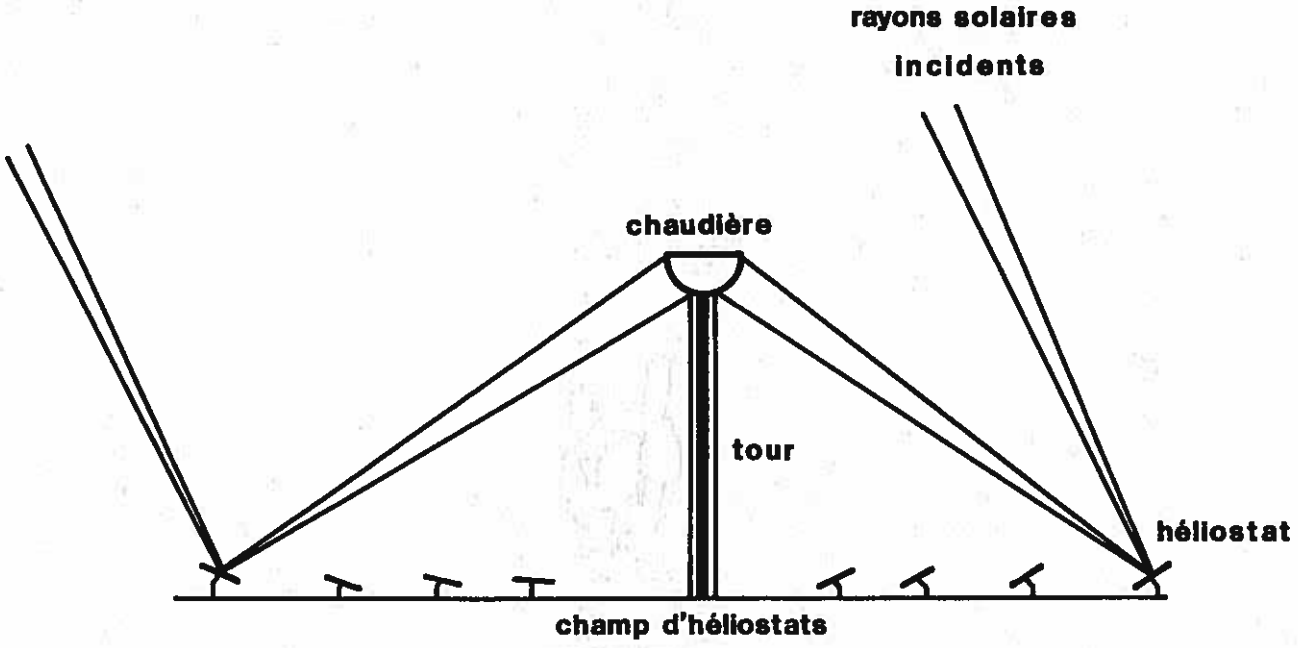


fig 2 : Schéma de principe d'une centrale à tour.

Nous considérons ici les centrales à tour, qui sont conformes à la définition de cette classe, et les fours solaires, qui y correspondent un peu moins bien, puisqu'une des deux surfaces réflectrices qui les constituent reste fixe. Examinons rapidement ces deux types différents d'installation.

Sur les centrales à tour (fig.2), le récepteur solaire (chaudière) est installé au sommet d'une tour dont la hauteur dépend de la configuration du terrain, et du nombre d'héliostats. Ceux-ci sont des capteurs optiques constitués d'un assemblage de miroirs, et qui sont mobiles autour de deux axes de rotation, de manière à renvoyer constamment les rayons solaires dans une direction fixe (ici, celle de la chaudière). Les héliostats sont répartis sur un terrain (champ), et pour une position du soleil donnée, présenteront évidemment des orientations différentes en fonction de leur situation dans le champ. De plus, pour de courtes distances héliostat-chaudière, et en fonction des dimensions de celle-ci, il est souvent nécessaire d'utiliser des héliostats concaves, ou focalisants; ceux-ci ont alors une double fonction : ils assurent le suivi du soleil et la réflexion de ses rayons dans la direction de la chaudière, d'une part, et ils concentrent le flux solaire à l'entrée de celle-ci, d'autre part. Il se pose alors le problème de la dispersion de la tache-image solaire, qui est liée à des phénomènes d'optique géométrique : en effet, quelle que soit sa position dans le champ, un héliostat focalisant ne peut pas assurer une concentration optimale tout au long de la journée. C'est ainsi que les champs d'héliostats focalisants, qui présentent pourtant l'avantage de la simple réflexion, ne permettent pas de réaliser des performances énergétiques aussi bonnes que celles des fours solaires : on atteint en pratique des températures de travail de l'ordre de 500°C.

Les fours solaires, eux, reposent sur le principe de la double réflexion (fig.3). Ils se composent d'abord d'un ou plusieurs héliostats plans dont la seule fonction est de renvoyer les rayons solaires dans une direction qui est commune à tous les héliostats. Les rayons solaires sont ensuite recollectés par un concentrateur fixe, dont l'axe est parallèle à la direction du faisceau réfléchi par l'héliostat, et qui assure leur focalisation en un point donné (foyer). Ce concentrateur, qui est tapissé d'un ensemble de facettes réflectrices, peut être par exemple un paraboloïde de révolution, mais d'autres formes sont également possibles. Les deux fonctions

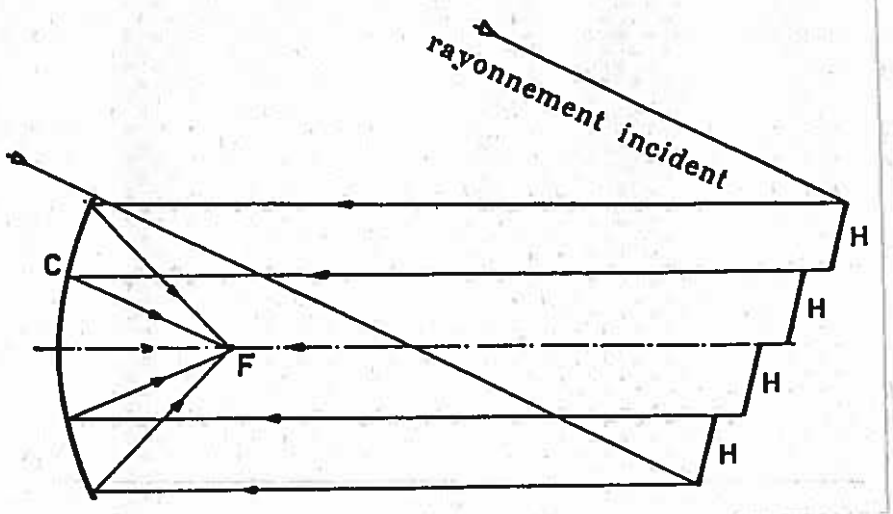


fig 3 : Principe de la double réflexion : un champ d'héliostats plans (H) renvoie le rayonnement solaire incident sur un concentrateur (C) qui le focalise au point F.

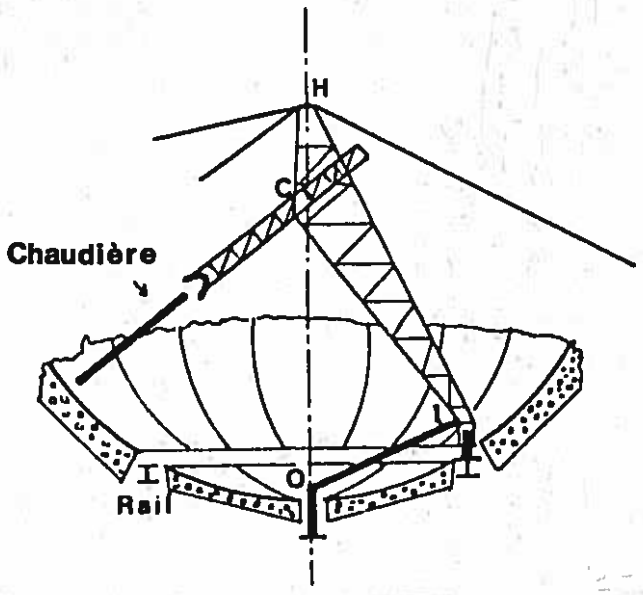


fig 4 : Le concentrateur PERICLES : l'ensemble OICH est mobile le long d'un rail et permet de situer la chaudière au point chaud de l'installation en permanence.

principales d'une installation à double réflexion sont donc remplies par les deux systèmes réflecteurs séparément : le suivi du soleil est assuré par les héliostats plans, d'une part, et la concentration du rayonnement solaire par le concentrateur, d'autre part. La géométrie fixe de ce dernier permet de réaliser d'excellentes performances au voisinage du foyer, en dépit de la perte énergétique qui résulte d'une réflexion supplémentaire. C'est ainsi que les fours solaires sont considérés comme des outils de choix dans le domaine des hautes températures (1000 à 2700°C, voire plus).

Notre étude portera essentiellement sur ces deux types de systèmes concentrateurs, centrale à tour et four solaire,parce qu'ils sont les seuls jusqu'ici à avoir été réalisés à échelle industrielle. Le champ d'héliostats focalisants de la centrale expérimentale THEMIS, le champ d'héliostats plans et le concentrateur parabolique fixe du four solaire de 1000 kW d'Odeillo sont des surfaces réflectrices géantes qui comprennent chacune un nombre de miroirs voisin de 10000. De plus, leur proximité géographique est une commodité évidente dans le cadre de notre travail. Toutefois, nous présentons dans les tableaux II et III un aperçu non exhaustif d'autres centrales à tour et fours solaires existant dans le monde à l'heure actuelle : autant d'installations, autant d'applications possibles à l'étude qui sera effectuée ici.

Classe (3) (surfaces réflectrices fixes et système récepteur mobile)

Il s'agit d'une solution originale qui a été proposée et développée par B.AUTHIER [6], et a reçu le nom de projet PERICLES. Après une ou plusieurs réflexions, les rayons solaires vont se concentrer en un point chaud qui se déplace dans l'espace en fonction de la position du soleil dans le ciel. La chaudière elle-même repose sur une monture altazimutale (fig. 4) qui permet de la positionner en permanence au point chaud du concentrateur. Les performances de ce système, dont n'a été réalisé qu'un prototype, sont voisines de celles du système THEK, et correspondent à une température de 300°C environ.

Classe (4) (surfaces réflectrices et système récepteur fixe)

Un bon exemple d'un tel système est le concentrateur CPC (Compound Parabolic Concentrator), qui est constitué d'une section

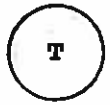
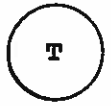
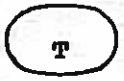
	SSPS TABERNAS (Espagne)	EURELIOS ADRANO (Silice)	NIO (Japon)	THEMIS TARGASONNE (France)	SES-5 CRIMEE (URSS)	CRTF ALBUQUERQUE (USA)	SOLAR ONE BARSTOW (USA)
Puissance	500 kW	1 MW	1 MW	2,5 MW	5 MW	5 MW	10 MW
Configuration Tour/Champ d'héliostats							
Hauteur de tour	43m	55m	69m	106m	80m	61m	80m
Dimensions de la chaudière	3x3m	ϕ 4,5m	ϕ 8,5m	4x4m	cylindrique h 7m	ϕ 3m	h 12,5m ϕ 7m
Nbre d'héliostats et fabricants	93 Martin Marietta	112 MBB + 70 Cethel (voir THEMIS)	807	201 Cethel	1600	222 Martin Marietta	1818 Martin Marietta
Nbre de modules	12	16	16	9		25	12
Dimensions des modules	1,09m x 3,05m x 3,2mm	1,2m x 1,2m x 3mm	1m x 1m x 5mm	1,8m x 1,8m x 6mm		1,22 x 1,22m	1,09m x 3,05m x 3,2mm
Type des modules	sphériques avec 4 focales différentes	sphériques	plans	6 miroirs cylindriques tangentant une sphère. 4 focales différentes		déformés sous contrainte mécanique	sphériques avec plusieurs focales différentes
Revêtement des modules	argent face arrière	sandwich	argent face arrière	sandwich		sandwich	argent face arrière
Facteur de réflexion moyen	0,91	0,85	0,88	0,90			0,91
Méthode de réglage des héliostats	sur cible			niveaux à bulle		méthode laser pour héliostats optimisés	sur cible
Référence bibliographique	[8]	[9]	[10]	[11]	[12]	[13]	[14]

Tableau II

Caractéristiques optiques et géométriques de quelques champs d'héliostats focalisants.

		Four secondaire du Laboratoire Central de l'Armement (LCA) ODEILLO (France)	Ancien four CNRS de MONTLOUIS (FRANCE)	four CNRS de 1000kW d'ODEILLO (FRANCE)	four de l'Université TOHOKU SENDAI (JAPON)
PUISSANCE		0,4 kW	50 kW	1000 kW	70 kW
HELIOSTATS	dimensions	1,8 x 2,4 m	10,5 x 13m	6 x 7,5m	14 x 15,5 m
	nombre de facettes	12	546	180	238
	dimensions des facettes	60 x 60 cm	50 x 50 cm	50 x 50 cm	90 x 100 cm
	revêtement des facettes	argent face arrière	argent face arrière	argent face arrière	aluminium face avant
	surface totale	$4m^2$	$135m^2$	$45m^2$	$214m^2$
	méthode de réglage	laser + équerre optique	théodolite	théodolite	
	type	concentrateur d'une seule pièce	paraboloïde à facettes	paraboloïde à facettes	paraboloïde à facettes
CONCENTRATEUR	dimensions	ϕ 1m	9 x 11 m	40 x 54 m	ϕ 10 m
	focale	2,93 m	6 m	18 m	3,2 m
	nombre de facettes	/	3500	9500	181
	type des facettes	/	déformées sous contrainte mécanique	déformées sous contrainte mécanique	localement paraboloïdales
	revêtement des facettes	/	argent face arrière	argent face arrière	aluminium face avant
	dimensions des facettes	/	16 x 16 cm	48,5x48,5 cm	
	surface totale	0,8 m^2	89,6 m^2	1830 m^2	$78m^2$
	méthode de réglage	/	observation de l'image d'une source au foyer	maximisation de la concentration au foyer	
REFERENCE BIBLIOGRAPHIQUE		[15]	[16]	[17] et [1]	[18]

Tableau III
Caractéristiques optiques et géométriques de quelques fours solaires

Four de l'armée américaine WHITE SANDS (Nouveau Mexique USA)	four principal du LCA ODEILLO (FRANCE)	four vertical CNRS d'ODEILLO (FRANCE)	Nouveau four CNRS de MONTLOUIS (FRANCE)
30 kW	40 kW	6,5 kW	50 kW
11 x 12,2 m	13,2 x 17,4m	4,5 x 6 m	10,5 x 13 m
356	638	108	546
62 x 62 cm	60 x 60 cm	50 x 50 cm	50 x 50 cm
aluminium face arrière	argent face arrière	argent face arrière	miroirs sandwich
137 m²	229,7 m²	27 m²	135 m²
niveau à bulle + méthode géodésique	théodolite	théodolite	théodolite
concentrateur sphérique	concentrateur sphérique	concentrateur sphérique	paraboloïde à facettes
8,5 x 8,5 m	10 x 10 m	hexagonal	9 x 11 m
10,9 m	10,75 m	3,8 m	6 m
180	384	306	864
sphériques de rayon 21,8 m	sphériques de rayon 21,5 m	sphériques de rayon 7,6 m	sphériques de rayons 12,5 et 14,5 m
aluminium face avant	métallisé face avant		
62 x 62 cm ou 64 x 66 cm	50 x 50 cm	hexagonales de 13 cm de côté	30 x 30 cm
72,6 m^2	96 m^2	13,45 m^2	89,6 m^2
méthode laser	superposition d'images	méthode laser	superposition d'images
[19]	[15]	[5]	[5]

parabolique de révolution satisfaisant à certaines conditions géométriques (fig. 5). Mais ces systèmes ne permettent généralement pas de réaliser des concentrations importantes, à moins de réduire leurs angles d'ouverture, ce qui aurait pour effet de limiter considérablement leur temps de travail. Leur optimisation a fait l'objet d'une étude très complète [20], qui sort toutefois du cadre de cette étude.

Bien sûr nous n'avions pas ici la prétention d'être exhaustifs. Il est évident que d'autres systèmes collecteurs méritaient d'entrer dans ce classement, tels les concentrateurs cylindro-paraboliques. Toutefois il faut rappeler que notre étude ne portera que sur les héliostats focalisants de centrale à tour (simple réflexion) d'une part, et les héliostats plans et concentrateurs fixes de fours solaires (double réflexion) d'autre part, les expérimentations se déroulant essentiellement sur les sites d'Odeillo (four solaire de 1000 kW) et de Targasonne (centrale expérimentale THEMIS)(*). Venons-en maintenant au point de départ de cette étude.

PRESENTATION GENERALE

L'évaluation prévisionnelle des performances énergétiques, mesurées en densités de flux, ou éclairements, des grandes installations solaires à facettes réflectrices est un problème complexe qui nécessite la connaissance de nombreux paramètres d'erreur, dont l'effet est souvent néfaste. Certains de ces paramètres, parmi lesquels les défauts de surface des miroirs utilisés, et leurs défauts de réglage qui apparaissent à l'assemblage des surfaces réflectrices, sont encore à l'heure actuelle très mal connus, à tel point qu'il n'est pas possible de prévoir à l'avance quelles seront les performances d'une installation en projet, en fonction des choix technologiques dont elle a fait l'objet. Notre but est donc de préciser quels sont les paramètres

---

(*) A noter que les mêmes méthodes pourraient certainement être appliquées sur des concentrateurs de type THEK.

d'erreur dont la connaissance est indispensable, et de présenter quelques méthodes d'évaluation possibles. Celles-ci sont toutes basées sur les principes exposés par Brumleve et Gibson [21] : au lieu de caractériser, par exemple à l'aide d'une caméra, ou par calorimétrie ou radiométrie [22], les répartitions de densité de flux formées dans un plan récepteur, et d'en tirer des informations globales sur la qualité des surfaces, la caméra sera placée au milieu du plan récepteur, et observera directement les images du soleil, ou répartitions de luminance, issues de la surface réflectrice (fig.6). Ainsi des informations locales pourront être obtenues : il nous restera encore à apprendre à les exploiter.

Auparavant, nous aurons recensé dans le chapitre I les quatre principaux types d'erreurs caractéristiques des grandes installations solaires à facettes réflectrices, ainsi que leurs méthodes d'évaluation associées, lorsqu'elles existent. Il ressortira de cette étude bibliographique que ce sont assurément les défauts de réglage des facettes réflectrices qui sont les plus mal connus à l'heure actuelle. Parallèlement, nous ferons l'inventaire des principales méthodes de calcul des éclairements solaires, et pourrons constater qu'aucune d'entre elles ne se prête véritablement au calcul prévisionnel.

Le chapitre II présentera ensuite la description de trois codes de calcul que nous avons mis au point afin de réaliser des simulations graphiques des répartitions de luminance visibles sur les éléments réflecteurs d'un héliostat focalisant, d'un héliostat plan, ou d'un concentrateur fixe, à partir d'un point d'observation M' donné. Ces trois modèles qui déterminent également le facteur de concentration théorique au point M', nous permettront d'obtenir l'allure des courbes iso-luminance observables sur des facettes réflectrices présentant des défauts de réglage.

Simuler des répartitions de luminance théoriques en fonction d'erreurs de réglage connues n'est pas la même chose que de remonter à des erreurs de réglage inconnues à partir de courbes iso-luminance expérimentales. Cette dernière question sera résolue dans le chapitre III, où nous utiliserons une approximation du premier ordre, en vue d'arriver à un système de relations linéaires permettant de déduire les défauts de réglage, à partir de quelques paramètres simples mesurés directement sur les courbes expérimentales, et ceci pour trois types de surfaces réflectrices envisagés. Les codes de calcul du chapitre II serviront alors à vérifier que les

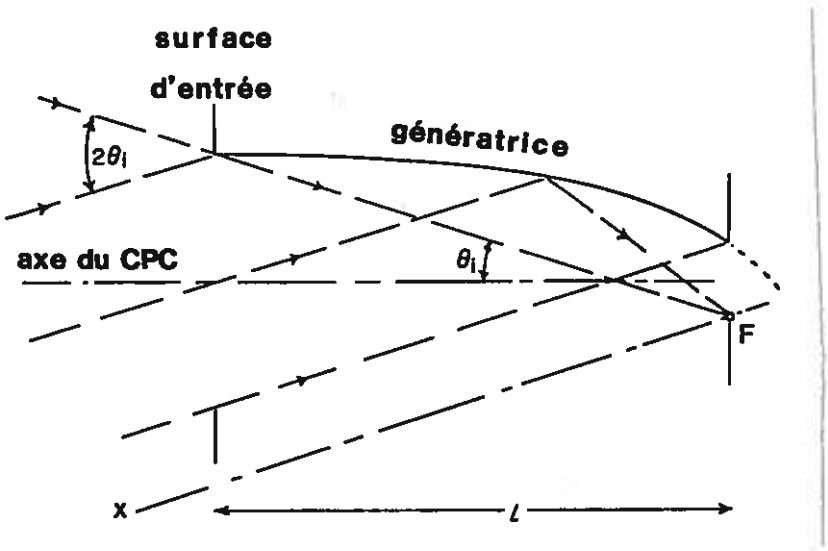


fig 5 : Principe d'un concentrateur CPC. La génératrice du concentrateur est la section d'une parabole de foyer F et d'axe Fx.

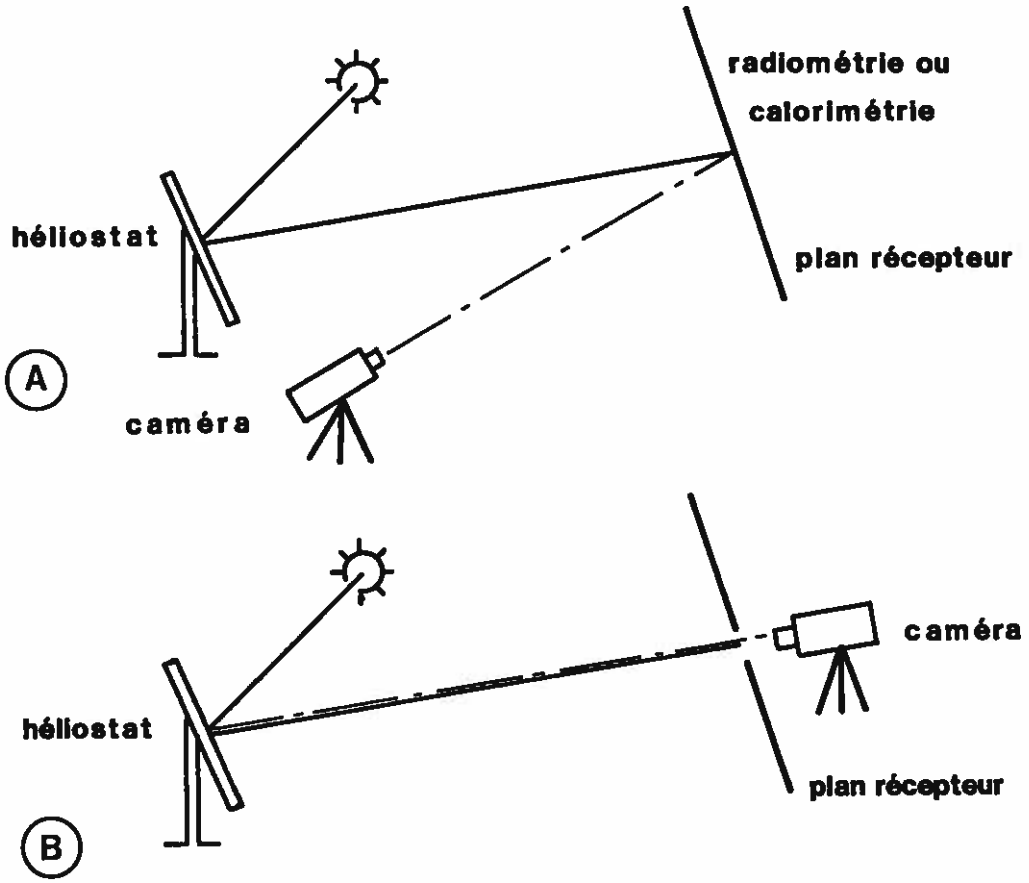


fig 6 : Mesures de densité de flux (A) et mesures de luminance (B).

défauts ainsi calculés permettent effectivement de recréer les distributions de luminance expérimentales. Le cas des facettes concaves sera bien entendu examiné, et nous y retrouverons, sous une forme différente, certains résultats classiques d'optique géométrique.

Dans le chapitre IV, nous proposerons une expression originale des répartitions de densité de flux, qui seront réduites, par l'intermédiaire de l'approximation du chapitre III, sous forme d'une somme de produits de convolution pouvant servir de point de départ à l'élaboration d'un vrai code de calcul prévisionnel. Nous verrons par la même occasion apparaître la notion fondamentale de réponse impulsionnelle effective d'une facette réflectrice, et montrerons qu'elle constitue un paramètre indispensable à la caractérisation des performances énergétiques de cette dernière.

Les défauts de réglage et les réponses impulsionnelles des facettes réflectrices étant alors considérés comme les deux principales inconnues restant à déterminer pour accéder à une connaissance fine des performances d'une installation, et éventuellement à leur optimisation, nous donnerons dans le chapitre V les principaux résultats et enseignements tirés de nos expérimentations sur les défauts de réglage des héliostats focalisants de la centrale THEMIS et des héliostats plans du four solaire de 1000 kW d'Odeillo, ainsi que sur la mise au point d'une méthode d'évaluation et d'optimisation des réponses impulsionnelles des facettes déformées sous contrainte mécanique du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo.

Enfin, en guise de conclusion, nous évoquerons les principales limitations de nos méthodes, et ferons quelques propositions pour une extension éventuelle de leurs capacités : il apparaîtra notamment que le sujet se prête à de nombreux développements futurs.

CHAPITRE I

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1) INTRODUCTION

Une des caractéristiques principales d'une installation solaire est la répartition des densités de flux énergétiques, ou éclairements, qu'elle forme sur un système récepteur donné; celui-ci peut être plan, cylindrique, sphérique, ou bien en forme de cavité, etc...

Mais en réalité l'énergie solaire est concentrée dans un "volume focal", au sein duquel se trouve le récepteur, et dans lequel il est nécessaire d'explorer les répartitions de densité de flux, qui ne dépendent que du système collecteur de l'installation. L'exploration de ce volume focal est le plus souvent représentée par des cartographies d'éclairement, réalisées dans des plans parallèles. Indépendamment de considérations d'optique géométrique, on appelle plan focal de l'installation le plan dans lequel sera observée la meilleure répartition d'éclairement, ou plus simplement le plan de travail.

Les études théoriques et expérimentales qui ont été menées sur les répartitions de densité de flux formées par les systèmes collecteurs d'énergie solaire à surfaces réfléchissantes sont innombrables. Néanmoins il est possible de distinguer deux approches différentes :

1) Les études globales qui portent sur la détermination des éclairements solaires dans le volume focal. Pratiquement elle s'effectue par calorimétrie ou radiométrie, deux techniques consistant à utiliser l'effet thermique du rayonnement qu'on veut mesurer [22], ou par des méthodes photographiques [23] associées à des mesures densitométriques.

Ces études sont également théoriques. Il importe en effet de prévoir avec justesse les répartitions de densité de flux produites sur tel système récepteur couplé avec tel type de surface réflectrice dans un souci d'implantation et de dimensionnement optimaux du récepteur et de ses composants, et pour la modélisation des transferts de chaleur. De nombreux travaux ont donc été consacrés au calcul théorique des performances énergétiques de

diverses installations solaires.

2) Les études précises portant sur une erreur particulière des systèmes collecteurs à facettes réflectrices. En effet il est apparu très tôt que les imperfections de ces derniers se traduisaient par de sérieuses différences entre les répartitions d'éclairement obtenues expérimentalement et celles prévues par le calcul. Les sources possibles d'erreur, optiques, mécaniques, ou autres, ont donc été répertoriées et, lorsque cela a été possible, évaluées quantitativement par diverses méthodes.

Nous nous proposons donc ici, après avoir rappelé quelques principes fondamentaux sur la concentration de l'énergie solaire, de décrire les principales erreurs typiques des installations solaires à facettes réflectrices, responsables de la dégradation de leurs performances. Les méthodes d'évaluation correspondantes seront également abordées. Nous exposerons enfin quelques-unes des méthodes théoriques de calcul des répartitions de densité de flux, ainsi que les applications qui en sont faites.

2) PRINCIPES ELEMENTAIRES DE LA CONCENTRATION

2.1) Définitions des facteurs de concentration

Différents auteurs ont donné plusieurs définitions du facteur de concentration qui ne sont pas toutes équivalentes. Nous ne citerons que les deux principales :

1) Le facteur de concentration géométrique C_g d'un système collecteur d'énergie solaire peut être défini [20] comme le rapport de la surface d'entrée S du système à une surface image S' située dans le plan focal (fig.I-1), et satisfaisant à la condition suivante : S' doit contenir tous les rayons solaires collectés par la surface S et réfléchis par le système (d'autres définitions sont possibles en modifiant cette condition sur S' : par exemple S' contient 90 % de l'énergie concentrée dans le plan focal, etc...). On note :

$$C_g = \frac{S}{S'}$$

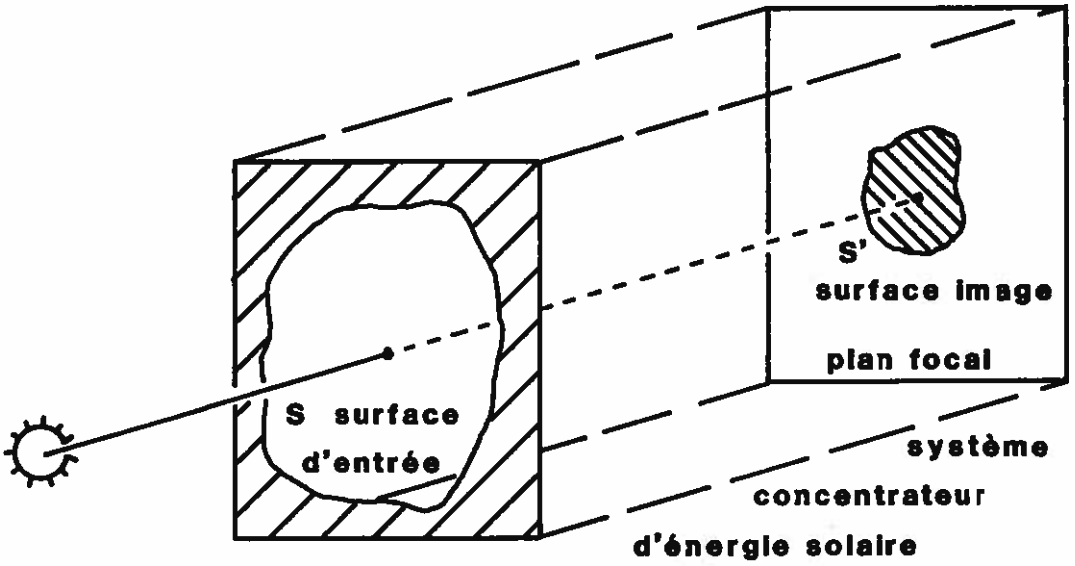


fig I-1 : Surfaces d'entrée et image S et S'.

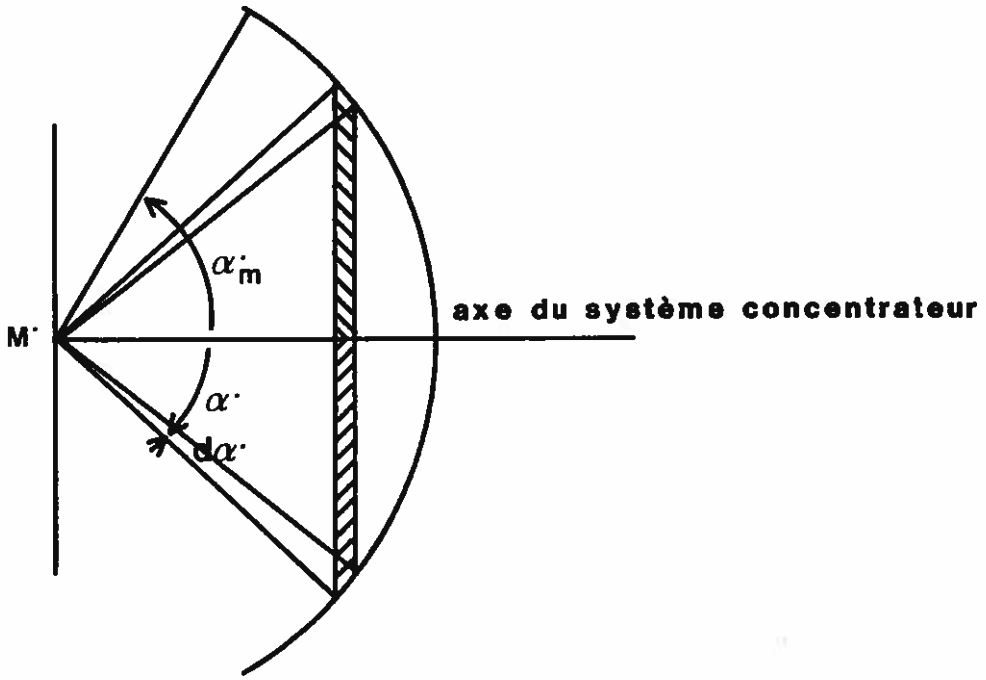


fig I-2 : Calcul de l'éclairement maximal en M'.

C_g est parfois appelé également concentration moyenne. On remarque que dans le cas d'un instrument d'optique, le diamètre apparent du soleil n'étant pas nul, S' sera au minimum égal à la surface de l'image de Gauss, et donc que C_g ne peut devenir infini.

2) Le facteur de concentration local, ou ponctuel, C(M'). C'est celui-ci que nous utiliserons en permanence. Il est défini comme le rapport de l'éclairement solaire concentré en un point M' noté E(M'), à l'éclairement solaire direct, ou constante solaire E_o. E_o est l'éclairement énergétique d'une surface normale aux rayons solaires en provenance exclusive de l'intérieur du disque solaire. Hors atmosphère, E_o vaut 1351 W/m^2 [24], tandis qu'à terre, il est inférieur, et dépend de l'altitude du lieu, de la position du soleil dans le ciel, et des conditions atmosphériques. On a donc :

$$C(M') = \frac{E(M')}{E_o} \qquad (I-1)$$

2.2) Concentration maximale théorique

Nous cherchons maintenant C_{max}, concentration maximale théorique en un point. Nous supposons pour l'instant que le soleil est un disque de luminance uniforme L_o, de demi-diamètre apparent ϵ_o = 4,654 mrad = 16'. Le point M' est situé sur l'axe d'un système concentrateur dont la surface réflectrice est de révolution et a pour ouverture maximale α'_m (fig.I-2). La contribution d'éclairement en M' produite par une couronne élémentaire de largeur $d\alpha'$ s'écrit [25]:

$$dE(M') = L_o \cos\alpha' d\Omega$$

où $d\Omega$ est l'angle solide sous lequel est vue la couronne du point M'. On sait que :

$$d\Omega = 2\pi \sin\alpha' d\alpha'$$

Et on obtient E(M') par intégration sur α' :

$$E(M') = \int_0^{\alpha'_m} dE(M') = 2\pi L_o \int_0^{\alpha'_m} \sin\alpha' \cos\alpha' d\alpha'$$

Soit : $E(M') = \pi L_o \sin^2\alpha'_m$ (I-2)

C'est là un résultat classique de photométrie, qui suppose que le rayonnement uniforme est reçu de toutes les directions contenues dans le cône d'angle au sommet α'_m; une surface réflectrice continue satisfaisant à cette condition est évidemment le paraboloïde de révolution, au foyer duquel on peut observer l'image du centre du soleil en tout point de sa surface. C'est pourquoi la majorité des fours solaires existants sont équipés d'un concentrateur parabolique.

La relation (I-2) nous permet en outre d'exprimer la constante solaire E_o sous la forme

$$E_o = \pi L_o \sin^2\epsilon_o \approx \pi L_o \epsilon_o^2 \qquad (I-3)$$

vu l'ordre de grandeur de ϵ_o. Alors la concentration en M' s'écrit :

$$C(M') = \frac{E(M')}{E_o} = \frac{\sin^2\alpha'_m}{\epsilon_o^2} \qquad (I-4)$$

Il est clair que C(M') ne peut dépasser la valeur maximale C_{max} qui est obtenue pour un système d'ouverture $\alpha'_m = 90^o$:

$$C_{max} = \frac{1}{\epsilon_o^2} \approx 46200 \quad [25]$$

Welford et Winston [20] ont généralisé ce résultat au cas de milieux objet et image dont les indices de réfraction sont respectivement n et n' :

$$C_{max} = \left[\frac{n'}{n\epsilon_o}\right]^2$$

La valeur théorique limite de 46200, qui correspond à une température de corps noir égale à la température du soleil, ne pourra bien sûr jamais être atteinte effectivement : l'absorption du rayonnement par l'atmosphère, les pertes à la réflexion, les masques inévitables qui s'interposent entre le récepteur et les surfaces réflectrices, ainsi que les imperfections de ces dernières, sont autant de facteurs qui contribueront à augmenter l'écart entre les concentrations réellement atteintes et leur limite maximale théorique. Par ailleurs la réalisation pratique de systèmes d'ouverture voisine de 90^o serait trop onéreuse et il semble que l'optimum technico-économique se situe autour de 60^o [26].

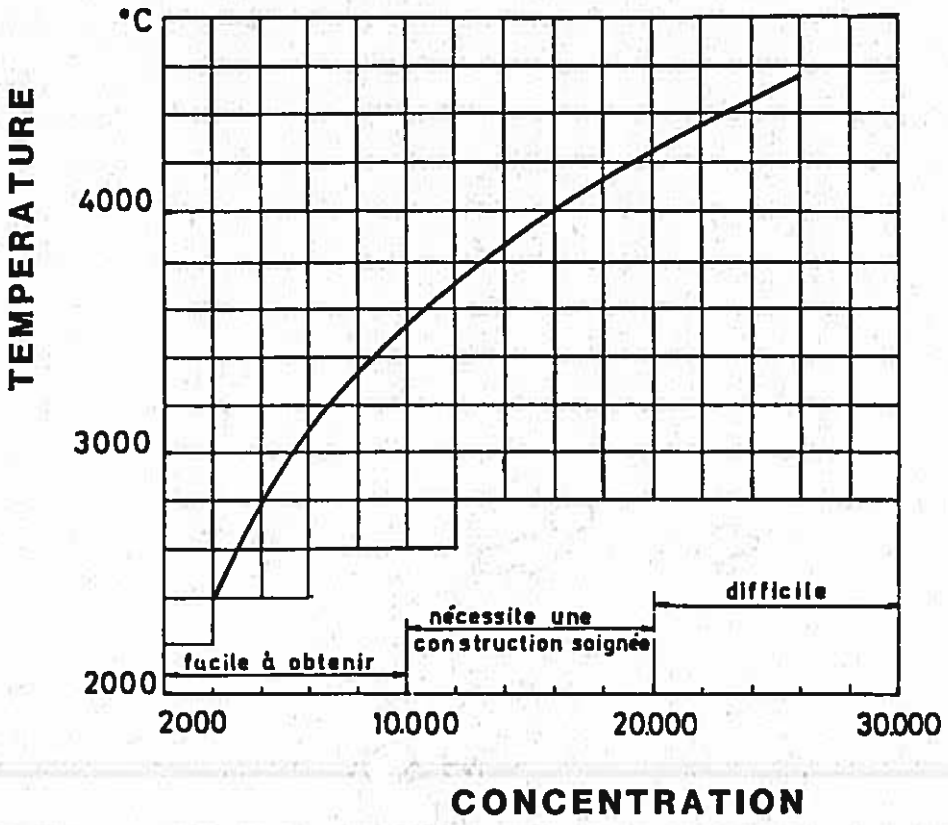


fig I-3 : Températures d'équilibre de corps noir en fonction de la concentration (et difficultés de réalisation).

F.Trombe [27] a fixé les limites idéales pratiques dont on pourrait se rapprocher, avec un appareil extrêmement soigné, en prenant, pour un système à double réflexion, un coefficient de réflexion égal à 0,8 sur chaque surface. La figure I-3 montre les températures d'équilibre de corps noir correspondant aux concentrations atteintes par l'installation. La concentration maximale réelle est de l'ordre de 30000 pour une ouverture de 90°. A titre d'exemple, le four solaire de 1000 kW d'Odeillo réalise une concentration maximale au foyer de 16000.

Quelle que soit l'utilisation que l'on envisage d'un système concentrateur d'énergie solaire, il est particulièrement intéressant d'avoir des répartitions de densité de flux dont les valeurs restent constantes sur une zone suffisamment étendue. Dans le cas où l'installation en projet est un instrument d'optique géant, on en arrive naturellement à la condition d'aplanétisme , nécessaire (mais

non pas suffisante) à la formation d'une image du soleil de bonne qualité dans le plan focal; mais de tels systèmes sont impossibles à réaliser à l'échelle d'une grande installation solaire. Par ailleurs F.Trombe et A.Le Phat Vinh ont montré [25] que dans le cas du paraboloïde de révolution, qui n'est pas un système aplanétique, il est possible d'obtenir, en théorie, sur tous les points appartenant à l'image de Gauss, le même éclairement qu'au foyer. En effet les rayons solaires réfléchis en tout point P du paraboloïde (fig.I-25) forment dans le plan focal des ellipses qui contiennent toutes l'image de Gauss (voir le paragraphe 4.1), de sorte qu'un point M' de cette image sera éclairé par toute la surface du miroir. Dès lors, il apparait qu'un bon système concentrateur d'énergie solaire n'est pas nécessairement un bon système optique conçu pour la formation d'images, et réciproquement.

2.3) Systèmes non imageants

Il découle de ce qui précède que l'important, dans la concentration du rayonnement solaire, n'est pas de former une image parfaite du soleil, mais d'en superposer un grand nombre afin de produire une concentration locale d'énergie [28]. Ces images formées par les différents éléments réflecteurs qui constituent les surfaces, seront en général de différentes formes et dimensions (fig.I-4). Teplyakov et Aparisi [29] ont recensé les diverses surfaces support qui peuvent être adoptées pour les facettes réflectrices d'un concentrateur de four solaire (fig.I-5), avant d'en présenter une originale. Certains auteurs en ont proposé d'autres [6]. Mais en fait, toutes les surfaces support sont possibles, des plus simples aux plus complexes, puisqu'il suffit d'une réorientation des facettes pour retrouver, à ouverture constante, la même concentration au foyer. Par contre, ces solutions ne sont pas toutes équivalentes en ce qui concerne l'énergie totale collectée. A noter également que Teplyakov et Aparisi avaient supposé que les facettes reproduisaient localement la surface d'un paraboloïde, alors qu'en pratique, différents reliefs peuvent être adoptés pour les facettes : plans, cylindriques, sphériques, paraboliques, etc... Les deux systèmes les plus utilisés sont :

1) La surface support paraboloïdale, qui est la seule dont les facettes une fois assemblées recréent une surface continue

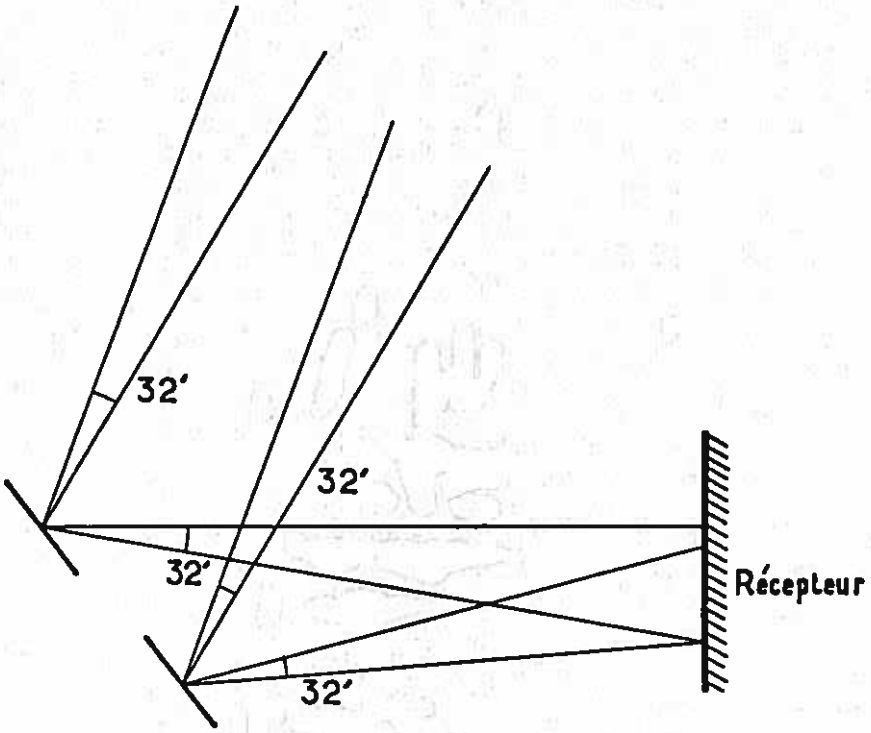


fig I-4 : La réflexion convergente du rayonnement solaire.

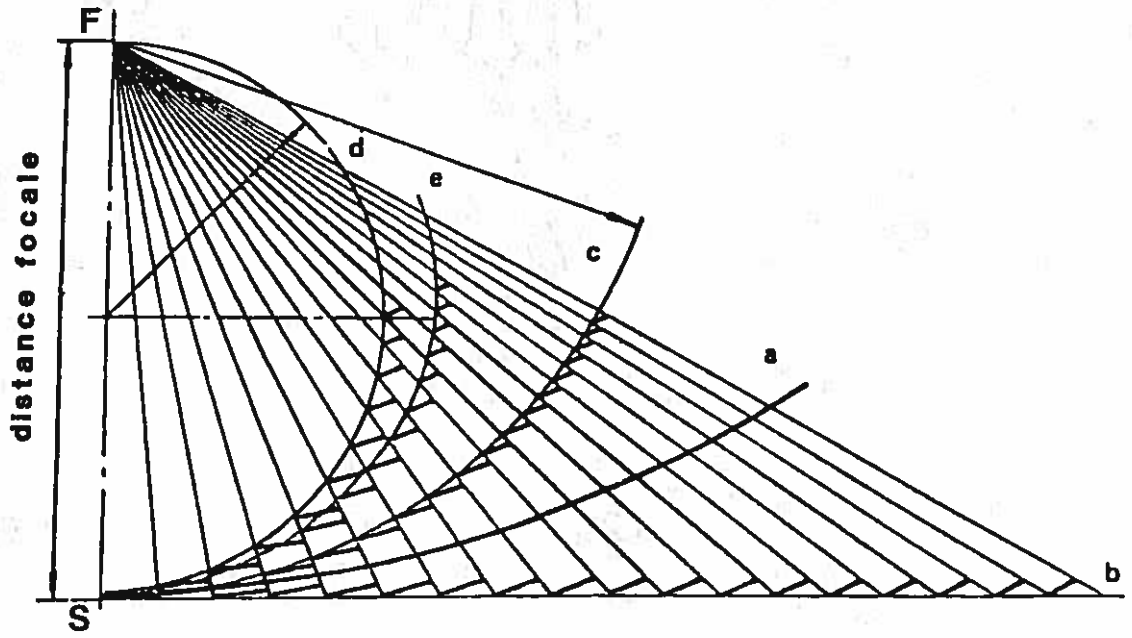


fig I-5 : les différents reliefs proposés par Aparisi et Teplyakov [29] pour un concentrateur de four solaire. La surface support des facettes réflectrices peut être plane (b), parabolique (a), ou sphérique (c,d,e).

(celle du paraboloïde), et permet ainsi de s'affranchir des problèmes de dimensionnement des facettes réflectrices liés aux ombres.

2) La surface support sphérique de rayon 2f, particulièrement avantageuse puisqu'elle permet de n'utiliser qu'un seul type de facettes précourbées : des facettes sphériques de rayon 2f. On trouve ce type de concentrateur sur les fours solaires militaires français [15] et américain [19], et au four de 6,5 kW d'Odeillo.

Tous ces systèmes ne sont plus forcément de révolution. On verra ainsi des concentrateurs à contour carré, hexagonal, tronqués en leur base, etc..

Enfin nous n'avons parlé ici que des concentrateurs de four solaire, mais quel plus bel exemple de système non imageant que le champ d'héliostats focalisants de la centrale expérimentale THEMIS, où chacun des héliostats forme du soleil une "image" différente, et variable au cours de la journée, dans le plan-chaudière.

3) CAUSES D'ELARGISSEMENT DE LA TACHE-IMAGE SOLAIRE

Les premières études théoriques, basées sur le principe de la superposition d'ellipses (voir le paragraphe 4.1), prévoyaient toutes qu'autour d'un maximum situé au point focal, les répartitions de densité de flux varieraient très peu sur une zone correspondant à l'image de Gauss du système concentrateur. Cette distribution quasi-uniforme de l'éclairement dans le plan focal supposait bien sûr un système exempt d'erreurs géométriques. Or les premiers investigateurs constatèrent sur les répartitions expérimentales l'existence d'une pointe très aiguë au voisinage du foyer, suivie d'une rapide décroissance des densités de flux vers les bords (fig. I-6). En même temps on notait un élargissement sensible des dimensions de la tache-image. Ces phénomènes ont deux origines bien différentes : les caractéristiques "inaltérables", celles du soleil et du système concentrateur, d'une part, et les erreurs spécifiques aux installations solaires, d'autre part. Nous dirons quelques mots des premières avant de détailler les secondes.

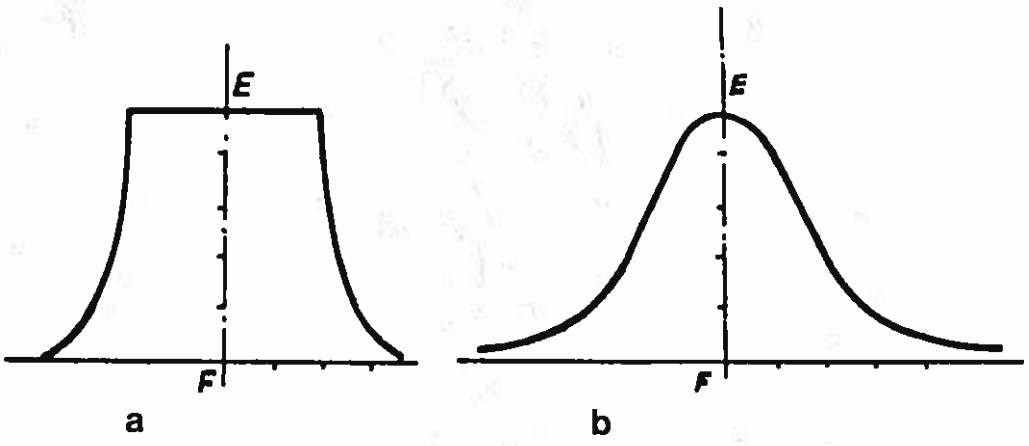


fig I-6 : Allure générale des répartitions de densité de flux théorique (a) et expérimentale (b) pour un même système concentrateur.

3.1) Le soleil et la géométrie du système collecteur

3.1.1.) Le relief du soleil

Vu de la terre, le soleil apparaît comme un disque de luminance uniforme, et de rayon angulaire égal à 16'. En fait ceci n'est qu'une approximation : le rayon angulaire du disque solaire n'est pas constant et la loi de luminance qu'on peut y observer est changeante, et en général non uniforme. Divers facteurs interviennent, et nous y reviendrons en détail dans le chapitre II, paragraphe 3, mais il ne fait pas de doute que ce sont les conditions atmosphériques qui jouent le plus sur les répartitions de luminance observables sur le disque solaire, celles-ci modifiant à leur tour les distributions d'éclairement produites par une installation solaire.

Le soleil est toujours considéré comme une source de luminance maximale L(0) en son centre, et présentant une symétrie de révolution. La luminance observable en un point quelconque de sa surface ne dépend donc que de l'écart angulaire ϵ avec la direction du centre du soleil. On peut l'écrire sous la forme :

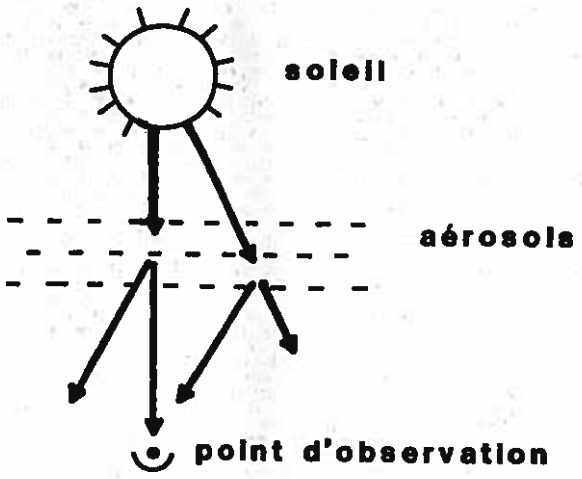


fig I-7 : Origine du rayonnement circumsolaire.

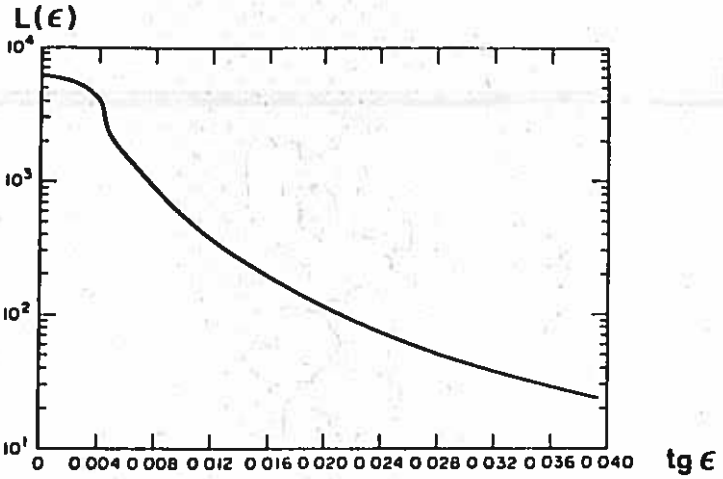


fig I-8 : Un exemple de profil solaire enregistré à Albuquerque (Nouveau Mexique) en 1978, avec le télescope circumsolaire du LBL. Le taux circumsolaire T vaut 70%.

$$L(\epsilon) = L(0)\ f(\epsilon)$$

où f est une fonction décroissante entre 0 et $+\infty$, et telle que $f(0)=1$, et $f(+\infty)=0$.

On considère [30] que la diffusion des aérosols, ou diffusion de Mie, est la cause prépondérante des brutales variations de $f(\epsilon)$

qui peuvent être observées suivant l'état de l'atmosphère. Cette diffusion est provoquée par des particules solides, des gouttelettes d'eau, ou des cristaux de glace en suspension dans l'atmosphère, et dont les dimensions sont de l'ordre des longueurs d'onde considérées [31]. En conséquence, certains rayons solaires, normalement dirigés vers un point situé à la surface du sol, n'atteindront pas ce point, alors que d'autres rayons, qui n'étaient pas dirigés vers lui, seront diffusés dans sa direction (fig.I-7). C'est ainsi qu'il existera toujours, même par temps clair, une luminance énergétique notable semblant provenir de l'extérieur du disque solaire. La fraction d'énergie qui provient de cette zone, appelée parfois l'auréole, est le taux circumsolaire T.

Il était bien sûr nécessaire de mesurer les différents "reliefs solaires" $f(\epsilon)$, ainsi que leur taux circumsolaire associé. Un téléscope circumsolaire a été mis au point au Lawrence Berkeley Laboratory (USA) [32] : installé sur une monture équatoriale qui assure le suivi du soleil à 30" près, il forme une image de ce dernier sur un détecteur pyroélectrique. Un système de balayage permet d'explorer, le long d'un diamètre solaire, une zone d'ouverture maximale $\epsilon_m=3^\circ$, avec une résolution de 3'. Cette zone correspond à l'ouverture standard d'un pyrhéliomètre qui donne une mesure simultanée de la constante solaire E_o, utilisée pour la normalisation des profils obtenus. Si l'on appelle S et C les contributions d'éclairement provenant respectivement de l'intérieur et de l'extérieur du disque solaire, on peut écrire, d'après la relation (I-2) :

$$S \approx \int_0^{\epsilon_o} 2\pi\, L(0)\, f(\epsilon)\, \epsilon d\epsilon$$

et $$C \approx \int_{\epsilon_o}^{\epsilon_m} 2\pi\, L(0)\, f(\epsilon)\, \epsilon d\epsilon$$

avec $$S + C = E_o$$

et le taux circumsolaire T est défini par :

$$T = \frac{C}{S+C} \qquad (I-5)$$

On donne figure I-8 un exemple de profil obtenu pour la loi de luminance solaire $L(\epsilon)$, et le taux circumsolaire associé. Les résultats des mesures ont permis d'établir un catalogue de 16

profils solaires [33] typiques d'un lieu géographique donné; le taux circumsolaire y varie entre 1% et 70% suivant les journées et les lois $L(\epsilon)$ sont considérablement différentes entre elles. De telles variations, qui se répercutent sur la constante solaire E_o, sont impérativement à prendre en compte dans les calculs de répartition de densité de flux, car elles en modifient sensiblement les résultats [30].

3.1.2) Les aberrations optiques

Nous avons en fait regroupé abusivement sous ce titre l'ensemble des caractéristiques géométriques du système concentrateur étudié. Nous avons vu plus haut que les surfaces réflectrices pouvaient être constituées de facettes de tous types. Mais leur relief a évidemment une grande influence sur les répartitions d'éclairement qu'elles forment dans un plan donné. Or les systèmes que nous étudions sont constitués d'un grand nombre de facettes réflectrices, et il n'est généralement pas possible de leur donner individuellement, en fonction de leur position sur leur support, le relief idéal qui assurerait la focalisation ponctuelle d'un faisceau de rayons parallèles, en provenance du centre du soleil, car cela impliquerait d'énormes coûts de fabrication. On est donc amené à ne sélectionner que quelques types de miroirs différents pour toute l'installation.

Prenons l'exemple d'une facette sphérique, de rayon de courbure égal à 2f, installée sur un concentrateur de four solaire dont la surface support est a priori quelconque, et située sur une couronne d'angle d'ouverture α' par rapport à l'axe du concentrateur (fig.I-9). On considère des rayons incidents parallèles à ce dernier et se réfléchissant sur la facette. Plusieurs remarques s'imposent :

1) Dans le cas le plus courant où la distance O_iF est différente de f, qui est la distance focale de la facette réflectrice, il n'y a pas focalisation ponctuelle du rayonnement en F : c'est un défaut de mise au point.

2) Même si $O_iF=f$, la focalisation n'est pas ponctuelle du fait des aberrations d'astigmatisme et de courbure de champ. On rappelle [34] que l'image d'un point situé à l'infini, formée par un

miroir sphérique incliné d'un angle i, se présente, dans des plans perpendiculaires aux rayons réfléchis, sous la forme de deux segments de droite : les focales tangentielle et sagittale, orthogonales entre elles, et situées dans deux plans différents (fig.I-10). A mi-distance des focales se trouve le plan de moindre diffusion où la tache image, de surface minimale mais non nulle, présente, en plus petit, la même forme que les contours du miroir (fig.I-10).

Si l'on note respectivement f_T et f_s les distances O_iT et O_iS, celles-ci sont déterminées par les formules classiques (fig.I-10) :

$$f_T = f \cos i$$

$$f_s = f/\cos i \qquad \text{(I-6)}$$

tandis que le lieu des taches de moindre diffusion est un cercle de rayon f lorsque i varie.

3) le plan focal de la facette est incliné par rapport au plan focal du concentrateur. Celui-ci n'est pas normal aux rayons réfléchis par la facette et il en résulte un élargissement supplémentaire de la tache image.

On pourrait considérer également le cas des facettes planes, cylindriques, ou même toroïdales, ainsi que celui de l'héliostat focalisant où l'angle i est variable tout au long de la journée. Mais en fait chaque système concentrateur possède ses propres particularités et doit être étudié séparément. Nous retiendrons simplement qu'un des facteurs d'élargissement de sa tache image solaire réside dans la conception même des surfaces réflectrices dont il est équipé : c'est une des caractéristiques géométriques de l'installation qui contribue à en fixer les limites idéales.

3.2) Les défauts spécifiques des installations solaires

Nous avons représenté schématiquement ceux-ci sur la figure I-11. On distingue quatre types principaux que nous allons examiner en détail.

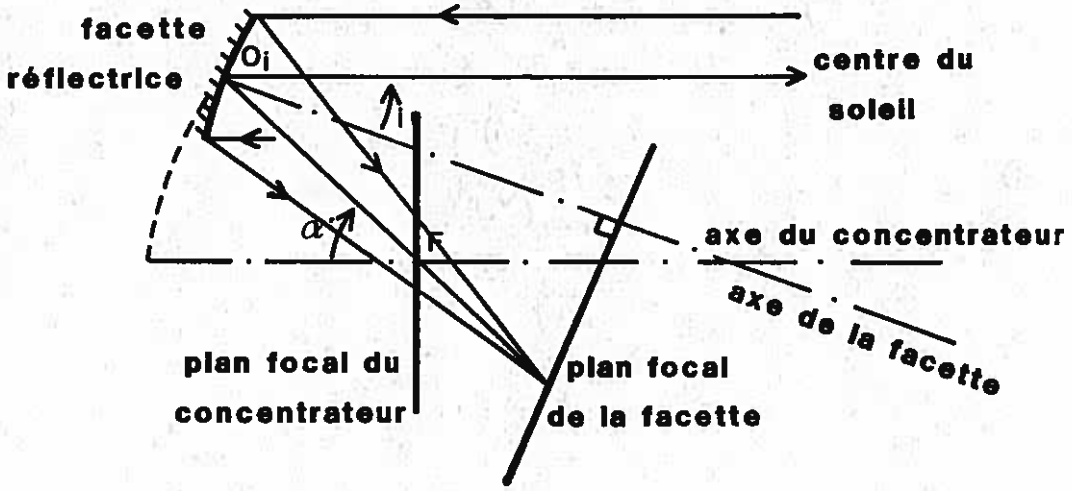


fig I-9 : Cas d'une facette sphérique mise en place sur un concentrateur de four solaire.

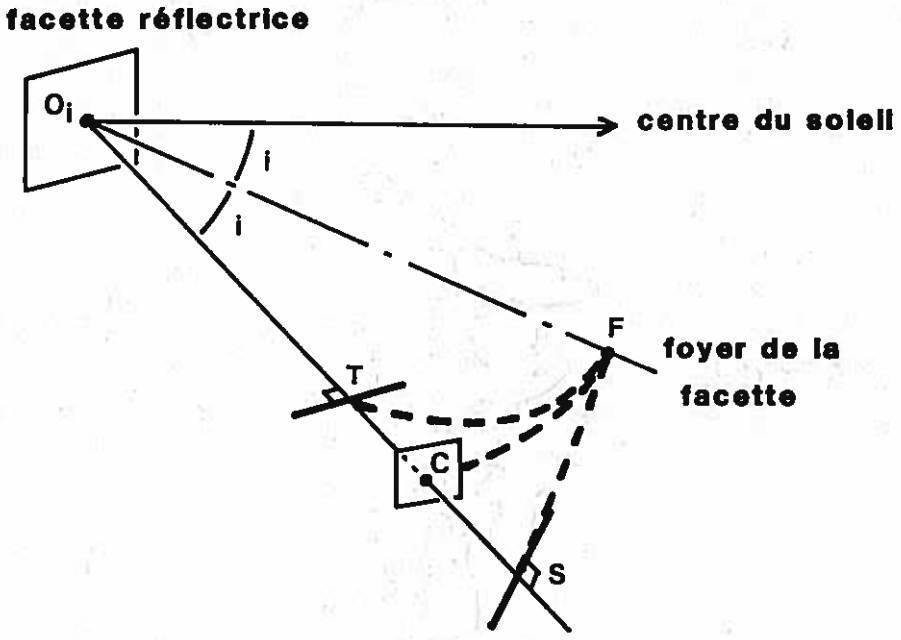


fig I-10 : Astigmatisme et courbure de champ d'un miroir sphérique. La distance focale O_iF de la facette est notée f.

3.2.1) Défauts microscopiques des facettes réflectrices

L'utilisation de miroirs de qualité optique n'est bien sûr pas envisageable pour des installations dont la surface réflectrice totale est de plusieurs milliers de mètres carrés. Ce sont donc des glaces de type commercial que l'on emploie, constituées le plus souvent par une couche métallique déposée à l'arrière d'une lame de verre à glace.

Les erreurs microscopiques sont observables en tout point et sont supposées indépendantes du relief global du miroir. Elles peuvent provenir de la lame de verre : des inclusions, opaques ou transparentes, telles que bulles, pierres, cordes, fils ou stries, apparaissent à la fusion. Des tensions internes, résultant du traitement thermique ou de défauts de recuit, sont responsables d'inhomogénéités de l'indice de réfraction, ainsi que d'une biréfringence du verre. On observe également des griffes, ou rayures, qui sont des sillons creusés à la surface, ainsi que d'inévitables amas de poussières et de saleté plus ou moins importants. A ces facteurs s'ajoutent les imperfections de la couche réflectrice, qui dépendent de la technique de dépôt utilisée, mais aussi du vieillissement, de l'action conjuguée de l'eau et du vent malgré la présence d'un film protecteur, etc...

La conséquence principale de ces micro-défauts est une dispersion du faisceau réfléchi; il n'y a plus réflexion spéculaire et l'énergie d'un pinceau de lumière parallèle incident sur le miroir sera redistribuée dans un cône après réflexion. Il est alors nécessaire de déterminer l'indicatrice directionnelle de réflexion de la surface.

R.B Pettit [35] a décrit un réflectomètre bi-directionnel élaboré aux Laboratoires Sandia (USA), dans le but de mesurer les indicatrices de réflexion de quelques échantillons de miroirs. Le principe de l'appareil est indiqué sur la figure I-12; une lentille collimatrice forme d'une fente éclairée une image située à l'infini et de demi largeur apparente a = 1 mrad. Ce faisceau collimaté se réfléchit sur l'échantillon, où il couvre une zone de 13mm de diamètre, et est recueilli par une lentille collectrice qui le focalise sur une deuxième fente de largeur variable. Les deux fentes

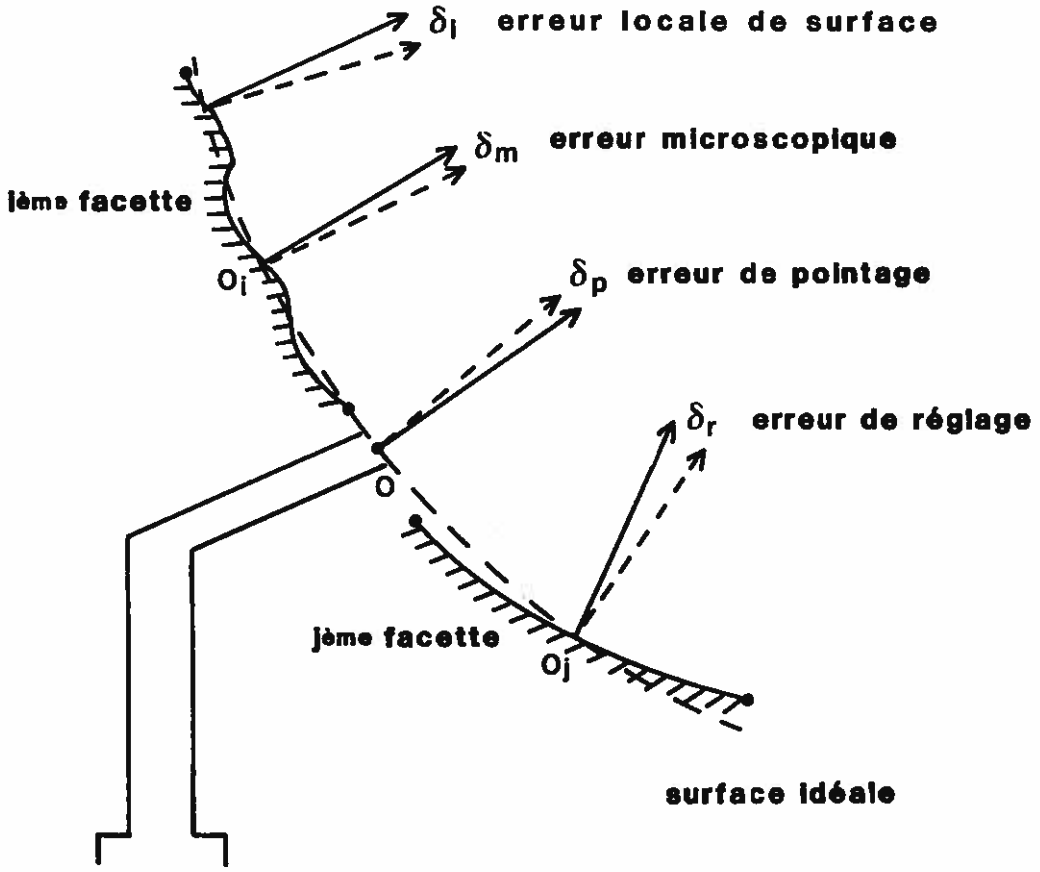


fig I-11 : Les défauts spécifiques des installations solaires.

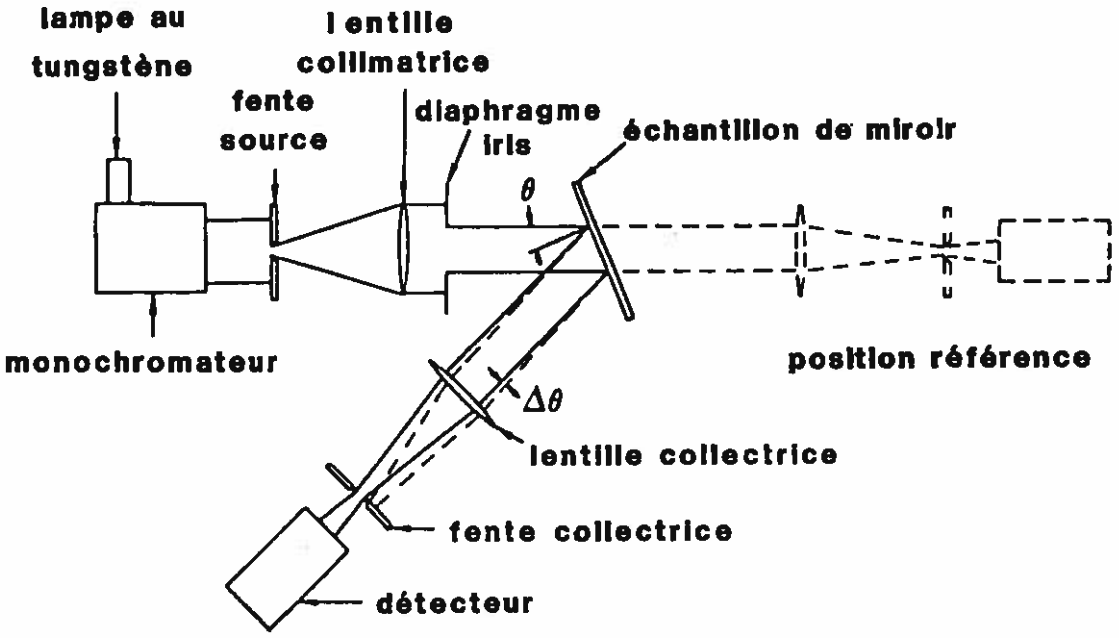


fig I-12 : Le réflectomètre bidirectionnel décrit dans [35].

sont perpendiculaires au plan d'incidence. Derrière la fente collectrice se trouve un détecteur; la quantité de flux qu'il enregistre dépend bien sûr des dimensions de la fente, dont la demi largeur apparente a_o, ramenée dans l'espace objet de la lentille collectrice, varie entre 1 et 17 mrad avec un pas de 1 mrad.

Le système collecteur est d'abord placé face au bloc collimateur, et les mesures références, correspondant aux fractions d'énergie contenues dans le faisceau incident sont enregistrées pour chaque valeur de a_o. Puis les mêmes mesures sont répétées une fois l'échantillon mis en place et l'on obtient ainsi des courbes, dont un exemple est donné figure I-13, et qui représentent le pourcentage de flux réfléchi $P(a_o)$ en fonction de l'ouverture angulaire du système collecteur. On reprend ensuite ces opérations avec une orientation différente de la trace du plan d'incidence dans le plan du miroir (il suffit pour cela de faire tourner l'échantillon autour de son axe). Ce réflectomètre permet ainsi d'obtenir des résultats avec une précision de 1%, dans toutes les directions de la surface du miroir, pour différents angles d'incidence, et dans un domaine de longueur d'onde compris entre 0,4 et 0,9 µm.

Pour interpréter ces résultats, il faut tenir compte de la largeur apparente du faisceau incident. On fait l'hypothèse que l'indicatrice de réflexion $R(\Delta\theta)$ suit une loi normale au point étudié

$$R(\Delta\theta) = \frac{R_o}{2\pi\sigma^2} e^{-\left[\frac{\Delta\theta^2}{2\sigma^2}\right]}$$

où $\Delta\theta$ est l'écart angulaire entre le rayon effectivement réfléchi et sa direction idéale, σ est l'écart type de la distribution, et R_o est le facteur de réflexion hémisphérique solaire de l'échantillon étudié. Alors l'éclairement de l'image formée sur la fente collectrice est donné par la convolution de la fente source avec la fonction $R(\Delta\theta)$. En adoptant les notations de la figure I-14, on peut alors écrire la distribution d'éclairement normalisée $E(y',z')$:

$$E(y',z') = \frac{1}{4ab} \int_{-a}^{+a} \int_{-b}^{+b} R(\Delta\theta)\, dydz$$

Avec $\Delta\theta^2 = (y'-y)^2 + (z'-z)^2$

Et la fraction de flux $P(a_o)$ arrivant sur le détecteur s'obtient par intégration sur $E(y',z')$:

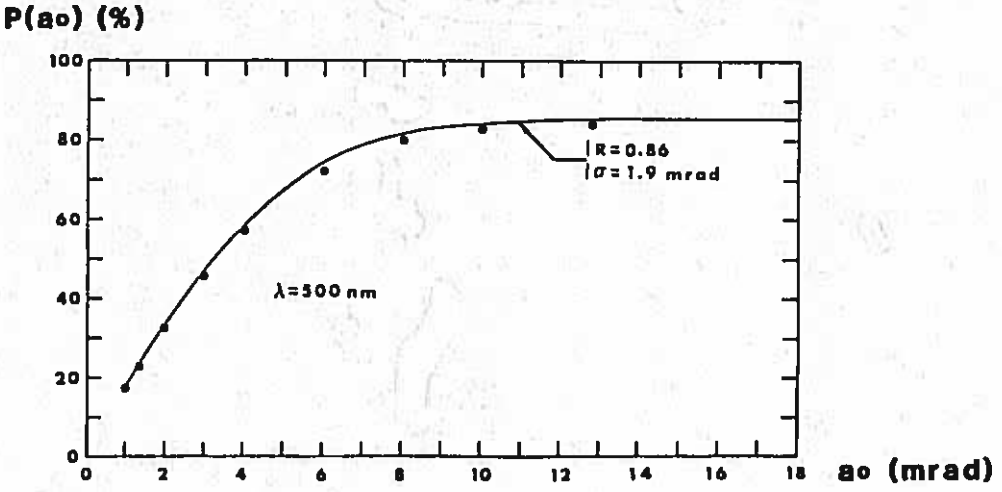


fig I-13 : Exemple de résultats obtenus avec le réflectomètre bidirectionnel (points). La courbe en trait continu représente le profil théorique correspondant à une valeur de σ égale à 0,9 mrad, d'après [35].

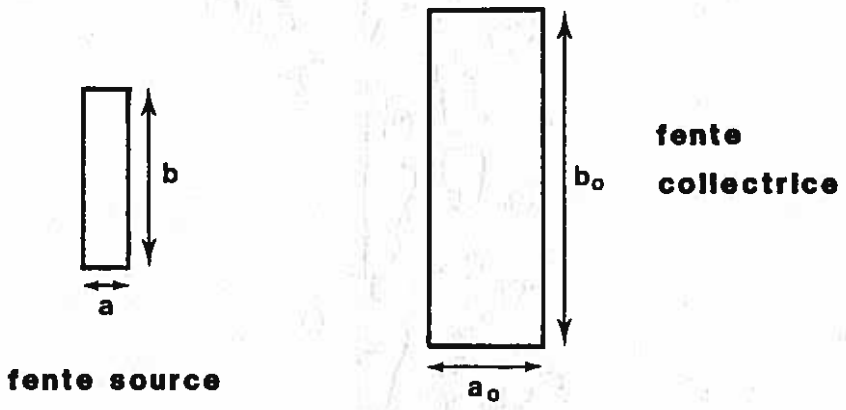


fig I-14 : Représentation des fentes source et collectrice.

$$P(a_o) = \int_{-a_o}^{+a_o} dy' \int_{-b_o}^{+b_o} E(y',z')\, dz'$$

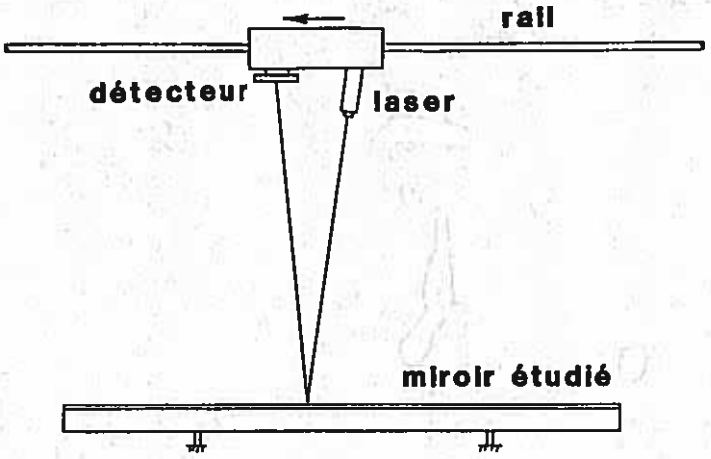
On procède alors par identification en ajustant le paramètre σ jusqu'à trouver un bon accord entre les courbes $P(a_o)$ calculées numériquement, et celles qui sont mesurées avec le réflectomètre (fig.I-13). L'expérience a montré qu'il est parfois nécessaire d'introduire une loi $R(\Delta\theta)$ plus complexe [35].

En pratique, on a trouvé, pour des types de glace courants sur les systèmes concentrateurs, des écarts types qui valent entre 0,07 et 0,17 mrad [36] en moyenne, et au maximum 0,4 mrad [35]. Il semble donc que les erreurs microscopiques aient un ordre de grandeur inférieur au dixième du rayon angulaire solaire, ce qui est considéré comme peu important.

3.2.2) Défauts de surface des facettes réflectrices

On désigne par défauts de surface toutes les imperfections géométriques qui éloignent le relief effectif d'une facette réflectrice de sa forme théorique. Ils peuvent être très locaux, observables sur une zone de quelques centimètres carrés seulement, ou bien intéresser l'ensemble de la facette : c'est le cas du défaut de courbure qui modifie par exemple la distance focale moyenne d'une facette sphérique. Notons que dans le cas d'une facette plane on les appelle défauts de planéité.

Les origines de ces défauts de surface sont multiples. Ainsi ils peuvent apparaître dès le formage de la lame de verre : il est courant d'observer, sur les verres modernes de type float-glass, de plus en plus répandus sur les systèmes concentrateurs, un relief en tôle ondulée perpendiculairement à la direction de coulage. Mais même les miroirs plans qui ont été fabriqués suivant l'ancienne technique, par doucissage et polissage, présentent des défauts de planéité : cratères, dépressions, etc...Une autre erreur concerne principalement la courbure des facettes; celle-ci peut être réalisée par la mise en place d'un miroir plan sur des points de contrainte : cela donne un relief approximatif et fortement dépendant de la précision mécanique du support. Les facettes précourbées obtenues par moulage présentent également des défauts de surface, surtout sur



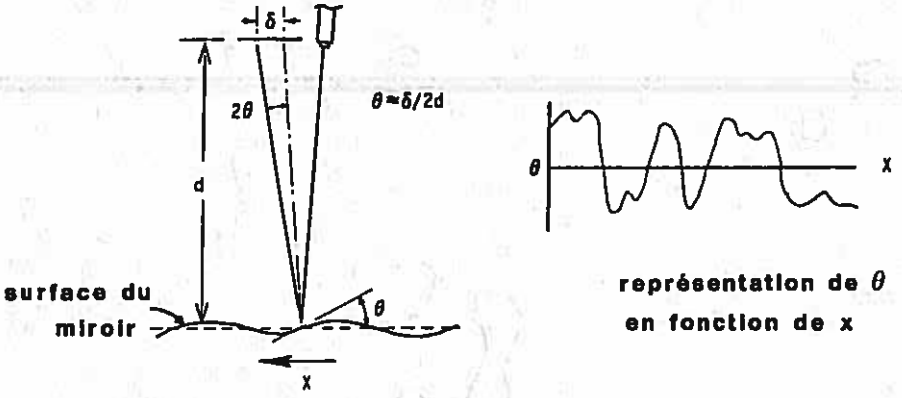


fig I-15 : Une méthode de mesure des défauts de surface.

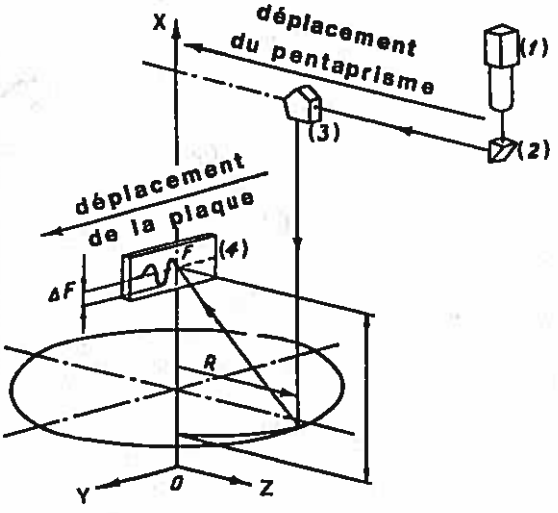


fig I-16 : Principe de l'aberrographe de Léonov : Les déviations d'un faisceau lumineux provenant d'un collimateur (1), dévié par un prisme (2) et un pentaprisme (3), sont enregistrées sur une plaque photographique (4) que l'on déplace au voisinage du foyer F. Cette méthode est surtout employée sur des paraboloïdes monobloc, d'après [40].

leur périphérie.

A tous ces défauts de fabrication s'ajoutent ceux qui s'introduisent lorsque le miroir est installé définitivement sur la structure qui le supporte, car tous deux seront soumis à de rudes conditions extérieures; des déformations parfois irréversibles apparaissent, causées par la gravité et les contraintes qui résultent de l'action du vent ou du poids de la neige. Les surfaces et les structures se déforment sous l'influence de la température ambiante. Enfin, il faut tenir compte des défauts qui apparaîtront progressivement, dus par exemple à un manque de raideur des structures support, ou à leur vieillissement.

Il existe essentiellement deux types de méthodes d'évaluation des défauts de surface des facettes réflectrices. La première est la méthode par contact [37], dont le principe est d'explorer les surfaces réflectrices à l'aide de palpeurs. Des profilomètres ont été réalisés aux Laboratoires Sandia de Livermore (USA) [38], ainsi qu'en URSS [39]. Ils sont tous les deux constitués d'une grande plaque de métal horizontale, qui supporte un réseau de cales mobiles perpendiculaires et disposées aux noeuds d'un maillage rectangulaire. L'ensemble est suspendu au dessus de la facette étudiée, qui repose sur un support indépendant, face réfléchissante tournée vers le haut. Les cales sont alors déplacées jusqu'à venir au contact avec la surface réflectrice, et leurs déplacements en hauteur sont enregistrés en tout point du maillage. Des calculs permettent de reconstituer le relief de la facette et d'éliminer l'erreur de parallélisme substituant éventuellement entre les plans de la plaque et du miroir. La précision est de l'ordre de 0,01mm. Cet outil de mesure a notamment été utilisé pour évaluer l'influence de la gravité et de la température sur les reliefs de modules d'héliostats focalisants [38]. Ses principaux inconvénients sont que d'une part, les mesures restent ponctuelles et peuvent donc être altérées par des défauts très locaux, et que d'autre part elles sont effectuées sur la face avant des miroirs, qui n'est pas forcément représentative du film réflecteur lorsque celui-ci se trouve en face arrière.

Une autre méthode possible pour la détermination des défauts de surface est de mesurer, à l'aide d'un détecteur, les déviations d'un faisceau lumineux après réflexion sur la surface étudiée.

Plusieurs montages ont déjà été réalisés : ainsi dans le cas de facettes planes ou légèrement courbées dont on désire mesurer les ondulations [38], on utilise un laser monté à côté d'un détecteur sur un chariot; l'ensemble coulisse le long d'un rail et permet d'explorer la surface réflectrice sur une grande longueur (fig.I-15). On obtient alors des profils donnant l'écart angulaire e entre les normales réelle et théorique en un point, en fonction de sa position sur la facette. Les brutales variations de e qui apparaissent fréquemment sont caractéristiques du relief en tôle ondulée et sont évaluées numériquement par leur écart type σ. En pratique, il est rare que σ dépasse 0,20 ou 0,25 mrad [37]. Dans le cas d'un miroir concave, il est nécessaire d'éliminer par le calcul les effets de la courbure moyenne. Réciproquement, il est possible de remonter à cette dernière par lissage du relief en tôle ondulée.

Il existe d'autres instruments dont le principe est analogue; ils ne diffèrent en fait que par la position et les mouvements des trois éléments de base : faisceau incident, miroir étudié, et détecteur. Citons l'aberrographe de Léonov [40], représenté sur la figure I-16, et l'appareil décrit par Butler et Pettit [41].

Pour être complets, signalons les méthodes interférométriques [37], rarement utilisées car elles ne sont applicables que sur de petits échantillons. Ceci nous amène à l'inconvénient majeur de toutes ces méthodes d'évaluation : elles peuvent difficilement être mises en oeuvre sur des facettes réflectrices que l'on a définitivement installées sur leur infrastructure; ce sont essentiellement des méthodes de laboratoire. Or nous avons vu plus haut que les conditions extérieures peuvent influer grandement sur le relief des facettes et sur leurs performances, d'où la nécessité de disposer d'une technique permettant de mesurer ceux-ci in situ.

3.2.3) Défauts de pointage d'héliostats

Qu'ils soient plans ou focalisants, les héliostats ont pour mission de renvoyer en permanence les rayons solaires dans une direction fixe, qui est celle du point focal dans le cas d'une installation à simple réflexion, ou qui est parallèle à l'axe du concentrateur dans le cas de la double réflexion. Plusieurs types de

montures sont envisageables, mais la monture altazimutale est certainement la plus simple et la plus répandue, aussi sera-t-elle seule à être considérée ici. On appelle défaut de pointage d'un héliostat l'écart angulaire entre les rayons effectivement réfléchis par l'héliostat et leur direction idéale. Ces défauts prennent une part non négligeable dans l'élargissement de la tache image solaire sur les installations comportant plusieurs dizaines d'héliostats, et sont évidemment liés au système d'asservissement utilisé. On distingue deux méthodes bien différentes.

1) L'asservissement par boucle ouverte où chaque héliostat est piloté par un microprocesseur qui modifie son orientation à intervalles réguliers, et la contrôle grâce à des codeurs de position. Dans ce cas, et avec une monture altazimutale, les causes d'erreur sont multiples : elles peuvent être purement mécaniques (fig.I-17); par exemple l'axe de rotation en azimut n'est pas parfaitement vertical, ou bien les deux axes de rotation (hauteur et azimut) ne sont pas rigoureusement orthogonaux, ou encore la normale à la surface réflectrice n'est pas perpendiculaire à l'axe de rotation en site [42]. Les défauts de pointage sont également liés à la résolution limitée des codeurs de position, ainsi qu'à d'éventuelles erreurs dans leur étalonnage, ou dans le calcul de la position du soleil.

2) L'asservissement par boucle fermée, qui porte sur les rayons effectivement réfléchis par l'héliostat. Leur direction est comparée et ramenée, par un montage d'asservissement électronique, à la direction idéale qui est matérialisée par l'axe optique d'une lunette de guidage. Dans ces conditions, et à moins d'un déréglage de cette dernière, les seuls défauts de pointage à envisager sont les oscillations liées au système électronique d'asservissement et le déréglage éventuel, par rapport à l'ensemble de la surface réfléchissante, de la glace référence qui fait face à la lunette de guidage.

Actuellement, on a tendance à préférer l'asservissement en boucle ouverte, plus économique, en dépit de sa précision qui reste moins bonne.

La mesure de ces défauts s'effectue le plus souvent par l'e-

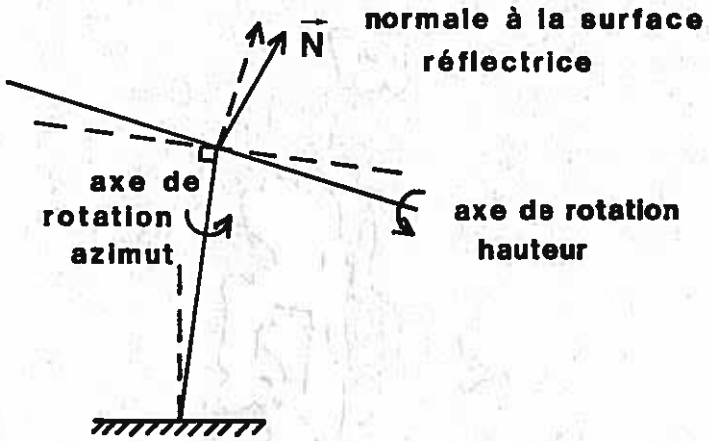


fig I-17 : Représentation des origines des défauts de pointage. Les deux axes de rotation de l'héliostat ainsi que la normale effective à la surface réflectrice $\vec{N}$, ne sont pas dans leur position idéale, d'après [42].

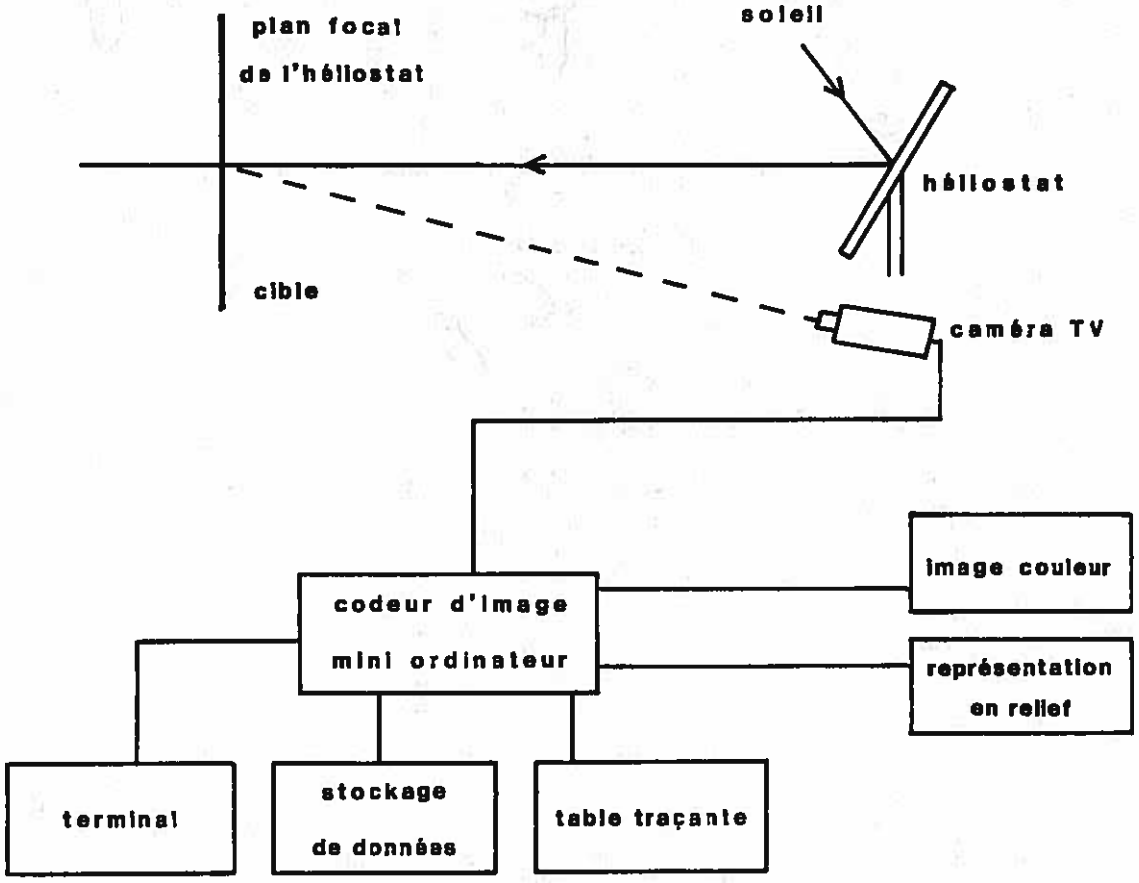


fig I-18 : Schéma de principe du système BCS.

xamen des déplacements de la tache image formée dans un plan cible. Les Laboratoires Sandia utilisent le système BCS (Beam Characterization System) dont le principe [43] est résumé figure I-18. L'héliostat étudié forme une répartition d'éclairement sur un large écran recouvert d'une couche de peinture blanche lambertienne. Une caméra numérique, reliée à un micro-ordinateur, scrute cette tache-image et la digitalise. On obtient ainsi une matrice de valeurs proportionnelles aux éclairements observés sur l'écran en 256 x 256 points. Grâce à un étalonnage préalable, les variations de sensibilité à la surface du tube de la caméra sont éliminées à l'acquisition. Un pyrhéliomètre situé au milieu de la cible y mesure la valeur absolue de l'éclairement et permet ainsi de faire la correspondance entre les niveaux de gris enregistrés par la caméra et les densités de flux effectivement atteintes en tout point. La précision globale du système est estimée à 8%. Une fois saisie, l'image peut être soumise à différents traitements : calcul de l'énergie totale, des cartes d'éclairements, des coordonnées du centre énergétique, du pourcentage d'énergie contenue dans des cercles de rayons variables, etc...Les défauts de pointage sont mesurés par l'écart entre les coordonnées du point visé par l'héliostat (en principe le centre de la cible) et le centre énergétique de la répartition de densité de flux observée. Des exemples de résultats caractéristiques des héliostats asservis par boucle ouverte sont donnés dans [42] et [44].

En France, un système analogue a été implanté sur le site de la centrale solaire expérimentale THEMIS (caméra d'étalonnage et cible passive). Les données acquises par la cible active (voir le paragraphe 2.3 du chapitre V) ont également servi à l'évaluation des dépointages des héliostats. Leur étude statistique [45] a montré qu'ils suivaient des lois normales indépendantes en hauteur et en azimut, dont les écart types angulaires sur l'orientation des normales à l'héliostat valent respectivement 0,9 et 1,5 mrad. On voit donc que ces défauts de pointage, s'ils sont maintenant bien connus, sont loin d'être négligeables. Il faut également noter qu'en général les expérimentateurs préfèrent les exprimer en mètres, directement mesurés dans le plan récepteur.

3.2.4) Défauts de réglage des facettes réflectrices

3.2.4.1) Stratégies de réglage

Une fois que la facette réflectrice est mise en place sur son support, il reste à procéder à son réglage en orientation, et parfois en focalisation. En effet les facettes contribuent toutes à reconstituer une surface réflectrice géante, que l'on souhaite la plus parfaite possible. Or les défauts de réglage introduisent une dispersion des normales à cette surface, et ont pour conséquence globale une dégradation des répartitions d'éclairement dans le cas de systèmes comportant un très grand nombre de facettes réflectrices.

Le but poursuivi diffère suivant le type d'installation, et les méthodes de réglage également. Ainsi l'objectif à atteindre lors du réglage d'un héliostat plan d'un système à double réflexion, est de rendre toutes ses facettes réflectrices (qui sont évidemment planes) parallèles entre elles, de manière à ce que l'ensemble reconstitue un grand miroir plan. On utilise alors généralement une méthode géodésique. Pour le réglage d'un concentrateur fixe, on cherchera à superposer les unes sur les autres toutes les images individuellement formées par les facettes réflectrices, en les centrant au point focal; le réglage porte alors le plus souvent sur les rayons réfléchis. L'héliostat focalisant d'une installation du type simple réflexion peut, quant à lui, être réglé suivant deux stratégies différentes :

1) Il est réglé sur son axe. Cela revient à dire qu'il est sphérique, ou plutôt que les facettes qui le composent sont rendues tangentes à une sphère de rayon égal à deux fois la distance qui sépare l'héliostat du point-cible. Or un héliostat focalisant ne travaille jamais sur son axe (si tel était le cas, l'héliostat, la chaudière, et le soleil seraient dans le même alignement, et la chaudière ferait alors ombre sur l'héliostat); la tache image présente donc en permanence un élargissement résiduel causé par les aberrations d'astigmatisme et de courbure de champ (cf. paragraphe 3.1.2). C'est le mode de réglage qui a été choisi pour les héliostats focalisants de la centrale THEMIS.

2) Il est réglé en dehors de son axe, c'est-à-dire qu'il est optimisé pour une certaine position du soleil dans le ciel, correspondant à un instant donné t_o d'un jour particulier de

l'année. Cela signifie qu'à t_o et à t_o seulement, les taches image du soleil formées par les facettes réflectrices de l'héliostat seront exactement superposées dans le plan cible. A tout autre instant, on y observera une dispersion irréductible des faisceaux réfléchis. Igel et Hugues [46] ont montré qu'en fait cela revenait à rendre les facettes réflectrices de l'héliostat tangentes à un paraboloïde fictif (fig. I-19) dont l'axe serait défini par la direction du soleil à l'instant t_o, le foyer confondu avec le point focal de l'installation, et qui passerait par le centre de l'héliostat. Dans le cas le plus général cette section du paraboloïde est approximée à une surface toroïdale possédant deux rayons de courbure principaux. Enfin signalons que le réglage d'un héliostat sur son axe n'est que l'application particulière d'un réglage hors-axe à l'instant imaginaire où soleil, héliostat et point-cible sont alignés. Les héliostats focalisants des grandes centrales américaines (Barstow, Albuquerque) sont tous réglés en dehors de leur axe.

Bien sûr la méthode de réglage des héliostats dépend de la stratégie adoptée. Nous allons maintenant examiner les méthodes les plus couramment utilisées pour le réglage des facettes réflectrices de systèmes à simple et double réflexion.

3.2.4.2) Quelques méthodes de réglage classiques

Un inventaire comparatif des méthodes de réglage aussi exhaustif que possible a déjà été réalisé dans un rapport de stage de fin d'études [47]. On y recensait toutes les méthodes existantes, ainsi que celles qui avaient pu être suggérées dans diverses publications, cela pour les trois types de surface envisagés, et dans le but d'en dégager les méthodes les plus performantes et les plus économiques. Nous ne reprendrons pas ici cette liste, et nous contenterons de rappeler le principe des quatre ou cinq méthodes qui sont réellement utilisées, les autres n'ayant, jusqu'à preuve du contraire, que rarement été mises en pratique.

1) méthode des niveaux : à bulle ou électronique (héliostats plans ou focalisants). Le principe est simple : l'héliostat est complètement immobilisé en position horizontale (ce qui n'est pas toujours réalisable); les niveaux sont soit disposés au dessus de la facette réflectrice en cours de réglage, soit suspendus au dessous.

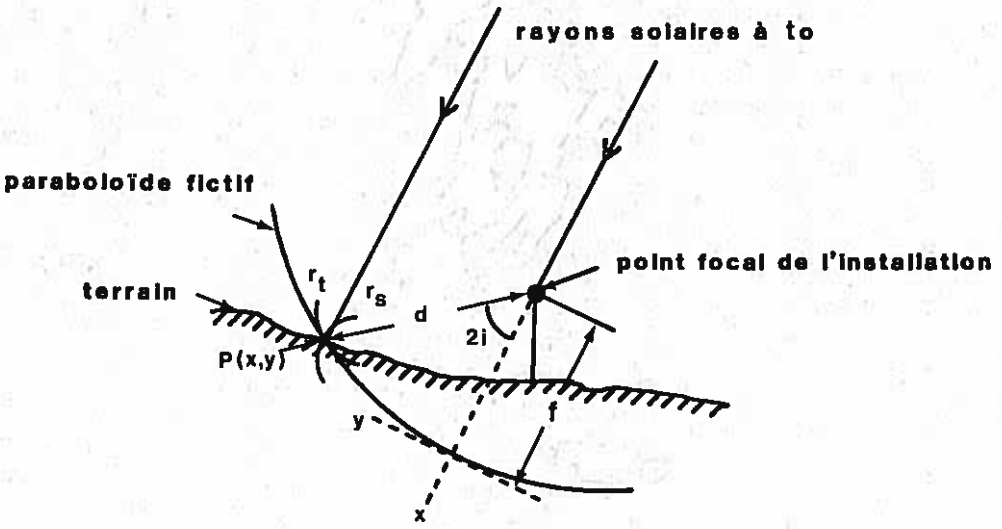


fig I-19 : Représentation du paraboloïde fictif P(x,y). Il dépend de l'instant to et de la position de l'héliostat sur le terrain, d'après [46].

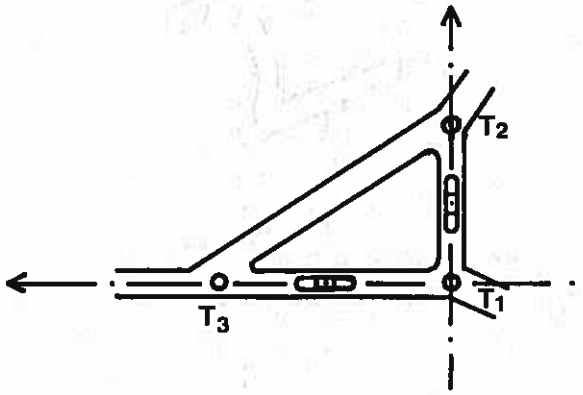


fig I-20 : Vue de dessus de l'outil de réglage utilisé pour les modules des héliostats de THEMIS. T_1 est une cale fixe, T_2 et T_3 sont des cales mobiles. On peut donc imposer des pentes dans deux directions perpendiculaires du module.

Dans le cas d'un héliostat plan, il suffit de les disposer dans deux directions perpendiculaires, et d'ajuster l'orientation de chaque facette pour que les pentes soient nulles. Dans le cas d'un héliostat focalisant que l'on désire amener à une certaine courbure, il est nécessaire de connaître les pentes qu'on doit donner à chaque facette réflectrice par rapport à une facette référence. Ceci peut être réalisé en comparant, dans deux directions perpendiculaires, les pentes des deux facettes à l'aide de deux inclinomètres [48], ou, comme à THEMIS (fig.I-20), en disposant le niveau sur un support qui est au contact avec la facette à régler en deux points : l'un d'eux est une cale mobile dont on ajuste la cote en fonction de la pente désirée [47]. La précision obtenue est en théorie excellente, de l'ordre de quelques secondes, mais il faut éventuellement tenir compte des défauts de parallélisme des glaces, et, surtout, il faut éviter que celles-ci, ou leurs structures-support, soient trop déformées sous le poids de l'instrument de réglage, ce qui aurait bien sûr pour conséquence de fausser l'opération [47].

2) méthode du théodolite (héliostats plans). C'est la méthode la plus utilisée pour régler des héliostats plans. Elle consiste à immobiliser l'héliostat en position verticale et à déplacer devant chaque facette réflectrice un théodolite reposant sur un échafaudage mobile. On vise tout d'abord un point référence R éloigné dans le paysage, et tel que la droite joignant R au théodolite soit presque parallèle au plan de l'héliostat. Puis on fait auto-collimation sur une glace référence. Le déplacement de la lunette est mesuré par deux angles a_o et h_o (fig.I-21). Une fois le théodolite repositionné devant la facette réflectrice que l'on désire régler, on vise à nouveau le point R et on déplace la lunette suivant les deux angles a_o et h_o. On procède alors au réglage en orientation de la facette, de manière à retrouver l'auto-collimation dans la lunette du théodolite. Cette dernière séquence d'opérations doit être répétée pour tous les miroirs de l'héliostat. On montre [47] que le théodolite étant muni d'un système de compensation des erreurs en hauteur, et que la droite le joignant à R faisant un très petit angle avec le plan de l'héliostat, l'erreur théorique minimale est de l'ordre de 10". Mais ceci suppose que le miroir réglé est de qualité optique. En réalité, l'erreur est plus importante du fait de la dispersion des faisceaux réfléchis due aux erreurs microscopiques. Par ailleurs, il faut être sûr que la zone visée sur la facette

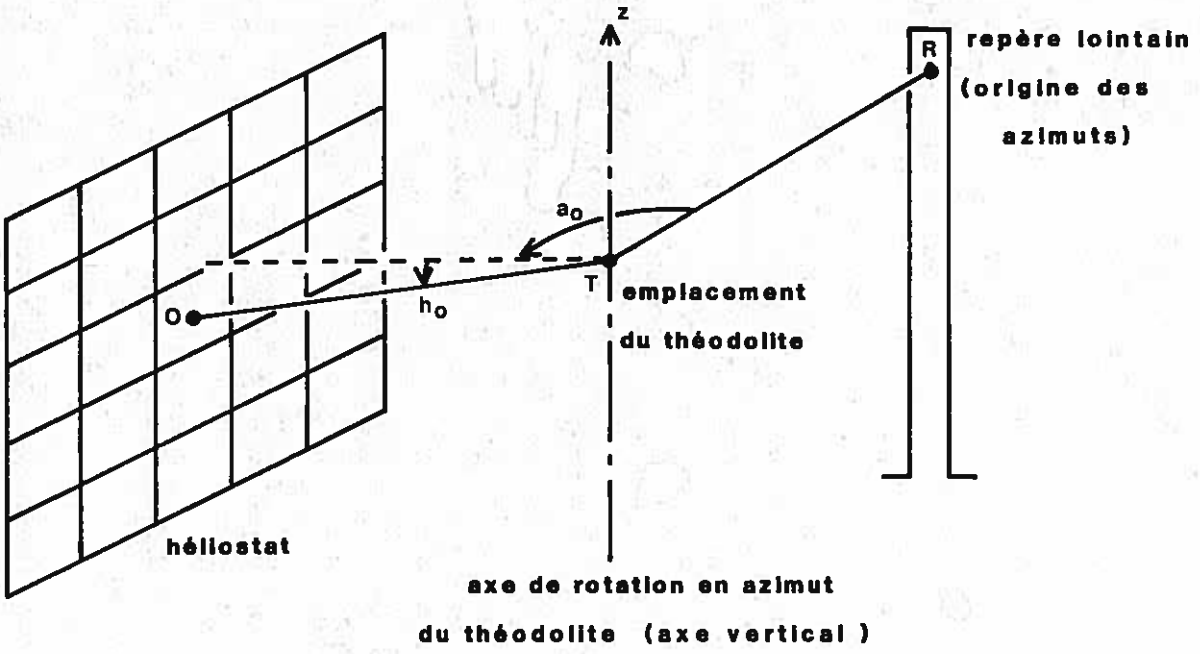


fig I-21 : Méthode du théodolite. L'axe Tz est vertical, le point R sert d'origine aux azimuts. Lorsque l'autocollimation est réalisée pour la facette de centre O, l'axe TO est repéré par ses angles en hauteur et azimut h_o et a_o.

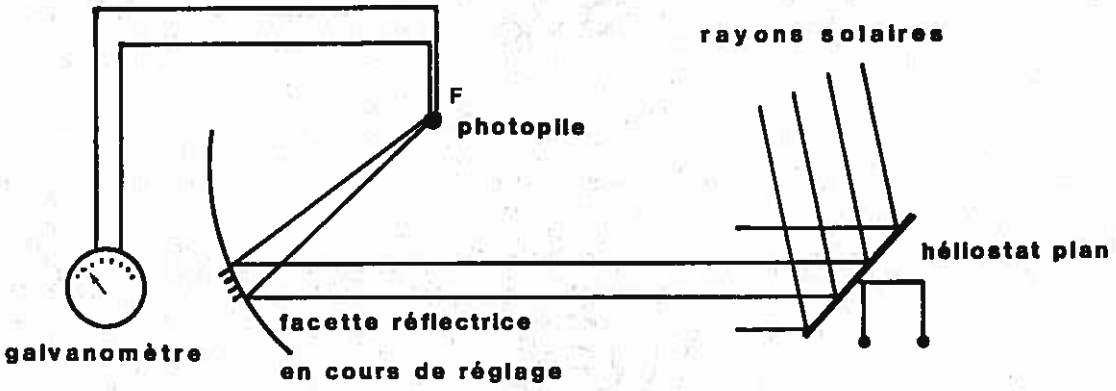


fig I-22 : Principe de la méthode de réglage du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo.

réflectrice est bien caractéristique de l'ensemble du relief (plan) désiré pour celle-ci.

C'est cette méthode qui a été utilisée pour le réglage des héliostats plans du four de 1000 kW d'Odeillo. Ses résultats semblent bons et son principal inconvénient est l'important temps de réglage qu'elle nécessite : il faut 9mn à un opérateur pour régler une facette plane [1].

3) Méthode visuelle, par superposition d'images (concentrateurs fixes ou héliostats focalisants). C'est la méthode la plus évidente. Elle consiste à cacher toutes les facettes constituant la surface réflectrice, sauf une : celle qui est en cours de réglage; celle-ci forme une image du soleil dans le plan récepteur, que l'on observe à l'oeil nu ou dans une caméra, et que l'on recentre sur le point focal théorique en jouant sur son orientation. On recouvre alors cette facette et on en découvre une autre, que l'on règle à son tour, etc.. Cette méthode est applicable sur les concentrateurs de four solaire [47], en utilisant le faisceau réfléchi par l'héliostat,qu'il faut alors avoir préalablement bien réglé, ou pour les héliostats focalisants que l'on souhaite régler hors-axe [48]; on doit alors attendre que le soleil prenne dans le ciel une position voisine de sa position d'optimisation, et procéder le plus vite possible au réglage. Mais comme il est rarement possible de régler un héliostat complet en moins d'une heure, il subsistera toujours une dispersion irréductible sur les normales aux facettes réflectrices, celles-ci n'étant pas toutes optimisées pour le même instant. De plus cette méthode suppose un contrôle-commande de l'héliostat exempt de défauts, ce qui est rarement le cas en pratique. L'erreur d'orientation maximum de cette méthode a été grossièrement estimée à 1' [47] dans le cas d'un concentrateur de four solaire. Cela n'a bien sûr jamais été vérifié.

4) Méthode par optimisation de la concentration au foyer (concentrateurs fixes). Cette méthode fut appliquée lors du réglage du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo. Il faut signaler que les facettes qui le constituent sont non seulement réglables en orientation, mais également en courbure.

Leur réglage s'effectuait comme suit (fig.I-22) : une photopile montée sur une barre réfractaire horizontale était placée au foyer de l'installation. Puis la facette réflectrice à régler

était éclairée par les rayons solaires, renvoyés par un héliostat plan. L'opérateur, qui se trouvait derrière la facette, lisait directement sur un galvanomètre une valeur proportionnelle au courant débité par la photopile, et donc à l'éclairement au foyer; en jouant en même temps sur les deux réglages, orientation et courbure, il pouvait maximiser le signal, et produire ainsi une concentration optimale au foyer . Puis, lorsque cela était réalisé, et après avoir repéré les bons réglages à l'aide des vis de butée, la facette était basculée en orientation, de manière à éloigner suffisamment sa tache image de la photopile. Toutes les facettes éclairées étaient ainsi basculées, sauf celle en cours de réglage, afin que la photopile ne reçoive pas un rayonnement provenant de plusieurs miroirs en même temps. Il a été estimé [1] qu'un opérateur mettait 15mn en moyenne pour le réglage d'une facette du concentrateur. Là encore un calcul approximatif [47] a permis d'estimer à 1' environ l'erreur maximale du réglage en orientation, mais ceci n'a pas pu être vérifié. Le réglage en focalisation, quant à lui, modifie sensiblement le relief de la facette, et il est logique de rattacher les erreurs qui en résultent aux défauts de surface des facettes réflectrices.

5) Méthode de réglage laser (concentrateurs fixes ou héliostats focalisants). Cette méthode consiste à observer, sur un écran, l'impact retour d'un faisceau laser, que l'on pointe successivement sur toutes les facettes réflectrices du concentrateur. Après s'être réfléchi au centre de la facette (fig.I-23), le faisceau en provenance du foyer est renvoyé presque parallèlement à l'axe du concentrateur, vers un miroir flottant au milieu d'un bain de mercure. Il repart alors vers la facette et, si celle-ci est bien réglée, doit repasser par le foyer de l'installation. Le réglage consiste à ajuster l'orientation de la facette réflectrice pour qu'il en soit ainsi. Bien sûr cette méthode n'est applicable que dans le cas particulier d'un concentrateur à axe vertical, tel celui du four de 6,5 kW d'Odeillo où elle a été mise en oeuvre. Sa précision est en principe excellente, de l'ordre de 10" environ [47], mais cela, sans tenir compte des défauts de surface ponctuels des miroirs réglés (trous, cratères, etc...). Pour remédier à cet inconvénient, on peut envisager d'utiliser un système de balayage par miroirs qui étalerait le faisceau laser sur toute la surface d'une facette. C'est ce qu'ont fait les chercheurs américains lors du réglage des héliostats focalisants de la Centrale Solaire d'Essais d'Albuquerque

[13]; une telle méthode peut en effet être adaptée au cas des héliostats réglés hors-axe, mais elle nécessite des calculs assez complexes qui font intervenir les positions respectives de l'héliostat, de la cible et de la source-laser, et l'instant d'optimisation t_o choisi pour l'héliostat [47]. Elle présuppose de plus que le contrôle-commande des héliostats que l'on veut régler est parfait, et en cela elle n'est pas recommandable. Dans le cas de l'héliostat sphérique le principe du réglage est plus simple (fig.I-24) mais il semble que la méthode n'ait été appliquée que sur un très petit nombre d'héliostats, dans le but de vérifier leurs réglages, et non pas de les effectuer [49].

Pour conclure, nous ferons deux remarques :

* Si les précisions théoriques possibles ont déjà été évaluées pour de nombreuses méthodes [47], il n'en est pas de même de leurs répartitions d'erreur effectives après réglage. Dans ce but, il est envisageable de réutiliser la méthode de réglage elle-même, mais cela serait pénible et a de fait rarement été réalisé. Force est donc de constater qu'à l'heure actuelle, sur la plupart des installations, on ignore encore l'ordre de grandeur réel des erreurs de réglage, et le rôle qu'elles jouent dans l'élargissement des taches image. Il est donc nécessaire de mettre au point des méthodes d'évaluation de ces erreurs, applicables sur tous types d'installation.

* Parmi les méthodes de réglage que nous avons citées, ce sont les deuxième et quatrième qui semblent les plus fiables et les plus performantes; ce sont d'ailleurs celles qui ont été utilisées sur le four solaire de 1000 kW d'Odeillo. Leur principal inconvénient est l'important temps de réglage qu'elles demandent. Ainsi il a fallu deux ans de travail pour le réglage complet des quelques 21000 facettes qui constituent l'installation géante d'Odeillo. Il n'est donc pas interdit de songer dès maintenant à l'élaboration de nouvelles méthodes de réglage, plus performantes, mais surtout plus rapides.

4) LE CALCUL DES ECLAIREMENTS SOLAIRES

4.1) La méthode des ellipses [50]

Historiquement c'est la première méthode de calcul théorique

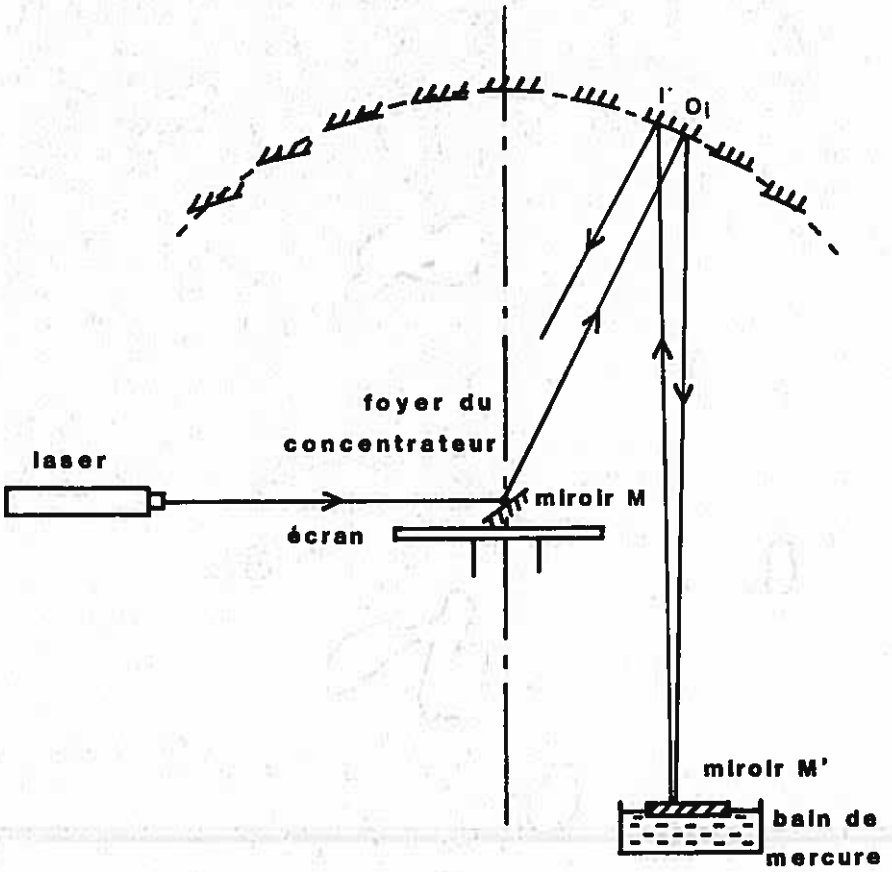


fig I-23 : Principe de réglage laser d'un concentrateur fixe à axe vertical. Si la facette de centre O_i est bien réglée, le faisceau revient exactement sur lui-même.

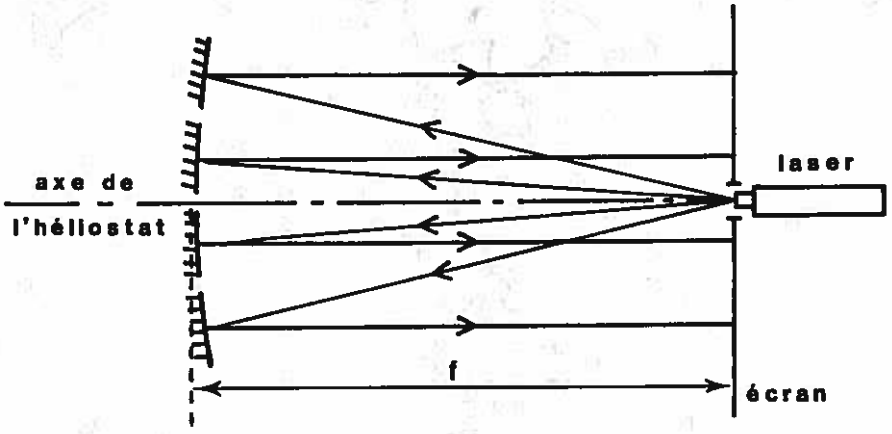


fig I-24 : Principe de réglage laser d'un héliostat sphérique. f est la distance focale de l'héliostat.

des éclairements solaires. En pratique, elle reste d'un grand intérêt, puisque le principe de la méthode des ellipses, dite aussi des "faisceaux coniques élémentaires", est encore utilisé dans certains codes de calcul. Elle ne concernait à l'origine que les répartitions de densité de flux formées par un paraboloïde de révolution, dans des plans perpendiculaires à son axe, la luminance du soleil étant supposée constante sur toute sa surface. Nous ne considérons que le cas du plan focal : le flux solaire recueilli par un élément de surface dP d'une couronne appartenant au paraboloïde et vue du foyer sous un rayon angulaire $\alpha' = 2i$ (fig.I-25) s'écrit :

$$d^2\phi = E_o \cos i \, dP$$

où E_o est la constante solaire.

Or le flux reçu en P est réfléchi en un cône de demi-angle au sommet ϵ_o, qui intercepte le plan focal suivant une tache en forme d'ellipse, centrée en F, et où la densité de flux est uniformément répartie. La contribution d'éclairement $d^2E(M')$ en un point M' situé à l'intérieur de cette ellipse peut donc s'écrire :

$$d^2E(M') = R \frac{E_o \cos i \, dP}{A} = R \frac{E_o \cos i \, dP}{\pi ab}$$

R étant le coefficient de réflexion du paraboloïde et A l'aire de l'ellipse dont le demi grand axe et le demi petit axe sont respectivement a et b. Ceux-ci s'expriment facilement [50] en fonction de α' et des paramètres du paraboloïde.

Ensuite, l'intégration sur la couronne de rayon angulaire α' revient à faire tourner le point M' autour de F dans le plan focal (fig.I-25); ne participent effectivement à l'éclairement en M' qu'un nombre de points P proportionnel au nombre de points M' situés à l'intérieur de l'ellipse. De plus, tout point situé à l'intérieur de l'image de Gauss reçoit une contribution d'éclairement de toute la couronne, et on peut alors écrire :

$$dE(M') = R \frac{E_o \cos i \, \Delta S}{\pi ab} \times \frac{\theta_1 + \theta_2}{2\pi}$$

où ΔS est l'aire totale de la couronne. Le calcul consiste à déterminer graphiquement les angles θ_1 et θ_2, pour chaque couronne de la surface du paraboloïde, et à sommer leurs contributions d'éclairement dE(M'), ceci pour tous les points M' considérés dans le plan focal. La figure I-26 représente les répartitions d'éclairement ainsi obtenues : on constate que l'éclairement reste

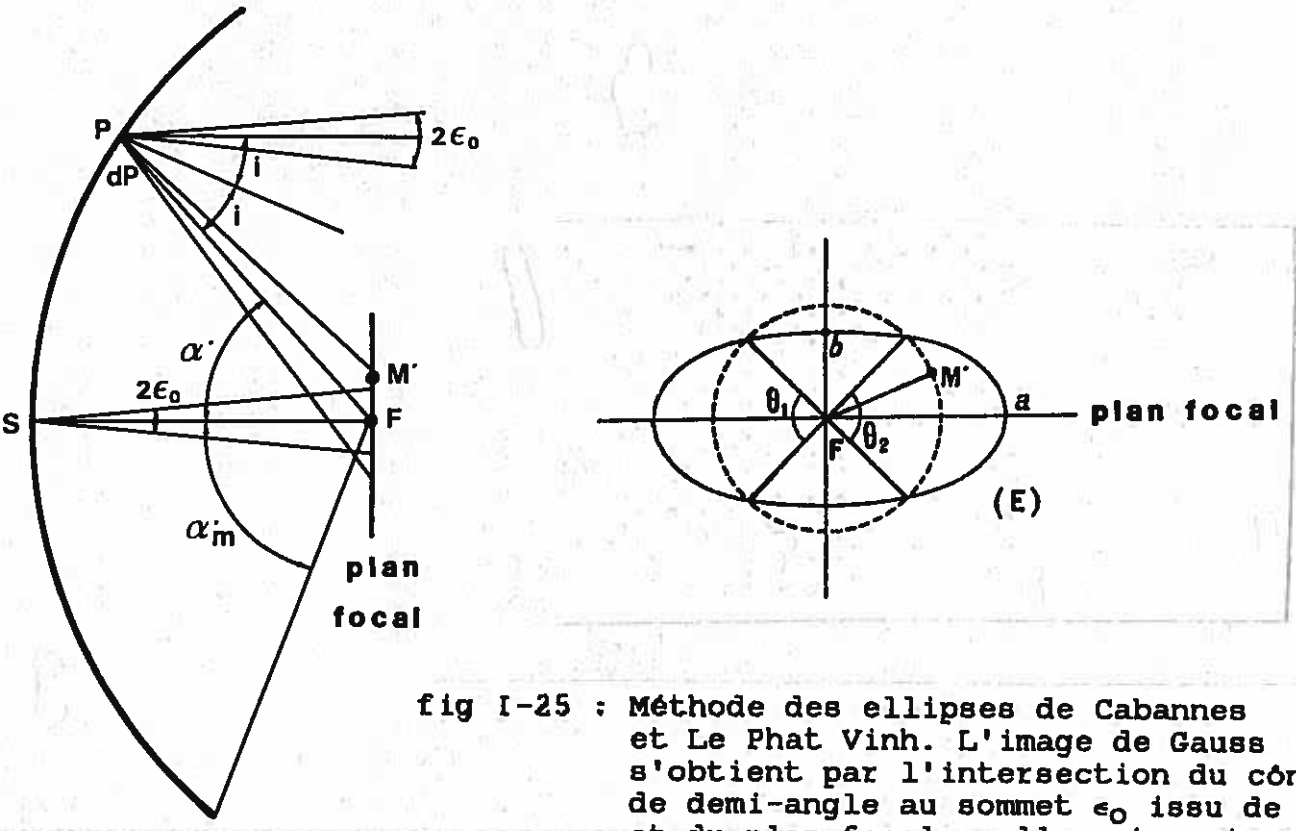


fig I-25 : Méthode des ellipses de Cabannes et Le Phat Vinh. L'image de Gauss s'obtient par l'intersection du cône de demi-angle au sommet ϵ_o issu de S, et du plan focal : elle est contenue dans toutes les ellipses (E) issues des points P, d'après [50].

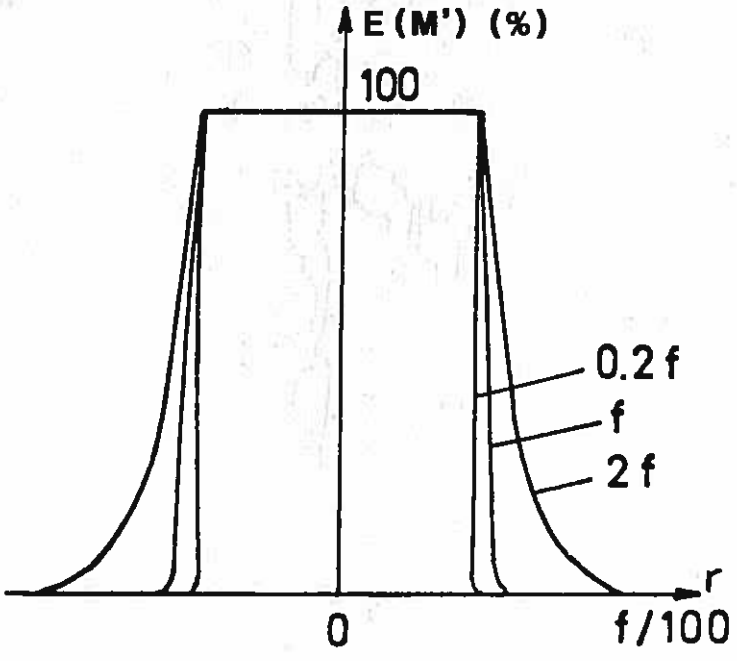


fig I-26 : Répartition d'éclairement dans le plan focal d'un paraboloïde de révolution, en fonction de la distance r=FM', et pour différentes ouvertures maximales du concentrateur. Soleil à luminance uniforme [50].

constant sur toute la surface de l'image de Gauss.

A.Le Phat Vinh a par la suite repris ces calculs [51] en introduisant une luminance solaire L(ϵ) plus réaliste; il s'agit de la loi de José (se reporter au Chapitre II, paragraphe 3.2). La fraction de flux renvoyée par un élément de surface dP du concentrateur sur un élément de surface dM' centré autour du point M' (fig.I-27), peut s'écrire, conformément à la loi de l'étendue géométrique:

$$d^2\phi = R\, L(\epsilon)\, dM' \cos\beta \frac{dP \cos i}{D^2} \qquad (I-7)$$

où R est le coefficient de réflexion du paraboloïde, ϵ est l'angle que fait le rayon réfléchi en P, et provenant du centre du soleil, avec la direction PM', et les autres notations précisées sur la figure I-27.

Les répartitions d'éclairement s'obtiennent par intégration numérique sur toute la surface du paraboloïde :

$$E(M') = \iint_{\substack{\text{surface du} \\ \text{paraboloïde}}} \frac{d^2\phi}{dM'} \qquad (I-8)$$

Les résultats du calcul révélèrent (fig.I-28) une légère variation de l'éclairement au voisinage du foyer du paraboloïde; cette modification avait bien sûr contribué à rapprocher les prévisions théoriques des premiers résultats expérimentaux. Toutefois ceux-ci restaient assez éloignés, leurs maximums présentant notamment des profils beaucoup plus étroits au voisinage du foyer.

4.2) La méthode d'Aparisi

Très vite, il fut évident que les imperfections géométriques des installations solaires étaient la cause du désaccord très net entre résultats théoriques et expérimentaux. Aparisi [52] a suggéré que la loi de luminance $L_R(\epsilon)$ effectivement réfléchie en tout point de la surface d'un paraboloïde était, du fait de ces imperfections, une loi normale circulaire :

$$L_R(\epsilon) = \frac{R\, E_o\, h^2}{\pi} \, e^{-h^2\epsilon^2} \qquad (I-9)$$

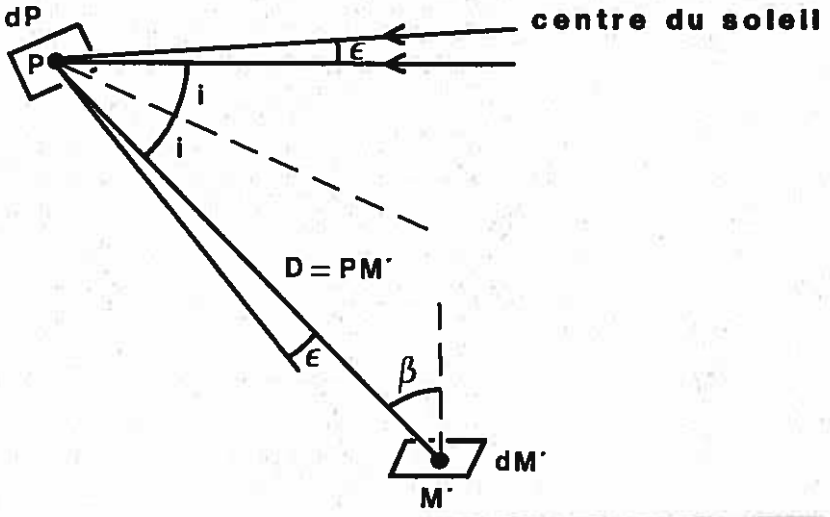


fig I-27 : Loi de l'étendue géométrique appliquée à un élément de surface dP du concentrateur, d'après [51].

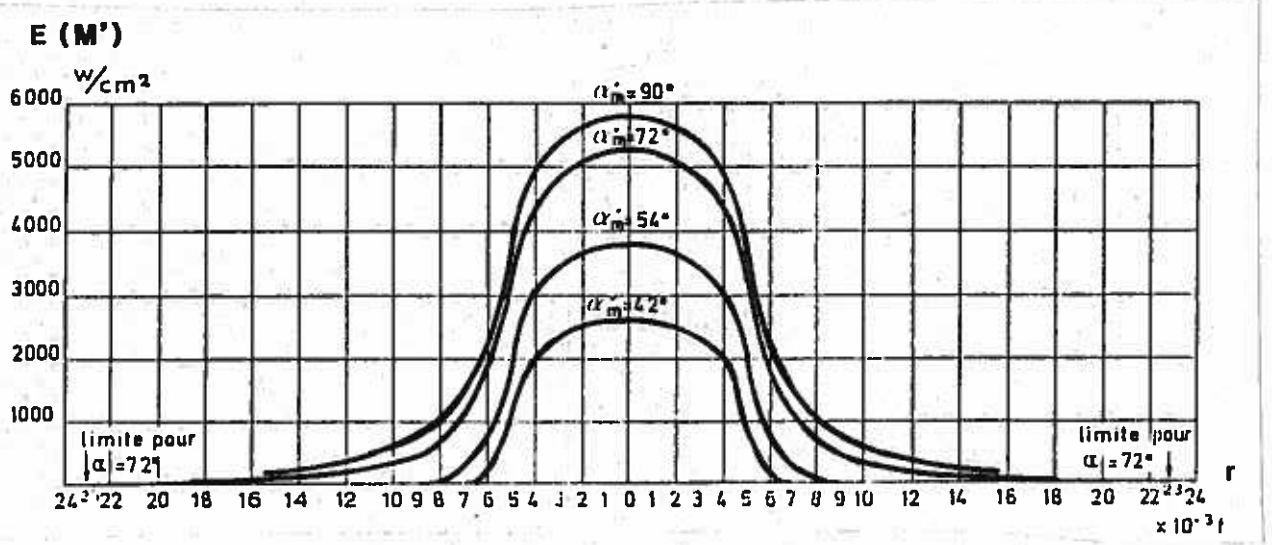


fig I-28 : Répartition d'éclairement dans le plan focal d'un paraboloide de révolution, en fonction de la distance r=FM', et pour différentes ouvertures maximales α_m. Il a été tenu compte de la loi de luminance solaire L(ϵ), d'après [51].

où, d'après nos notations habituelles, R est le coefficient de réflexion du paraboloïde, et E_o est la constante solaire. h est le paramètre de précision du concentrateur introduit par Aparisi.

La démonstration suivante, tirée de [53], permet d'aboutir à la "formule d'Aparisi" donnant la répartition des éclairements dans le plan focal d'un paraboloïde de révolution de focale f. Soit un point M' situé à une distance r de F dans le plan focal (fig.I-29). On suppose que r est suffisamment petit devant f pour qu'on puisse écrire :

$$||\overrightarrow{P\,M'}|| \approx \frac{2f}{1+\cos\alpha'}$$

Alors, en utilisant les propriétés du paraboloïde, on trouve que

$$\epsilon^2 \approx \frac{r^2(1+\cos\alpha')^2}{4f^2}\left[1-\sin^2\alpha'\cos^2\phi\right]$$

On fait ici une première simplification, à savoir que ϵ^2 ne dépend plus de ϕ. Cela revient à dire que la luminance $L_R(\epsilon)$ observée du point M' sur une couronne d'ouverture α' est constante et ne dépend que de α'(*).

On choisit, pour $\phi = 90^\circ$:

$$\epsilon = r\,\frac{(1+\cos\alpha')}{2f} \qquad (I\text{-}10)$$

Il y a surestimation de ϵ, et donc sous-estimation de $L_R(\epsilon)$ pour tout point P de la couronne d'angle α'. D'autre part, la

(*) ou, si l'on préfère, les courbes iso-luminance vues de tout point M' sont des cercles.

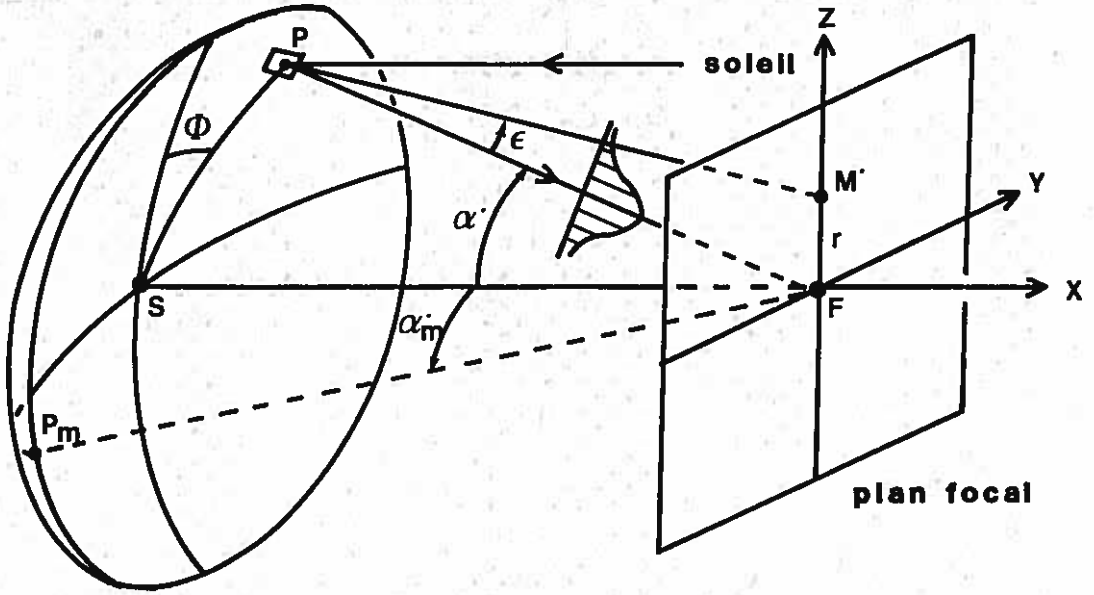


fig I-29 : Calcul de l'éclairement dans le plan focal d'un paraboloïde de révolution dans le cadre de l'hypothèse d'Aparisi.

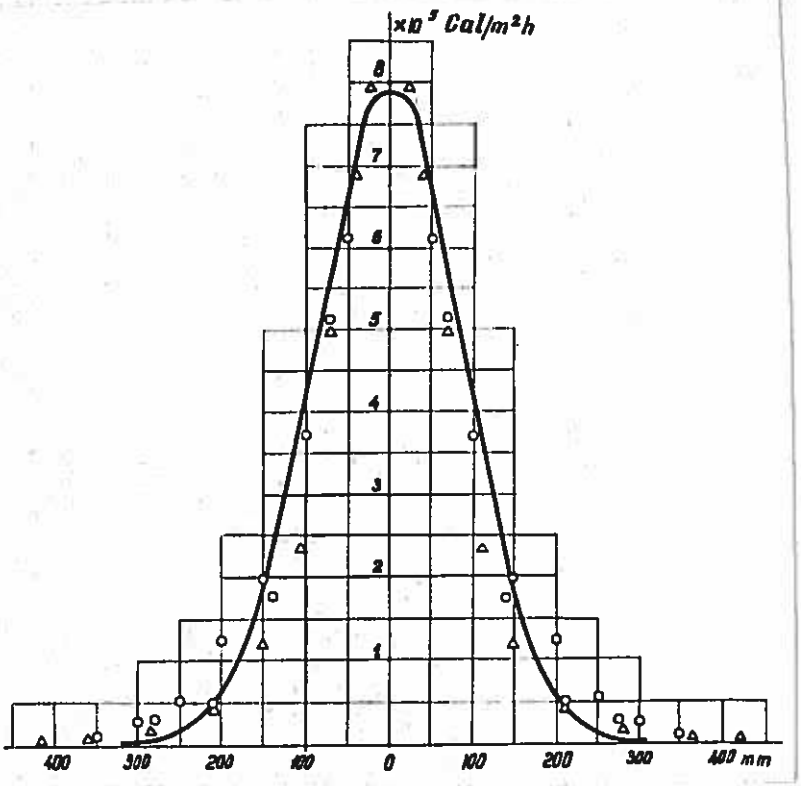


fig I-30 :Répartition d'éclairement dans la tache focale d'un concentrateur paraboloïdal de 10 mètres de diamètre. La courbe en trait plein est la courbe d'Aparisi, tandis que les ronds et les triangles indiquent les résultats de mesures expérimentales.

contribution d'éclairement de celle-ci en M' s'écrit alors :

$$dE(M') = L_R(\epsilon) \cos \alpha' \, d\Omega$$

où $$d\Omega = 2\pi \sin \alpha' \, d\alpha'$$

Et on obtient E(M') par sommation sur l'angle d'ouverture α' :

$$E(M') = 2\pi \int_0^{\alpha'_m} L_R(\epsilon) \cos \alpha' \sin \alpha' \, d\alpha'$$

Alors, en remplaçant $L_R(\epsilon)$ par son expression dans (I-9):

$$E(M') = 2R \, E_o \, h^2 \int_0^{\alpha'_m} e^{-h^2\epsilon^2} \cos \alpha' \sin \alpha' \, d\alpha'$$

et ϵ est donné par la relation (I-10). L'intégrale ne peut s'exprimer analytiquement d'une manière simple. On procède alors à une deuxième simplification : ϵ ne dépend plus de α', et est fixé égal à :

$$\epsilon = \frac{r(1+\cos \alpha'_m)}{2f}$$

Cela revient à supposer que la luminance observée du point M' reste constante sur tout le paraboloïde. En fait, c'est celle du point P_m que l'on a étendue à toute la surface réflectrice; il y a cette fois-ci surestimation de la valeur de l'intégrale, ce qui conduit les auteurs à dire que les effets des deux simplifications s'annulent réciproquement. En réalité il n'en est rien et l'on pourra s'en convaincre au vu des courbes iso-luminance effectivement observables sur un paraboloïde de révolution (voir au chapitre II, paragraphe 10); il y a une grosse surestimation globale. L'effet de ces deux simplifications est d'ailleurs d'annuler les aberrations, et en particulier la coma du paraboloïde. Quoi qu'il en soit, on peut alors sortir le terme exponentiel de l'intégrale :

$$E(M') = E(r) = 2 \, R \, E_o \, h^2 \, e^{-\frac{h^2 r^2}{4f^2}(1+\cos \alpha'_m)^2} \int_0^{\alpha'_m} \sin \alpha' \cos \alpha' \, d\alpha'$$

et on arrive enfin à la fameuse formule d'Aparisi, donnant la répartition de l'éclairement dans le plan focal du paraboloïde de révolution :

$$E(r) = R\,E_o\,h^2 \sin^2\alpha'_m\, e^{-\frac{h^2 r^2}{4f^2}(1+\cos\alpha'_m)^2} \qquad (I\text{-}11)$$

Celle-ci suit en fait une loi normale de r. Pour un concentrateur donné, il suffit de jouer sur les paramètres h et α'_m de manière à ce que les courbes E(r) soient les plus proches possibles des répartitions obtenues expérimentalement (fig.I-30). En pratique la méthode d'Aparisi permet en général un accord satisfaisant entre répartitions théoriques et expérimentales; elle est même utilisable dans d'autres plans récepteurs et pour d'autres types de concentrateurs. C'est ce qui explique qu'elle soit encore utilisée pour la caractérisation des performances de certaines installations, tel le four solaire de 1000 kW d'Odeillo [54].

Mais, en dépit de son succès, la formule d'Aparisi n'a pas été ménagée par les critiques, qui portent essentiellement sur la signification physique du paramètre de précision h. Dans celui-ci sont en effet regroupés ensemble le diamètre apparent et la loi de luminance solaire $L(\epsilon)$, et les élargissements qui résultent de tous les types d'erreurs existants sur le concentrateur étudié. La valeur de h correspondant à un concentrateur parfait, exempt de défauts géométriques, a pu être estimée à 4,2 deg^{-1} [55] dans un certain domaine d'ouvertures α'_m ; mais cela ne permet toujours pas de relier h aux paramètres physiques caractéristiques des défauts de l'installation. En fait, le principal inconvénient de la méthode d'Aparisi, c'est qu'il est impossible de prévoir la valeur de h à l'avance : il est toujours nécessaire de la recaler en fonction des distributions de densité de flux trouvées par l'expérience. Il n'est donc pas possible de se servir du modèle d'Aparisi pour la prédiction des performances d'une installation en projet.

4.3) Les méthodes par comptage de rayons

Il s'agit de méthodes statistiques qui consistent à générer aléatoirement des rayons lumineux et à étudier leurs parcours entre le disque solaire et le plan récepteur. La première de ces méthodes fut décrite par Grilikhes [56]. Elle s'appliquait essentiellement dans un plan récepteur perpendiculaire à l'axe d'un concentrateur parabolique.

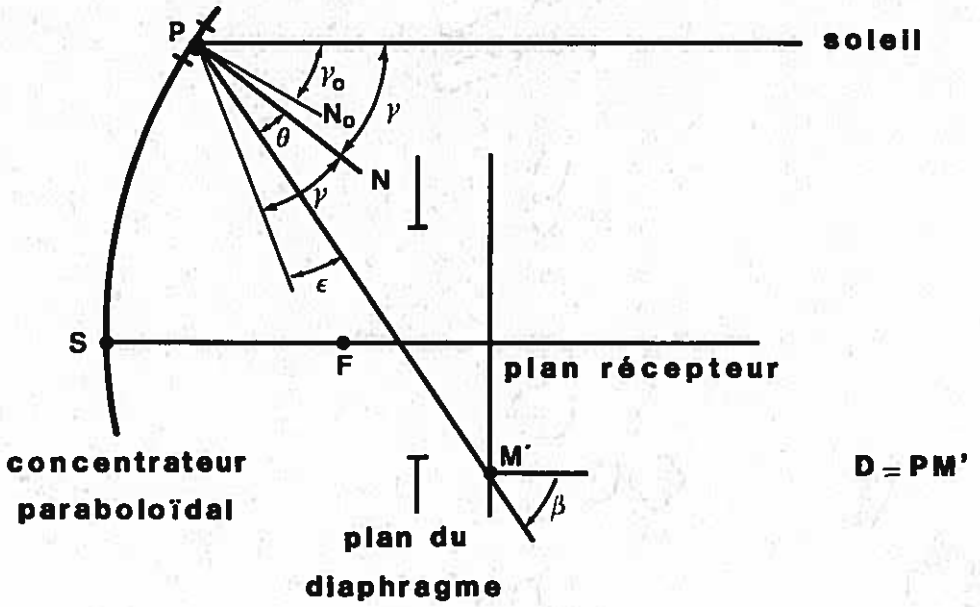


fig I-31 : Calcul de l'éclairement dans un plan récepteur parallèle au plan focal d'un concentrateur paraboloïdal, d'après la méthode statistique de Grilikhes [56]. PN_o est la direction idéale de la normale à la surface en P, PN est sa direction réelle.

Soit un point M' de ce plan (fig.I-31). L'éclairement formé par le concentrateur s'y exprime, d'après la loi de l'étendue géométrique :

$$E(M') = \iint_{\substack{\text{surface du} \\ \text{paraboloïde}}} L(\epsilon)\, D(\overrightarrow{PM'}) \cos\beta \cos\theta \frac{dP}{D^2} \qquad (I\text{-}12)$$

avec les notations de la figure I-31 et au coefficient de réflexion de la surface près. $D(\overrightarrow{PM'})$ est la fonction caractéristique d'un diaphragme qui peut être interposé entre le concentrateur et le plan récepteur; elle vaut 1 lorsque le rayon PM' passe à travers le diaphragme, et 0 autrement. Les calculs sont intégralement effectués sur ordinateur. L'algorithme proposé par Grilikhes accomplit la séquence d'opérations suivante (méthode de Monte Carlo) :

1) Un point P sur la surface du concentrateur est déterminé aléatoirement, suivant des lois de probabilité uniformes.

2) On vérifie que le rayon lumineux PM' passe par le diaphragme intermédiaire. Sinon on reprend le calcul pour un autre point P (retour à 1).

3) On génère aléatoirement l'angle γ, écart entre la normale réelle au point P du paraboloïde et la direction moyenne des rayons solaires incidents (fig.I-31), suivant la loi normale :

$$P(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(\gamma-\gamma_0)^2}{2\sigma^2}}$$

γ_o est la moyenne statistique de la distribution, qui est supposée égale à l'angle que ferait la normale idéale en P avec le faisceau incident, et σ est l'écart type de la distribution. Celui-ci doit bien sûr être préalablement choisi.

On constate que seules les imperfections longitudinales sont considérées ici.

4) Connaissant γ et la position du point P, la loi de Descartes permet de trouver la direction du rayon en provenance du centre du soleil et effectivement réfléchi en P, ainsi que l'angle ϵ qu'il fait avec la direction PM' (fig.I-31). Si ϵ est supérieur au rayon angulaire du disque solaire ϵ_o, la contribution d'éclairement en M' est nulle et l'on tire aléatoirement un autre point P (retour à 1).

5) On calcule l'intégrande $dE_i(M')$ de la relation (I-12).

Cette séquence d'opérations doit être répétée un très grand nombre n de fois. On calcule ensuite une valeur moyenne de la densité de flux :

$$E(M') = A \sum_{i=1}^{n} dE_i(M')$$

où A est la surface totale du concentrateur. Un critère statistique permet d'estimer, en fonction de n, le pourcentage de chances d'obtenir une précision donnée; il faut alors éventuellement effectuer des séquences de calcul supplémentaires.

Le problème majeur de cette méthode, outre le long temps de calcul qu'elle nécessite, est l'introduction de l'écart type σ. Ce paramètre se rapproche un peu du critère de précision h d'Aparisi, car il englobe tous les défauts existant effectivement sur le système concentrateur. Or si les types et l'importance relative de ceux-ci ne sont pas individuellement et précisément connus, σ n'a plus de véritable signification physique. Ainsi l'utilisation la plus courante de cette méthode consistera là aussi en un recalage a posteriori de σ sur les répartitions d'éclairement expérimentales.

Un code de calcul plus général et basé sur un principe légèrement différent a été mis au point aux Laboratoires Sandia [57]. Il s'agit du programme MIRVAL, qui est adaptable à des champs d'héliostats plans ou focalisants. Cette fois-ci, le tirage aléatoire porte également sur les points du disque solaire, en plus du tirage sur l'ensemble des points P des surfaces réflectrices. La marche d'un très grand nombre de rayons solaires (entre cinq cent mille et un million) est ainsi suivie, jusqu'au plan récepteur, s'ils l'atteignent, en fonction de nombreux paramètres d'entrée du programme : on peut ainsi imposer l'instant de calcul, la description énergétique et géométrique du champ d'héliostats (coefficients de réflexion, implantation des héliostats, dimensions et reliefs des facettes, etc..), la position du plan cible, le relief du soleil, les déréglages et les dépointages des héliostats, ainsi que les défauts de surface des miroirs, sous forme de distributions statistiques, etc...L'analyse des densités des points d'impact des rayons dans le plan récepteur donne alors les répartitions d'éclairement effectivement formées par l'installation. MIRVAL présente donc en principe la possibilité d'introduire la plupart des erreurs spécifiques aux installations solaires. Mais il subsiste quand même quelques contraintes d'utilisation (par exemple, les héliostats doivent être rectangulaires). Par ailleurs, il est rare qu'on dispose d'autant de données précises sur les défauts présentés par une installation. Il reste alors la ressource de recaler les distributions d'erreur inconnues....

4.4) Les méthodes par convolution

4.4.1) Le soleil fictif d'Umarov, Zakhidov et Wainer

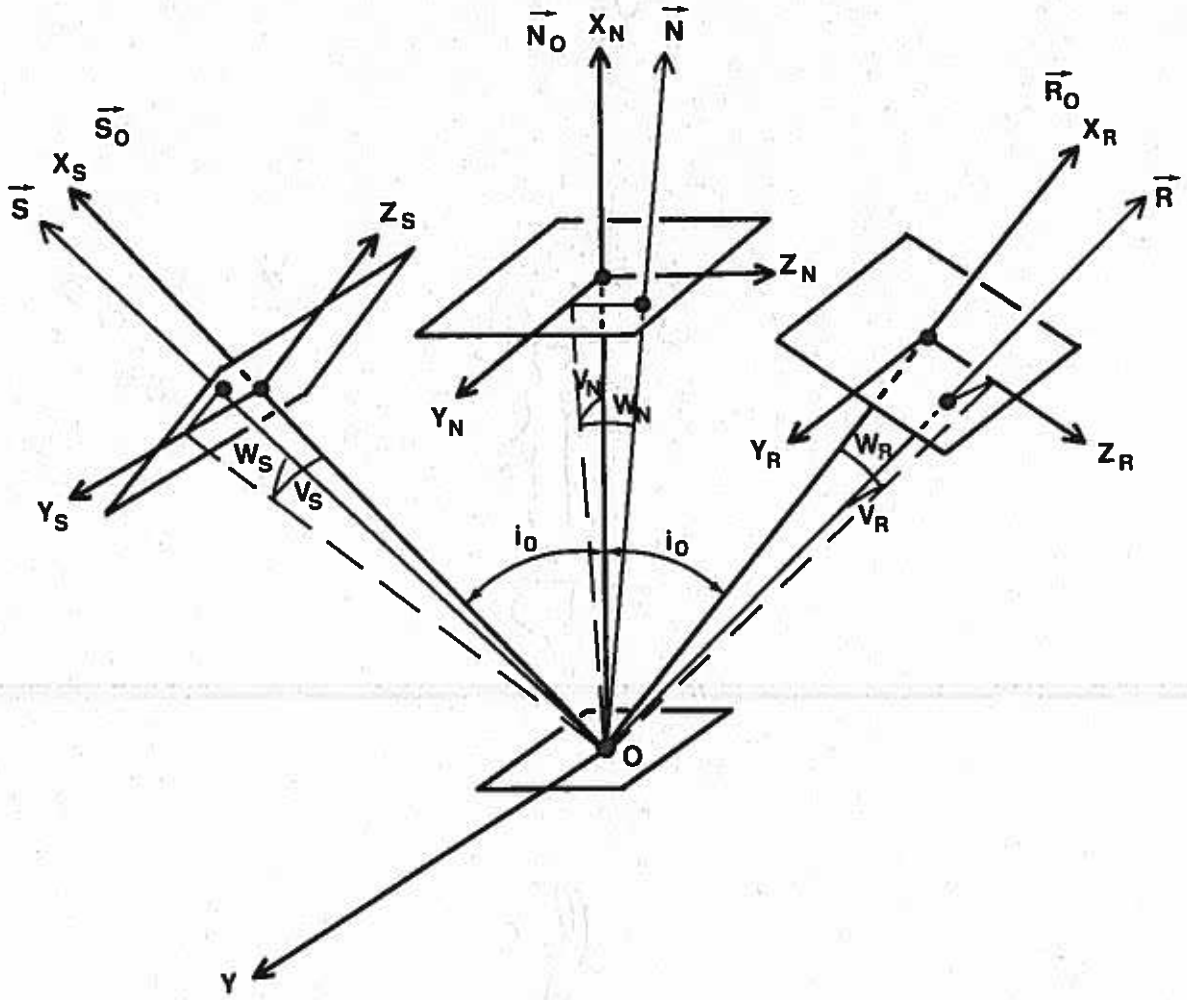


fig I-32 : Systèmes de coordonnées utilisées pour le calcul du soleil fictif.

C'est en 1973 [58] que les auteurs soviétiques Umarov, Zakhidov et Wainer proposèrent d'utiliser un soleil fictif. L'idée allait largement être reprise par la suite; le principe était de regrouper dans la loi de luminance solaire tous les effets dus aux imperfections des systèmes concentrateurs, afin de n'avoir plus que des calculs géométriques à effectuer ensuite. La démonstration que nous donnons ici est légèrement différente de la démonstration originale.

On considère un point O d'une facette réflectrice qui reçoit

le rayonnement solaire sous un angle i_o (fig.I-32). Le centre du soleil est repéré par le vecteur $\vec{S_o}$, la normale au miroir par $\vec{N_o}$, et le rayon moyen réfléchi par $\vec{R_o}$; celui-ci vérifie la relation de Descartes:

$$\vec{R_o} = 2(\vec{S_o}\ \vec{N_o})\ \vec{N_o} - \vec{S_o}$$

On a également $\vec{S_o}\vec{N_o} = \vec{N_o}\vec{R_o} = \cos i_o$

On lie un repère orthonormé $R_S(OX_SY_SZ_S)$ à $\vec{S_o}$ de la façon suivante : l'axe OX_S est dirigé par $\vec{S_o}$, l'axe OY_S est perpendiculaire au plan d'incidence auquel appartiennent $\vec{S_o}$, $\vec{N_o}$ et $\vec{R_o}$, et l'axe OZ_S complète le trièdre (il est contenu dans le plan d'incidence). En procédant de même, on lie les repères $R_N(OX_NY_NZ_N)$ et $R_R(OX_RY_RZ_R)$ respectivement à $\vec{N_o}$ et $\vec{R_o}$. On constate que les axes OY_S, OY_N et OY_R sont confondus (fig.I-32).
Si l'on appelle V_S et W_S les coordonnées angulaires sous lesquelles est vu de O un point quelconque de la surface du soleil, les coordonnées cartésiennes du vecteur $\vec{S}$ qui le repère s'expriment dans R_S :

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} \cos V_S \cos W_S \\ \sin V_S \cos W_S \\ \sin W_S \end{bmatrix}$$

De même les vecteurs $\vec{N}$ et $\vec{R}$ de la figure I-32 peuvent s'exprimer respectivement dans R_N et R_R :

$$\vec{N} = \begin{bmatrix} \cos V_N \cos W_N \\ \sin V_N \cos W_N \\ \sin W_N \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{R} = \begin{bmatrix} \cos V_R \cos W_R \\ \sin V_R \cos W_R \\ \sin W_R \end{bmatrix}$$

Le soleil suit une loi de luminance $L(\epsilon)$ présentant une symétrie de révolution que l'on note pour l'instant $L_S(V_S,W_S)$. On suppose maintenant que le vecteur normal à la facette en O, qui est $\vec{N}$, présente une orientation aléatoire dont la loi de densité de probabilité est $P(V_N,W_N)$. Enfin on impose que $\vec{S}$ se réfléchit suivant $\vec{R}$ au point O. Alors :

$$\vec{R} = 2\ (\vec{S}\ \vec{N})\ \vec{N} - \vec{S} \qquad \text{(I-13)}$$

d'après la loi de Descartes. Or les angles V_S, W_S, V_N, W_N, V_R et W_R restent faibles devant i_o, vu l'ordre de grandeur du rayon angulaire du

disque solaire, et de la dispersion des normales sur des miroirs de qualité courante; on prendra donc les expressions approchées de $\vec{S}$, $\vec{N}$ et $\vec{R}$, respectivement développées au premier ordre dans R_S, R_N et R_R :

$$\vec{S} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ V_S \\ W_S \end{bmatrix} \qquad \vec{N} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ V_N \\ W_N \end{bmatrix} \qquad \vec{R} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ V_R \\ W_R \end{bmatrix}$$

Dans le cadre de cette approximation $\epsilon^2 = V_S^2 + W_S^2$

La matrice de passage P de R_N à R_S s'écrit :

$$P = \begin{bmatrix} \cos i_o & 0 & \sin i_o \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin i_o & 0 & \cos i_o \end{bmatrix}$$

On l'utilise pour calculer les composantes de $\vec{S}$ dans R_N :

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} \cos i_o + \sin i_o \, W_S \\ V_S \\ -\sin i_o + \cos i_o \, W_S \end{bmatrix}$$

On en déduit ensuite l'expression de $\vec{R}$ par la relation (I-13).En ne conservant que les termes du premier ordre, on trouve, dans le repère R_N :

$$\vec{R} = \begin{bmatrix} \cos i_o - \sin i_o \, (2W_N - W_S) \\ 2\cos i_o \, V_N - V_S \\ \sin i_o + \cos i_o \, (2W_N - W_S) \end{bmatrix}$$

Mais il est également possible de calculer les composantes de $\vec{R}$ dans ce même repère en utilisant la matrice de passage de R_N à R_R qui n'est autre que P^{-1}. On obtient alors une deuxième expression de $\vec{R}$:

$$\vec{R} = \begin{bmatrix} \cos i_o - \sin i_o \, W_R \\ V_R \\ \sin i_o + \cos i_o \, W_R \end{bmatrix}$$

En égalant les composantes de $\vec{R}$ on trouve les relations :

$$\begin{aligned} V_R &= 2 \cos i_o \, V_N - V_S \\ W_R &= 2 W_N - W_S \end{aligned} \qquad \text{(I-14)}$$

Il y a une probabilité $P(V_N, W_N)\, dV_N\, dW_N$ pour que la

luminance réfléchie suivant $\vec{R}$ $L_R(V_R,W_R)$ soit, au coefficient de réflexion près, la luminance $L_S(V_S,W_S)$ d'un rayon solaire incident vérifiant les relations (I-14). La luminance moyenne réfléchie par le miroir au point O s'écrit donc :

$$L_R(V_R,W_R) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} L_S(V_S,W_S)\, P(V_N,W_N)\, dV_N\, dW_N \qquad (I-15)$$

Des relations (I-14) on tire : $V_N = \dfrac{V_S + V_R}{2 \cos i_o}$

$$W_N = \frac{W_S + W_R}{2} \qquad (I-16)$$

et $dV_N\, dW_N = \dfrac{dV_S\, dW_S}{4 \cos i_o}$

Alors, en remplaçant dans l'expression de (I-15), on trouve :

$$L_R(V_R,W_R) = \frac{1}{4 \cos i_o} \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} L_S(V_S,W_S)\, P\left[\frac{V_R + V_S}{2 \cos i_o},\ \frac{W_R + W_S}{2}\right] dV_S dW_S \qquad (I-17)$$

C'est là l'expression d'une convolution que l'on écrit sous la forme :

$$L_R(V_R,W_R) = \frac{1}{4 \cos i_o}\, L_S(V_R,W_R) \ * \ P\left[\frac{V_R}{2 \cos i_o},\ \frac{W_R}{2}\right] \qquad (I-18)$$

Le soleil fictif est décrit par la loi de luminance $L_R(V_R,W_R)$. Mathématiquement, il s'obtient par convolution de la loi de luminance solaire $L_S(V_R,W_R)$ avec une distribution $P'(V_R,W_R)$ qu'on appelle le cône d'erreur [59]. Pratiquement cela signifie que le cône des rayons solaires incidents sur la facette (fig.I-33) est élargi à la réflexion du fait de l'incertitude sur la normale $\vec{N_o}$. Le cône d'erreur $P'(V_R,W_R)$ est lié à la distribution d'erreur sur les normales aux facettes par la relation :

$$P'(V_R,W_R) = \frac{1}{4 \cos i_o}\, P\left[\frac{V_R}{2 \cos i_o},\ \frac{W_R}{2}\right] \qquad (I-19)$$

Le cas le plus simple est celui où les fonctions $P(V_R,W_R)$ suivent des lois normales circulaires [59]; soit par exemple :

$$P(V_R,W_R) = \frac{1}{2\pi\, \sigma^2}\, e^{-\frac{V_R^2 + W_R^2}{2\sigma^2}} \qquad (I-20)$$

Alors le cône d'erreur a pour expression :

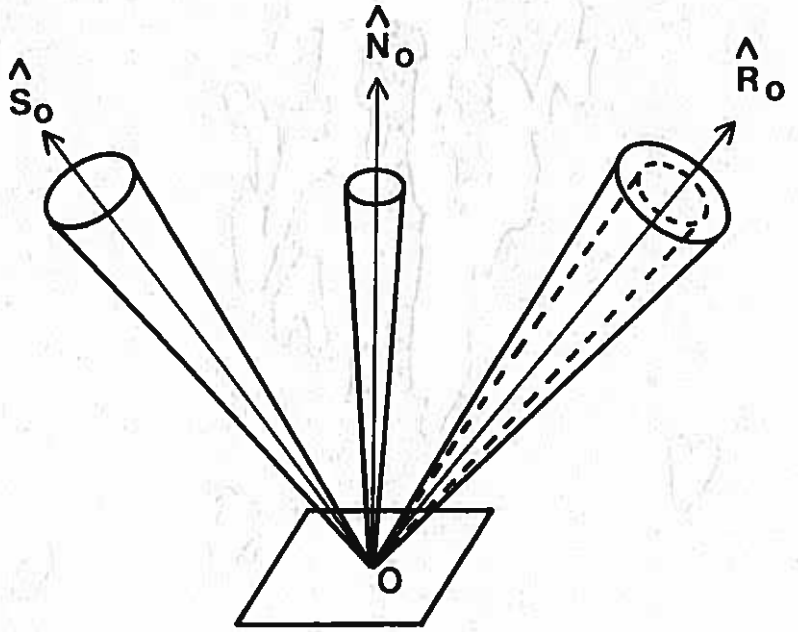
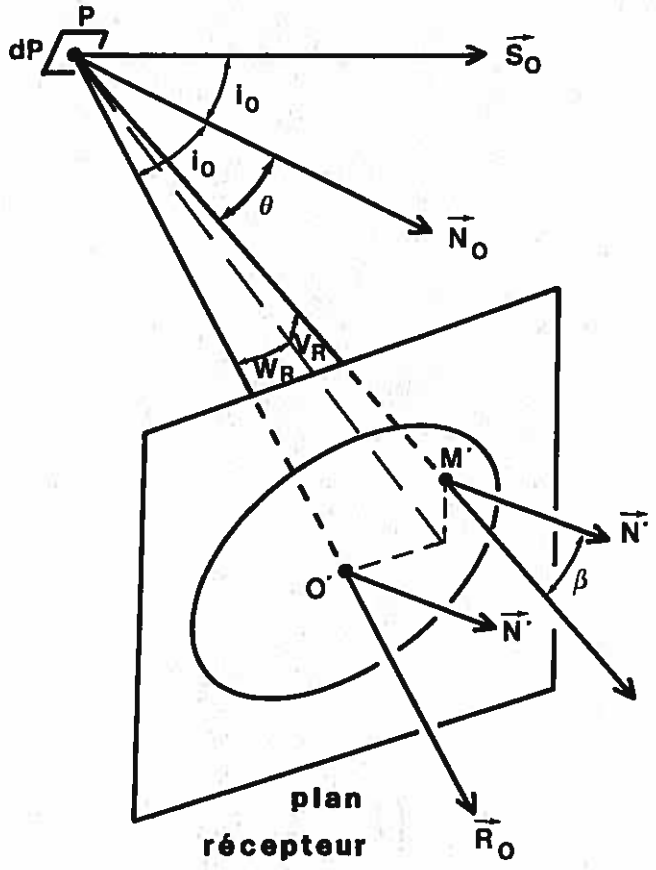


fig I-33 : Le produit de convolution de la loi de luminance solaire avec le cône d'erreur (lié aux distributions d'erreur sur $\vec{N_O}$) a pour effet d'élargir le cône des rayons réfléchis.



D = PM'
$\vec{N'}$ est la normale au plan récepteur

fig I-34 : Calcul de l'éclairement en M' avec un soleil fictif $L_R(V_R, W_R)$.

$$P'(V_R,W_R) = \frac{1}{8\pi\sigma^2 \cos i_o} e^{-\left[\frac{V_R^2}{8\sigma^2\cos^2 i_o} + \frac{W_R^2}{8\sigma^2}\right]} \qquad (I-21)$$

C'est une loi normale elliptique qui ne présente plus de symétrie de révolution. Cet exemple particulier appelle plusieurs remarques :

1) Ce n'est pas parce que l'on aura su trouver une loi de dispersion des normales simple qu'on obtiendra un cône d'erreur simple. En particulier on perd la symétrie de révolution.

2) Le cône d'erreur dépend de l'angle d'incidence i_o : cela veut dire qu'il dépend de l'orientation, et donc de la position de la facette considérée sur le système concentrateur. Pour une loi d'erreur donnée, il peut y avoir autant de cônes d'erreur différents que de facettes réflectrices équipant l'installation.

3) Le soleil fictif étant obtenu par convolution avec le cône d'erreur, il ne présentera généralement pas lui non plus de symétrie de révolution. Ses formes et son relief dépendront également de la facette réflectrice considérée.

Quoi qu'il en soit, la contribution de flux $d^2\phi$ rayonnée par une surface élémentaire dP du système concentrateur sur un élément de surface dM' du plan récepteur, s'écrit, suivant la loi de l'étendue géométrique (fig.I-34):

$$d^2\phi = L_R(V_R,W_R,P) \cos\beta \, dM' \cos\theta \frac{dP}{D^2}$$

avec les notations de la figure I-34. Le soleil fictif est noté $L_R(V_R,W_R,P)$ pour rappeler qu'il dépend de la position de P sur le système concentrateur.

On devine que l'expression analytique de l'éclairement en M', E(M'), obtenue par sommation sur les points P (relation (I-8)) sera en général très complexe, le soleil fictif seul étant déjà le résultat variable d'un produit de convolution. Les chercheurs soviétiques [60] ont opté pour une intégration numérique de $L_R(V_R,W_R,P)$, puis de E(M') pour quelques lois de luminance solaire type, et dans le cas de concentrateurs de fours solaires paraboli-

ques ou sphériques. Aux Etats-Unis, les Laboratoires Sandia ont réalisé sur ce même principe un code de calcul plus général, puisqu'il permet théoriquement de calculer les répartitions de densité de flux formées sur un plan cible par n'importe quel champ d'héliostats. Dans ce programme, appelé HELIOS, il est généralement procédé à plusieurs simplifications dans le calcul du soleil fictif; le plus souvent, les lois de distribution d'erreur sur les normales sont des lois normales circulaires, dont on peut choisir l'écart type σ. Le cône d'erreur elliptique associé, qui est donné par la relation (I-21), est assimilé à une loi normale circulaire d'écart type

$$\sigma_C^2 = 2\sigma \sqrt{\frac{1+\cos^2 i_o}{2}} \qquad [59]$$

La loi de luminance solaire et le cône d'erreur présentant alors tous deux une symétrie de révolution, il en sera de même du soleil fictif, d'après les propriétés du produit de convolution [59]. Il reste encore à effectuer celui-ci; pour cela un critère empirique [61] a été adopté, au vu des résultats numériques d'HELIOS [59]. Si l'écart type du cône d'erreur σ_C est supérieur à $2\epsilon_o$ (deux fois le rayon angulaire du soleil), on peut remplacer la loi de luminance solaire $L(\epsilon)$, qu'elle soit introduite sous forme analytique ou bien mesurée par le télescope circumsolaire [32], par une loi normale associée, dont l'écart type est σ_S. On sait que le produit de convolution de ces deux lois sera une troisième loi normale circulaire, d'écart type σ_T tel que :

$$\sigma_T^2 = \sigma_C^2 + \sigma_S^2$$

On obtient alors une expression approchée très simple pour le soleil fictif. Si maintenant σ_C est inférieur à $2\epsilon_o$, cette simplification n'est plus valable et le produit de convolution est évalué numériquement par transformée de Fourier rapide.

En pratique, HELIOS a souvent été utilisé en conjonction avec le système BCS décrit au paragraphe 3.2.3, pour la caractérisation individuelle des performances d'héliostats focalisants; D.L.King [42] a décrit la procédure couramment suivie : on attribue aux facettes réflectrices deux rayons de courbure R_y et R_z, a priori inconnus, suivant deux directions principales orthogonales dans le plan du miroir. La dispersion des normales à la surface réflectrice suit une loi normale d'écart type σ. Les données du BCS sont

comparées avec les résultats numériques d'HELIOS pour des valeurs particulières de σ, R_y et R_z. On procède d'abord à un recalage sur σ de manière à faire coïncider les valeurs des maximums de densité de flux, puis à un deuxième recalage sur R_y et R_z afin de retrouver les formes des répartitions d'éclairement mesurées par le système BCS. Lorsque cela est accompli, on considère que σ, R_y et R_z sont des caractéristiques inaltérables de l'héliostat, et qu'ils peuvent être utilisés pour la prédiction de ses performances énergétiques dans n'importe quelle configuration.

En fait cette assertion, ainsi d'ailleurs que certaines des simplifications effectuées dans HELIOS (la circularisation du cône d'erreur, par exemple), peut sembler discutable. De même que dans les méthodes évoquées aux paragraphes précédents, σ, R_y et R_z sont en effet des paramètres arbitraires et dépourvus de signification physique, qu'il n'est pas possible d'estimer a priori. De plus l'ajustement sur R_y et R_z donne une part prépondérante aux seuls défauts de courbure : cela revient à négliger toutes les autres sources d'erreur sur le système concentrateur, et par conséquent à fausser les résultats d'une évaluation prévisionnelle de ses performances. En fin de compte, ce concept de soleil fictif, malgré sa sophistication, n'aura pas fait apparaître de méthodes d'exploitation des codes de calcul véritablement nouvelles : en dépit de capacités d'utilisation de plus en plus grandes, le vieux principe du recalage de paramètres sur les mesures expérimentales fait toujours loi.

4.4.2) Le soleil fictif d'Arnaud

Nous avons vu au paragraphe précédent qu'une distribution circulaire de la dispersion des normales aux surfaces réflectrices engendre généralement une répartition de luminance elliptique dans le cône d'erreur des rayons réfléchis. Réciproquement, il doit être possible que celui-ci présente une symétrie de révolution lorsque les dispersions de normales suivent une loi elliptique bien particulière; prendre un cône d'erreur circulaire peut se révéler assez réaliste dans le cas où les méthodes de réglage des facettes réflectrices portent exclusivement sur les rayons réfléchis par celles-ci. C'est l'hypothèse qu'a faite G.Arnaud [5] lors de la modélisation des performances du four solaire à axe vertical de 6,5

kW d'Odeillo, dont nous avons décrit plus haut (paragraphe 3.2.4.2) la méthode de réglage d'origine. Le soleil fictif d'Arnaud s'obtient donc par la convolution suivante :

$$L_R(V_R,W_R) = L_S(V_R,W_R) * P'(V_R,W_R) \qquad (I-22)$$

où $L_S(V_R,W_R)$ est la loi de luminance solaire donnée par José et $P'(V_R,W_R)$ est le cône d'erreur, qui suit une loi normale circulaire d'écart type σ :

$$P'(V_R,W_R) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{V_R^2 + W_R^2}{2\sigma^2}} \qquad (I-23)$$

La loi de luminance solaire et le cône d'erreur présentant tous deux une symétrie de révolution, il en sera de même pour le soleil fictif, que l'on peut donc noter $L_R(\epsilon)$, avec $\epsilon^2 = V_R^2+W_R^2$.

Le calcul des répartitions d'éclairement formées par l'installation verticale s'effectue ensuite par intégration numérique, en utilisant la formule de l'étendue géométrique donnée par la relation (I-7), la loi du soleil fictif $L_R(\epsilon)$ y remplaçant bien sûr celle du soleil direct. Le calage du modèle sur les résultats expérimentaux est réalisé par ajustement de l'écart type du cône d'erreur σ. On peut discuter ici aussi du sens physique de ce dernier, qui caractérise, en théorie, les seuls défauts de réglage des facettes du concentrateur. En réalité, il prend également en compte l'effet de toutes les autres erreurs (dont rien ne prouve que leur cône d'erreur soit circulaire) : défauts de surface des miroirs de l'héliostat et du concentrateur, défauts de réglage de l'héliostat, etc...

En conclusion ce modèle, qui permet une bonne correspondance entre résultats théoriques et expérimentaux, ne diffère pas sensiblement des précédents en ce qui concerne son application pratique.

4.4.3) La vue en trou d'épingle de Lipps

4.4.3.1) Principe

Dans les méthodes dites de soleil fictif, il y a élargisse-

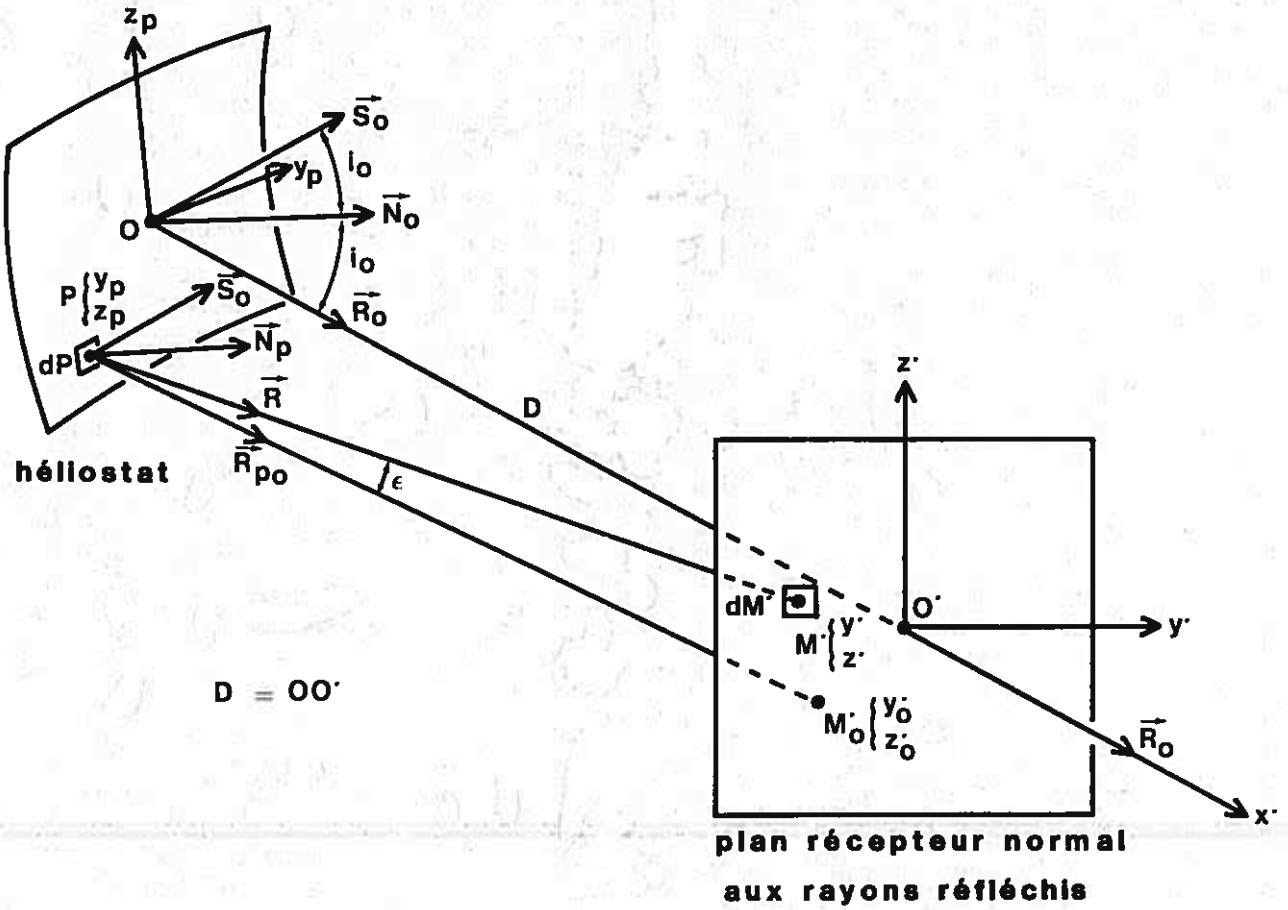


fig I-35 : La vue en trou d'épingle de Lipps.

ment de la loi de luminance solaire par convolution. Mais les produits de convolution peuvent également être utilisés dans une formulation différente, qui fait intervenir les caractéristiques géométriques du système concentrateur étudié. Cette formulation est connue comme la vue "en trou d'épingle" et a été introduite par F.W. Lipps en 1976 [62].

On cherche à déterminer les répartitions de densité de flux E(M') formées dans un plan perpendiculaire aux rayons réfléchis par un héliostat, plan ou focalisant, de centre O (fig.I-35). On reprend ici certaines des notations de la figure I-32. Ainsi $\vec{S_o}$,$\vec{N_o}$ et $\vec{R_o}$ repèrent respectivement les directions du centre du soleil, de la normale à l'héliostat, et du rayon moyen réfléchi en O. La normale au point P de la surface réflectrice est dirigée par $\vec{N_p}$, et le rayon qui s'y réfléchit, en provenance du centre du soleil, est repéré par $\vec{R_{po}}$, tandis que $\vec{R}$ est le vecteur unitaire qui oriente la droite PM'. Enfin, le plan récepteur a pour origine le point O', où le coupe le rayon moyen réfléchi. Une première expression de l'éclairement en M' est :

$$E(M') = R \iint_{\text{miroir}} L(\epsilon)\,(\vec{R}\,\vec{R_o})\,(\vec{R}\,\vec{N_p})\,\frac{dP}{PM'^2} \qquad \text{(I-24)}$$

où R est le coefficient de réflexion de la surface, et $L(\epsilon)$ est la loi de luminance solaire. La relation (I-24) est bien sûr une formulation vectorielle de la loi de l'étendue géométrique.

Considérons maintenant un rayon provenant de l'intérieur du disque solaire, et dont la direction est repérée par $\vec{S}$: il se réfléchit au point P, de coordonnées (y_p, z_p) dans le plan de l'héliostat, et vient couper le plan récepteur en un point a priori quelconque dont les coordonnées sont y' et z'. y' et z' sont des fonctions de $\vec{S}$, y_p et z_p que l'on note :

$$y' = f(y_p, z_p, \vec{S})$$
$$z' = g(y_p, z_p, \vec{S}) \qquad \text{(I-25)}$$

f et g prennent en compte des facteurs tels que la loi de Descartes, la géométrie soleil-héliostat, le relief des miroirs qui composent celui-ci, etc... Dans tous les cas f et g sont des fonctions que l'on suppose inversibles, c'est-à-dire qu'il est toujours possible, étant donné un point M' de coordonnées (y',z') dans le plan récepteur, et un vecteur $\vec{S}$ quelconque, de leur associer un point P par les relations (I-25). On peut écrire, en particulier :

$$y'_o = f(y_p, z_p, \vec{S_o})$$
$$z'_o = g\,(y_p, z_p, \vec{S_o}) \qquad \text{(I-26)}$$

où y'_o et z'_o sont les coordonnées du point M'_o, image du centre du soleil dans le plan récepteur (fig.I-35). On procède maintenant au changement de variable défini par les deux relations précédentes dans l'expression de E(M') : l'expression de dP devient alors :

$$dP = dy_p\,dz_p = \frac{1}{J_o}\,dy'_o\,dz'_o$$

où J_o est le déterminant jacobien associé à la transformation définie par les relations (I-26); on sait qu'il n'est pas nul, puisque f et g sont des fonctions inversibles.

D'autre part, l'image par cette transformation du domaine d'intégration constitué par la surface du miroir sera une zone bien

définie du plan récepteur; on la délimite habituellement au moyen d'une fonction contour $C_I(M') = C_I(y',z')$. Celle-ci prend la valeur 1 lorsque M' appartient au domaine image des contours du miroir, et 0 lorsqu'il est situé au dehors. On arrive alors à une deuxième expression de E(M') :

$$E(M') = R \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L(\epsilon) \frac{(\vec{R}\,\vec{R_O})}{PM'^2} \frac{(\vec{R}\,\vec{N_p})}{J_O} C_I(y_O', z_O') dy_O' dz_O'$$

Par ailleurs, il est possible de montrer que si les dimensions de l'héliostat restent faibles devant la distance D qui le sépare du plan récepteur, une expression approchée de ϵ^2 est :

$$\epsilon^2 \approx \frac{(y'-y_O')^2 + (z'-z_O')^2}{D^2}$$

Dans le cadre de cette approximation $\vec{R}.\vec{R_O} \approx 1$; $(\vec{R}.\vec{N_p}) \approx (\vec{R_O}.\vec{N_O})$ et $PM'^2 \approx D^2$. E(M') est alors réécrite sous sa forme définitive :

$$E(M') = E(y',z') \approx \frac{R}{D^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L(y'-y_O', z'-z_O') \, I(y_O', z_O') \, dy_O' dz_O' \qquad \text{(I-27)}$$

E(M') est un produit de convolution dont nous allons examiner les termes :

1) La fonction I(y',z'). Elle est définie par la relation :

$$I(y',z') = \frac{(\vec{R_O}\,\vec{N_O})}{J_O} C_I(y',z')$$

I(y',z') est appelée réponse impulsionnelle de l'héliostat dans le plan récepteur; c'est la répartition de densité de flux que l'on y observerait si le soleil était ponctuel.Elle est égale à $(\vec{R_O}.\vec{N_O})\, J_O^{-1}$, qui est le facteur de concentration du miroir (il s'agit d'une définition originale et propre à Lipps) à l'intérieur de la zone délimitée par la fonction C_I, et s'annule à l'extérieur.

2) La fonction L(y',z'). C'est la fonction de luminance solaire projetée sur le plan récepteur. Son expression analytique s'obtient en posant $\epsilon^2 = (y'^2 + z'^2)/D^2$ dans $L(\epsilon)$. Elle correspond à la répartition d'éclairement que présenterait, dans un plan récepteur normal aux rayons réfléchis, une image géométrique parfaite du disque solaire, qui y serait formée par un héliostat stigmatique.

On a donc, en fin de compte :

$$E(y',z') = \frac{R}{D^2} L(y',z') * I(y',z') \qquad (I-28)$$

Il s'agit bien d'une formulation originale qui fait intervenir des produits de convolution effectués directement dans le plan récepteur. On note par ailleurs qu'aucune hypothèse n'a été faite au sujet des défauts du système concentrateur, et que cette formulation est jusqu'ici purement géométrique. Lipps a suggéré que les défauts typiques des installations solaires soient introduits par un deuxième produit de convolution :

$$E(y',z') = L(y',z') * P(y',z') * I(y',z')$$

P(y',z') étant un cône d'erreur identique à ceux qui ont été définis plus haut, et ramené dans le plan récepteur.

En pratique il semble que cette nouvelle formulation n'ait connu qu'un succès limité aux Etats-Unis, où elle n'a servi de base qu'à très peu de nouveaux codes de calcul des éclairements solaires. Tout au plus peut-on citer une méthode d'évaluation des produits de convolution par les polynômes d'Hermite [63], qui est toutefois limitée aux cas d'héliostats plans.

4.4.3.2) L'approximation de Courrèges

Il s'agit d'une méthode originale de calcul des éclairements solaires qui fut dans un premier temps utilisée pour l'évaluation des performances énergétiques des héliostats focalisants de la centrale expérimentale française THEMIS. Son principe a été exposé par P.Courrèges en 1978 [64].

Gardons les notations du paragraphe précédent et désignons par $I_{O'}$ le domaine du plan récepteur couvert par la réponse impulsionnelle du miroir I(y',z'), centrée au point O'. De même on note $L_{M'}$ le domaine de l'image géométrique solaire L(y',z'). On sait qu'en fait $L_{M'}$ est un disque de rayon $D\epsilon_O$; on lui impose maintenant d'être centré sur le point de calcul M' dans le plan récepteur. Enfin on note i_O l'angle d'incidence moyen des rayons solaires incidents sur le miroir (fig.I-35). Dans ces conditions P.Courrèges a montré que, dans le cas d'incidences non rasantes, et si les dimensions de

l'héliostat restent faibles devant la distance qui le sépare de M' :

1) Si la surface réflectrice est une calotte sphérique de contour rectangulaire, le domaine I_O' est le plus souvent un parallélogramme centré en O', et sur lequel la répartition de densité de flux est uniforme. Aux quatre points anguleux du parallélogramme correspondent en particulier les quatre coins du miroir.

2) Dans l'hypothèse où le soleil suit une loi de luminance constante, la densité de flux formée en M' par le miroir sphérique est proportionnelle à l'aire intersection des domaines I_O' et L_M' dans le plan récepteur (fig.I-36). On note cette dernière $A(I_O' \cap L_M')$.

3) Une expression approchée de E(M') est :

$$E(M') = R\, E_o \frac{S_m \cos i_o}{A(I_O')} \chi \frac{A(I_O' \cap L_M')}{A(L_M')}$$

où S_m est la surface du miroir, et $A(L_M')$ et $A(I_O')$ sont respectivement les aires des domaines L_M' et I_O' dans le plan récepteur. Dans le cas où celui-ci n'est plus perpendiculaire aux rayons réfléchis par l'héliostat, il y a lieu de multiplier l'expression de E(M') donnée ci-dessus par le cosinus de l'angle entre la normale au plan récepteur et les rayons réfléchis.

On a compris que l'approximation de Courrèges est une vue en trou d'épingle de la densité de flux E(M'); en effet, lorsque le soleil présente une répartition de luminance uniforme sur tout son disque, et que les réponses impulsionnelles des miroirs restent constantes à l'intérieur de leurs domaines, la valeur en M' du produit de convolution défini par la relation (I-28) s'obtient précisément par le volume intersection des deux distributions, dont l'une est translatée suivant $\overrightarrow{O'M'}$ par rapport à l'autre (fig.I-36). En conséquence, le code de calcul des éclairements renvoyés par un champ d'héliostats qui a été développé sur ces bases est d'une grande simplicité et d'une grande rapidité, puisqu'il fait seulement appel à des calculs d'intersection cercle-parallélogramme, à l'exclusion de toute méthode numérique complexe. Pour un miroir donné la détermination des domaines L_M' est évidente, tandis que les réponses

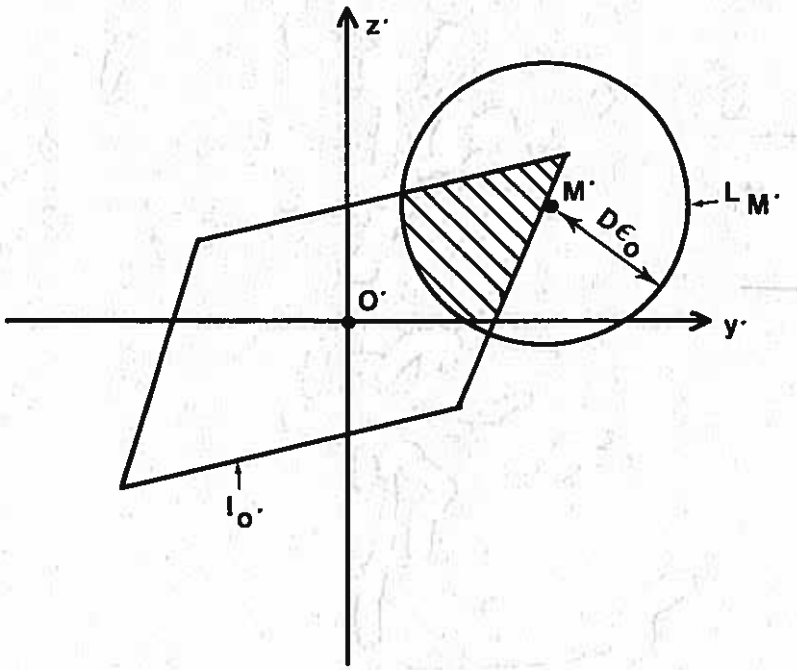


fig I-36 : L'approximation de Courrèges : le disque de rayon $D\epsilon_o$ se déplace avec le point de calcul M'. L'éclairement en M' est proportionnel à l'aire hachurée.

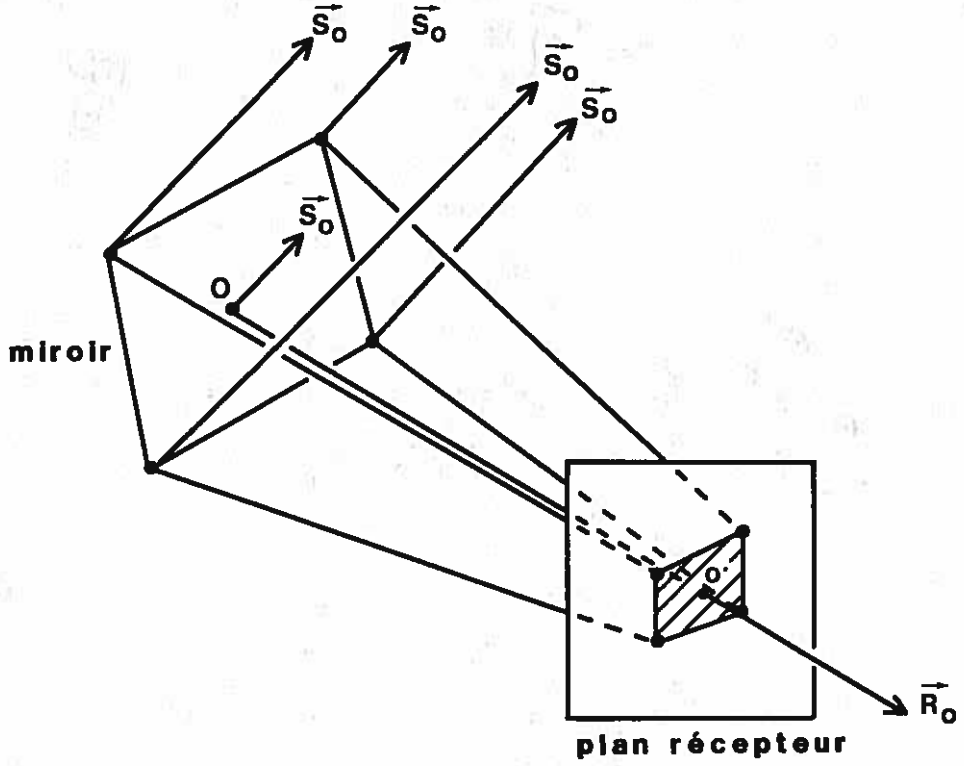


fig I-37 : Calcul de la réponse impulsionnelle du miroir sphérique dans le cadre de l'approximation de Courrèges. Le parallèlogramme est défini par les points d'impact des rayons en provenance du centre du soleil et qui se réfléchissent aux quatre coins du miroir.

impulsionnelles s'obtiennent en calculant les limites de leurs domaines I_O' : pour cela il suffit de tracer les quatre rayons qui proviennent du centre du soleil, et qui se réfléchissent sur les quatre coins du miroir : leurs points d'impact dans le plan récepteur définissent les limites du parallélogramme cherché (fig.I-37).

Plus récemment, J.J.Bézian [65] a repris cette méthode en introduisant le relief du soleil $L(\epsilon)$. Le résultat du produit de convolution en M' doit alors être intégré numériquement, les points du disque solaire n'ayant plus le même poids. Par ailleurs, un tirage aléatoire des dépointages et déréglages sur héliostats et miroirs a été inclus dans le programme. Mais la méthode la plus avantageuse, pour la prise en compte globale des défauts du champ d'héliostats, semble encore être l'introduction d'un relief solaire très large, que l'on définit analytiquement au vu des profils de densité de flux expérimentaux.

5) CONCLUSION

Au terme de cette étude bibliographique, il apparaît plus clairement que, si beaucoup de travaux théoriques et expérimentaux ont déjà été consacrés au sujet, il reste encore quelques axes de recherche à développer, qui sont autant de "créneaux" à prendre.

Ainsi par exemple de l'étude des défauts spécifiques des installations solaires : si diverses techniques de caractérisation existent maintenant ici et là dans le monde, il apparaît néanmoins que certaines d'entre elles, telles les méthodes d'évaluation des défauts de surface pour les miroirs in situ, sont perfectibles, d'une part, et que d'autre part, certaines autres restent tout simplement à inventer : les défauts de réglage des facettes réflectrices sont, à l'heure actuelle, des paramètres inconnus sur tous les systèmes concentrateurs existants. De plus, ils dépendent à coup sûr des méthodes de réglage utilisées, d'où l'intérêt de se livrer à une évaluation comparative de celles-ci. Il faut donc maintenant se donner les moyens de déterminer ces défauts typiques des grandes installations à miroirs.

Sur le plan théorique, on remarque que si certains modèles mathématiques ont été poussés assez loin, aucun d'entre eux ne s'est

véritablement prêté jusqu'ici à une évaluation prévisionnelle des performances des systèmes concentrateurs d'énergie solaire. Faute de paramètres d'entrée, d'une part, puisque sur aucun des systèmes les quatre principaux types de défauts ne sont connus en totalité, et d'après la conception même des codes de calcul, d'autre part : en effet leurs auteurs ont presque systématiquement cherché à réduire les différentes causes physiques d'erreur en un ou plusieurs paramètres arbitraires; ceux-ci sont évidemment intransposables sur d'autres installations, puisqu'ils sont directement liés aux performances de tel système à tel instant précis, au lieu de l'être aux techniques de réalisation mises en jeu. Mais il était bien sûr plus facile de les ajuster sur les premiers résultats expérimentaux. En fin de compte, et malgré la vaste palette de codes de calculs déjà réalisés (et dont nous n'avons pu citer ici qu'un petit nombre), il n'en existe aucun, mis à part peut-être MIRVAL, qui présente la possibilité réelle d'être utilisé pour faire des prédictions des performances énergétiques d'une installation solaire; encore aujourd'hui la philosophie des concepteurs pourrait tenir dans cette formule caricaturale : "Construisons d'abord ce système, nous prédirons ses performances ensuite". Il reste donc là aussi du travail à accomplir.

CHAPITRE II

MODELISATION DES FACTEURS DE CONCENTRATION ET DES REPARTITIONS DE LUMINANCE OBSERVABLES SUR LES FACETTES REFLECTRICES

1) INTRODUCTION

Nous avons résumé dans le chapitre précédent l'état des connaissances actuelles sur les causes physiques d'erreur qui contribuent à dégrader les performances énergétiques des grandes installations solaires à facettes réflectrices. Parmi celles-ci, il en est une qui est encore quasiment inconnue et que nous avons placée au centre de nos recherches : l'erreur de réglage des facettes réflectrices. En général, il doit être possible de l'estimer en réappliquant purement et simplement une des méthodes de réglage classiques qui ont été décrites au chapitre précédent. Pratiquement cela a rarement été réalisé du fait de la lourdeur même de ces méthodes; nous avons donc développé une méthode d'évaluation originale des défauts de réglage, basée sur les idées exposées par Brumleve et Gibson [21] au sujet d'une application possible du système américain BCS (*).

Reportons-nous au schéma représentant celui-ci sur la figure I-18, et imaginons maintenant que la caméra numérique, au lieu de viser les répartitions de densité de flux formées sur la cible, est disposée derrière un trou percé dans celle-ci, et vise directement l'héliostat asservi sur le soleil (fig.II-1). Ce que l'on observe alors dans la caméra n'est plus une répartition d'éclairement mais une répartition de luminance vue d'un point particulier du plan-cible sur la surface réflectrice de l'héliostat. Cette répartition peut être considérée comme une "image" du disque solaire à travers l'héliostat; à chaque point de celui-ci paraissant éclairé correspond un point particulier du disque solaire (fig.II-2). En jouant sur le relief du soleil, qui est plus ou moins accentué suivant les longueurs d'onde (voir paragraphe 3.2), il devient possible de se servir pleinement des capacités de codage couleur du système BCS pour faire ressortir les zones de l'héliostat qui correspondent aux différentes couronnes du disque solaire. Cette nouvelle disposition des éléments du système BCS a été baptisée HCS (Heliostat Characterization System) [21], et le critère de qualité retenu pour l'héliostat focalisant est qu'en tout point P de la

(*) Ces deux auteurs parlent de "backward gazing techniques", terme que nous avons traduit par "méthodes de rétrovisée"

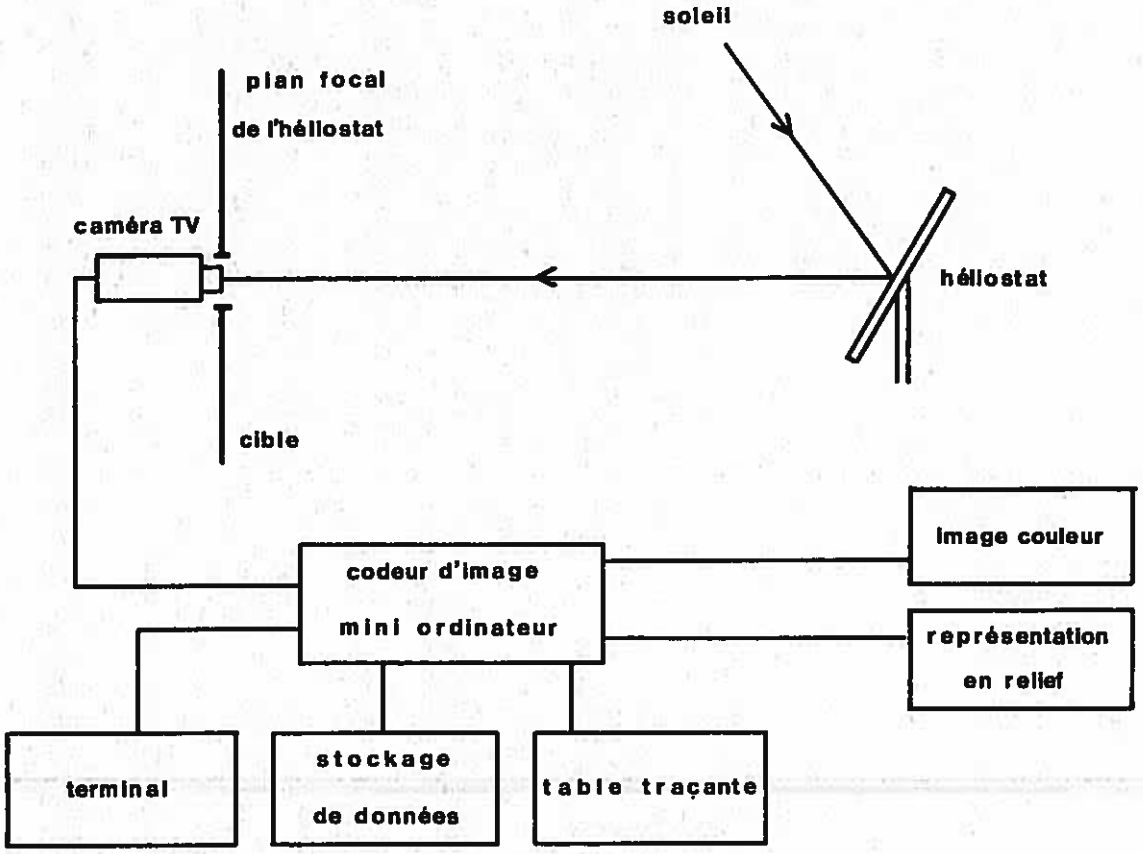


fig II-1 : Schéma de principe du système HCS.

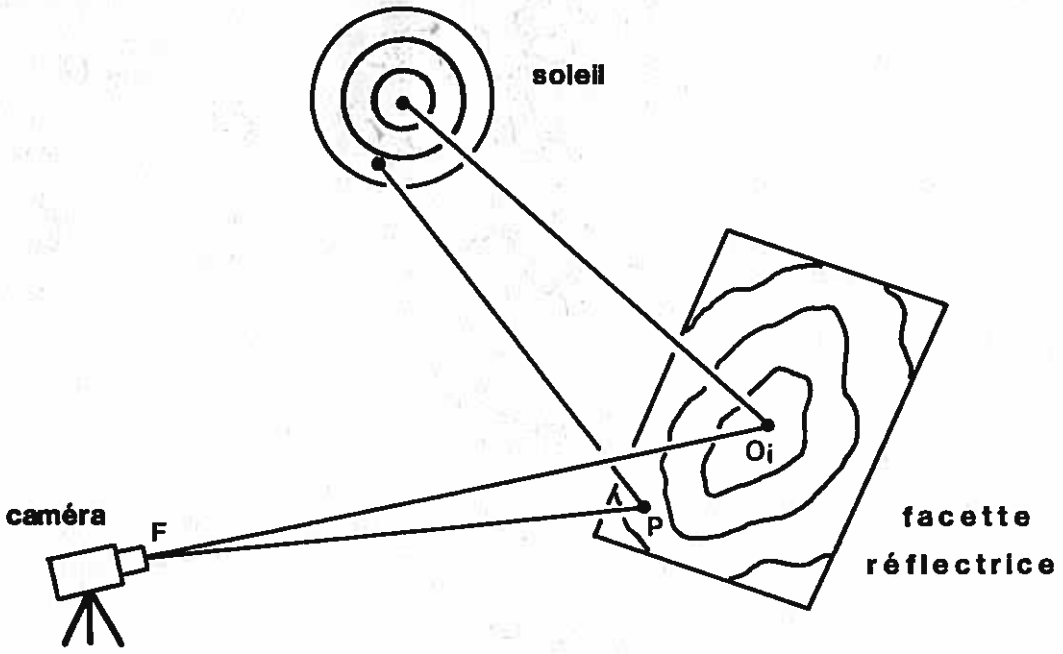


fig II-2 : Image du soleil à travers une surface réflectrice.

surface réflectrice le centre du soleil doit être visible, si l'on a installé la caméra au point focal nominal F de l'héliostat (fig.II-2). L'écart angulaire entre le rayon provenant du centre du soleil et effectivement réfléchi en P, et sa direction idéale, que l'on suppose confondue avec l'axe PF, est évalué en fonction de la couleur observée en P, et une estimation statistique de la qualité moyenne de la surface réflectrice peut alors être réalisée.

Une telle approche est insuffisante, car elle regroupe pêle-mêle les défauts spécifiques des installations solaires, et néglige les phénomènes purement géométriques liés aux types des facettes réflectrices, tel les défauts de mise au point ou les aberrations d'astigmatisme et de courbure de champ (ceux-ci ayant pour conséquence que la direction idéale des rayons provenant du centre du soleil et réfléchis en P est naturellement distincte de l'axe PF). Toutefois, il nous est apparu que cette méthode pouvait être adaptée à la mesure des défauts de réglage qui interviennent sur l'ensemble d'une facette réflectrice, quel que soit le relief de celle-ci, et ceci pour les trois types de surface support que nous considérons : héliostats focalisants, héliostats plans et concentrateurs fixes. Mais dans un premier temps, il était nécessaire de se munir d'un outil de calcul en vue d'effectuer des simulations de ces répartitions de luminance, ainsi que du facteur de concentration obtenu au point d'observation : les premières sont en effet indispensables à la détermination des défauts de réglage d'un ensemble de facettes réflectrices, et le second doit servir à la validation de ces mesures. Nous allons donc exposer dans ce chapitre les étapes des différents codes de calcul que nous avons conçus dans ce but, que ce soit pour les héliostats focalisants d'un système à simple réflexion, ou pour les héliostats plans et les concentrateurs fixes qui équipent les systèmes à double réflexion.

2) PRINCIPES DU CALCUL

Avant d'étudier les paramètres d'entrée des différents codes de calcul, nous rappelons brièvement ici leur principe commun. On cherche les répartitions de luminance observables sur les surfaces réflectrices d'une ou plusieurs facettes appartenant à l'installation considérée, et vues d'un point M' situé dans son volume focal. On cherche également à calculer le facteur de concentration C(M') en ce point.

On considère donc une facette réflectrice (ou module dans le cas d'héliostats focalisants) de centre Oi et de contour rectangulaire, que l'on rapporte à un repère orthonormé Roi (OiXoiYoiZoi) de la façon suivante : l'axe OiXoi est dirigé par la normale à la facette $\vec{N}_{oi}$, et les axes OiYoi et OiZoi sont parallèles aux deux directions principales définies par les contours du miroir (fig.II-3). Le point M' appartient à un plan récepteur (P') auquel est lié le repère R' (O'X'Y'Z') : le point O' est l'origine du repère choisi dans le plan récepteur, l'axe O'X' est dirigé par $\vec{N}_o'$, qui est la normale à (P'), et l'axe O'Y' appartient au plan horizontal, tandis que l'axe O'Z' est dirigé de manière à compléter le trièdre. Enfin on lie le repère Rri (OiXriYriZri) à la droite OiO', qui en constitue l'axe OiXri; $\vec{R}_i$ est le vecteur unitaire qui le dirige (fig.II-3), et les axes OiYri et OiZri sont définis de la même manière que pour le repère R'. On constate que les repères Roi et Rri sont mobiles dans l'espace, puisque leurs position et orientation dépendent de la facette considérée, alors que le repère R' reste fixe.

Repérons maintenant la direction du centre du soleil par le vecteur $\vec{S}_o$; il n'est pas du tout obligatoire que $\vec{R}_i$ soit lié à $\vec{S}_o$ et $\vec{N}_{oi}$ par la relation de Descartes. En général ce n'est pas le cas et $\vec{R}_i$ doit simplement être considéré comme le vecteur qui repère la direction de la droite joignant le centre de la facette réflectrice à l'origine du plan récepteur. De même, le repère Rri n'est que le repère où sont effectués la plupart des calculs.

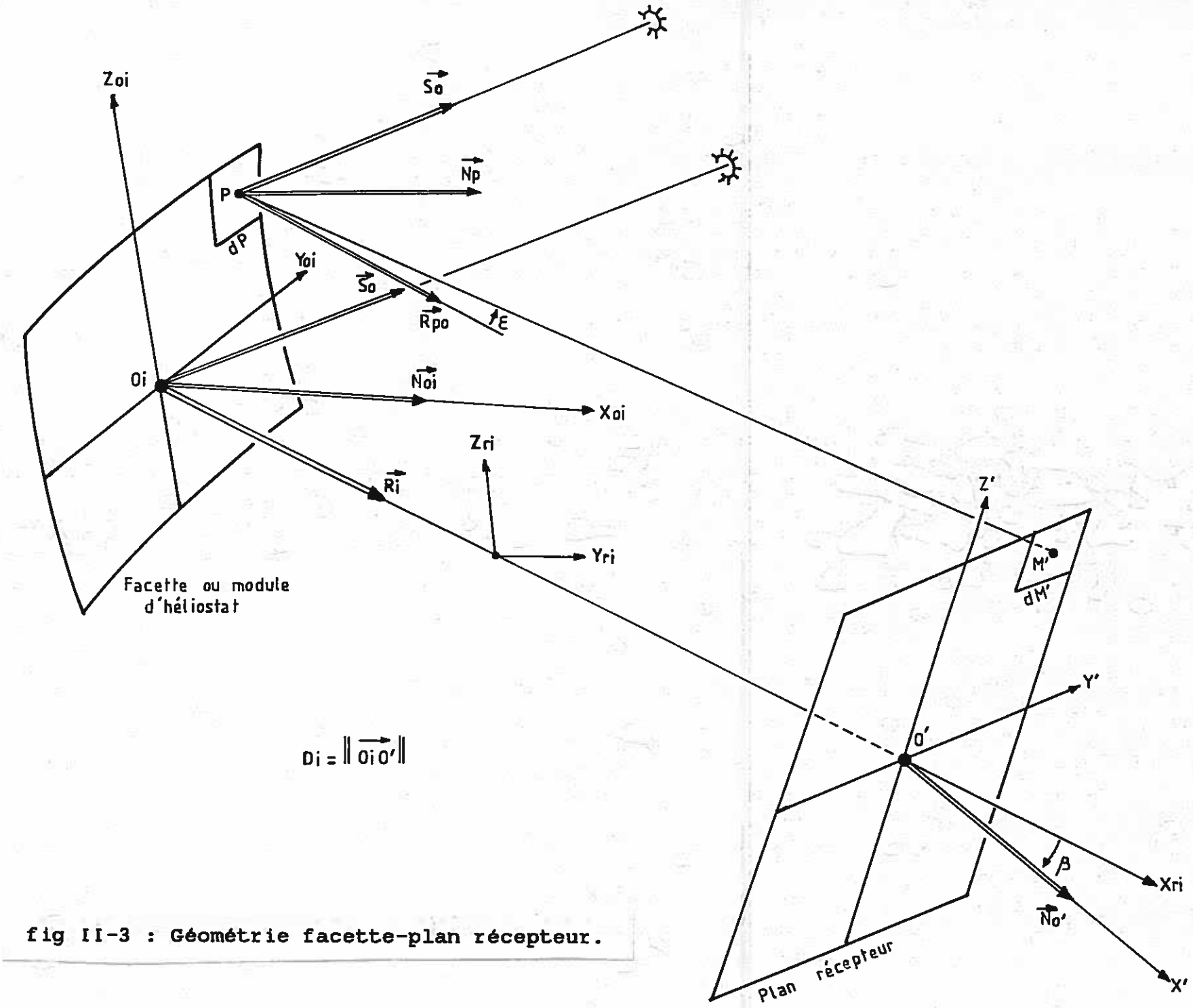
Enfin on désigne par $\vec{N}_p$ la normale en P à la surface réflectrice, et par $\vec{R}_{po}$ un vecteur colinéaire au rayon réfléchi en P et provenant du centre du soleil. La quantité de flux $d^2\phi$ rayonnée sur un élément de surface dM', centré en M', par un élément de surface réflectrice dP centré sur un point P de la facette s'écrit, suivant la loi de l'étendue géométrique (fig.II-4) :

$$d^2\phi = L_R(\overrightarrow{PM'}) \cos\beta \, dM' \, d\Omega$$

où $d\Omega$ est l'angle solide sous lequel est vu, du point M', l'élément de surface dP, et $L_R(\overrightarrow{PM'})$ la luminance énergétique réfléchie suivant le rayon PM'. On a bien sûr :

$$d\Omega = \frac{\cos i \, dP}{D^2}$$

et la contribution d'éclairement en M' de l'élément de surface dP s'obtient par :



$$D_i = \| \overrightarrow{O_i O'} \|$$

fig II-3 : Géométrie facette-plan récepteur.

$$dE(M') = \frac{d^2\Phi}{dM'} = L_R(\overrightarrow{PM'}) \cos\beta \cos i \frac{dP}{D^2} \qquad (II-1)$$

On peut donner à cette relation une forme vectorielle; d'après les notations de la figure II-3 :

$$dE(M') = L_R(\overrightarrow{PM'}) \frac{(\overrightarrow{N_p}\ \overrightarrow{PM'})(\overrightarrow{N_o}\ \overrightarrow{PM'})}{||\overrightarrow{PM'}||^4} dP \qquad (II-2)$$

On admet maintenant qu'il y a réflexion spéculaire en P : cela revient à négliger les défauts microscopiques des facettes réflectrices, dont on a vu au chapitre précédent (paragraphe 3.2.1) que leur ordre de grandeur restait faible devant le rayon apparent ϵ_o du disque solaire; de plus leur prise en compte nous obligerait à utiliser un soleil fictif, ce qui compliquerait inutilement les calculs. Dans ces conditions le disque solaire présente une répartition de luminance $L(\epsilon)$ symétrique par rapport à son centre, et $L_R(\overrightarrow{PM'})$ n'est plus lié qu'à ϵ, angle entre $\overrightarrow{PM'}$ et $\overrightarrow{R_{po}}$ (fig.II-3), et au coefficient de réflexion du miroir au point P, noté R(P). Alors :

$$L_R(\overrightarrow{PM'}) = R(P)\ L(\epsilon) \qquad (II-3)$$

Si l'on suppose le coefficient de réflexion homogène sur la facette considérée, les répartitions de luminance $L_R(\overrightarrow{PM'})$ dépendent essentiellement de l'angle ϵ, que l'on peut considérer, pour un point d'observation M' donné, comme une fonction du point P visé sur la surface réflectrice. ϵ s'obtient par la relation :

$$\epsilon^2 \approx \sin^2\epsilon = \frac{||\overrightarrow{R_{po}} \wedge \overrightarrow{PM'}||^2}{||\overrightarrow{PM'}||^2} \qquad (II-4)$$

$\overrightarrow{R_{po}}$ est déterminé par la loi de Descartes pour la réflexion spéculaire :

$$\overrightarrow{R_{po}} = 2(\overrightarrow{S_o}\overrightarrow{N_p})\ \overrightarrow{N_p} - \overrightarrow{S_o} \qquad (II-5)$$

Par ailleurs, l'éclairement formé en M' par l'ensemble des facettes réflectrices qui constituent l'installation étudiée s'obtient par une somme continue sur tous les points P d'une facette, puis par une somme discrète sur les Nt facettes que comprend l'installation. On arrive alors à l'expression la plus générale de la densité de flux en M' :

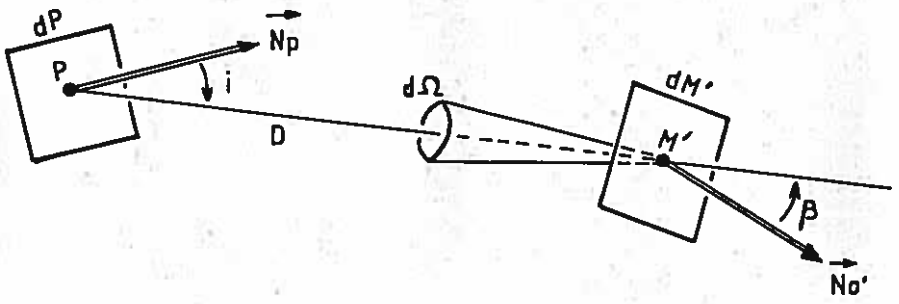


fig II-4 : Loi de l'étendue géométrique.

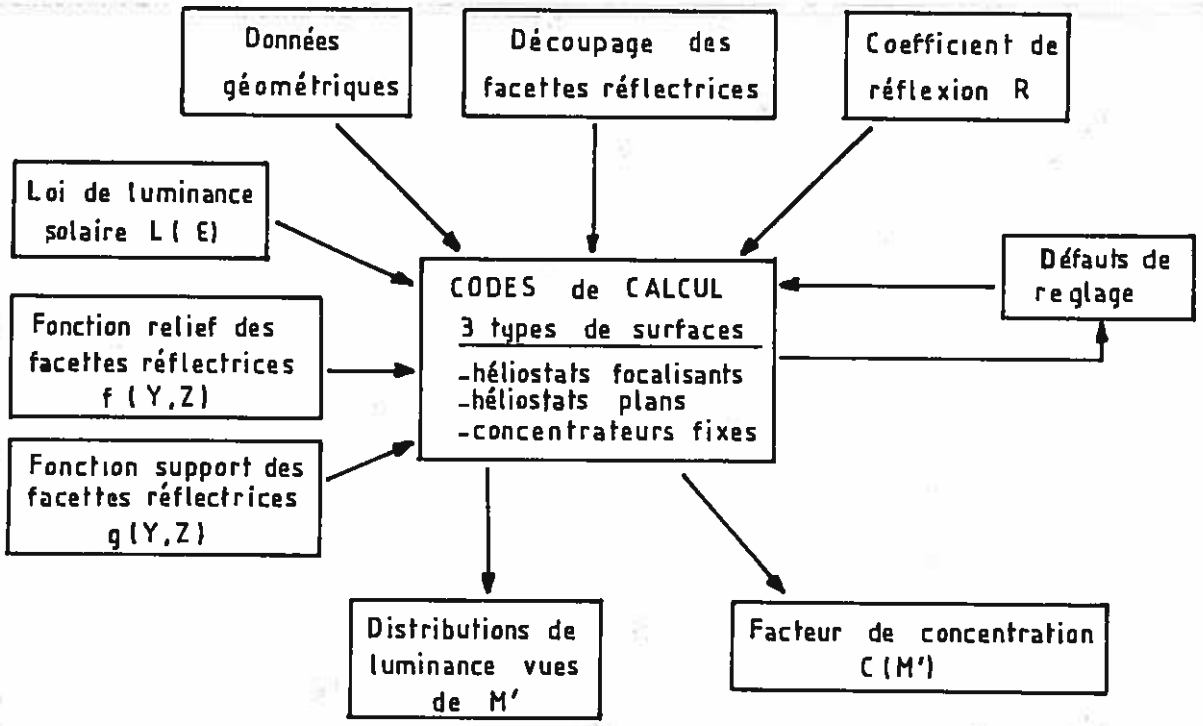


fig II-5 : Paramètres d'entrée/sortie des codes de calcul.

$$E(M') = \sum_{i=1}^{Nt} \iint_{\text{ième facette réflectrice}} R(P)\, L(\epsilon)\, \frac{(\vec{N_p}\,\vec{PM'})(\vec{N_o}'\,\vec{PM'})}{||\vec{PM'}||^4}\, dP \qquad \text{(II-6)}$$

Cette relation signifie que l'éclairement en M' est une somme directionnelle des répartitions de luminance observées dans tous les miroirs. Le facteur de concentration C(M') est alors donné par la relation (I-1).

Le principe de nos codes de calcul découle de ce qui précède : il consiste à découper la surface d'une facette réflectrice en un certain nombre de surfaces élémentaires dP pour lesquelles les angles ϵ sont déterminés individuellement par les relations (II-4) et (II-5), et les luminances correspondantes par la relation (II-3). Il est alors possible d'obtenir une simulation graphique des répartitions de luminance vues de M' (voir paragraphe 8). L'intégrande de la relation (II-6) est ensuite calculé pour chaque point P, et la somme des résultats donne l'éclairement formé en M' par une facette réflectrice. Ces opérations sont répétées pour toutes les facettes considérées, et l'on arrive finalement ainsi au facteur de concentration C(M').

Il s'agit en fait de la méthode d'intégration point par point la plus élémentaire, mais la précision de ses résultats est excellente si l'on choisit un découpage des miroirs suffisamment fin. Dans la mesure où les pas d'intégration deviennent infiniment petits, on peut même parler de codes de calcul "exacts". De plus, ils sont encore à ce jour inédits, sans doute parce qu'ils sont inadaptés aux longs calculs des répartitions d'éclairement formées par des installations comprenant un très grand nombre de miroirs. Mais ils nous ont semblé particulièrement intéressants pour la modélisation des répartitions de luminance vues d'un point.

Nous récapitulons maintenant les divers paramètres d'entrée de ces codes de calcul, que l'on a représentés schématiquement sur la figure II-5. Certains d'entre eux ont été disposés en blocs interchangeables, notamment en ce qui concerne le relief du soleil et les caractéristiques géométriques de l'installation. Il existe sept types principaux de ces paramètres d'entrée, auxquels vient s'adjoindre éventuellement un huitième. Ce sont, dans l'ordre :

1) les coordonnées géométriques du point d'observation M' par rapport à un repère fixe, ainsi que l'orientation du vecteur normal au plan récepteur (P'). Il importe en effet d'obtenir les répartitions de luminance observables sur les surfaces réflectrices de tout point du volume focal.

2) la zone d'intégration considérée sur la surface réflectrice, ainsi que la finesse du découpage des facettes, à laquelle est liée la précision des résultats.

3) la loi de luminance solaire $L(\epsilon)$. Elle sera définie par une des fonctions analytiques données au paragraphe 3.2.

4) la fonction caractéristique du relief des facettes réflectrices. Elle est également définie par une fonction analytique $f(Y,Z)$ plus ou moins complexe. Il est notamment possible d'introduire des facettes planes, cylindriques, sphériques, etc....

5) la fonction caractéristique de la structure qui supporte les facettes réflectrices $g(Y,Z)$, qui dépend du type des surfaces étudiées. On introduira par exemple un relief plan pour un héliostat plan, ou sphérique pour un héliostat focalisant, etc... De même, on se sert de cette fonction pour définir le relief de la structure support d'un concentrateur fixe.

6) le coefficient de réflexion des facettes, noté R. On suppose celui-ci homogène sur l'ensemble des facettes étudiées; en conséquence, il ne dépend plus de la position du point P.

7) les défauts de réglage des facettes réflectrices : ceux-ci peuvent être tirés aléatoirement ou bien introduits individuellement pour chaque facette.

8) les défauts de surface des facettes réflectrices : de même que pour les défauts microscopiques, il semble difficile de les introduire sans faire appel à des calculs complexes de soleil fictif. Toutefois, lorsqu'ils ne sont pas aléatoires, ce qui est le cas par exemple des défauts de courbure, il est possible de les regrouper dans les fonctions relief des facettes $f(Y,Z)$.

Enfin, on rappelle que les défauts microscopiques des facettes réflectrices sont négligés, d'une part, et que les défauts de pointage d'héliostats peuvent être pris en compte par une simple translation du point M' dans le plan récepteur, d'autre part.

Il nous faut maintenant exposer en détail certaines de ces entrées, ainsi que les différentes étapes de nos codes de calcul.

3) CARACTERISTIQUES DU SOLEIL, SOURCE DE RAYONNEMENT

Le soleil nous apparait comme un disque de diamètre angulaire moyen $2\epsilon_o = 32'$. Ce diamètre varie au cours de l'année en fonction de la distance terre-soleil entre 31'31" et 32'35", soit de 1,7% environ [66]. Ces variations se répercutent sur la constante solaire E_o qui est liée à ϵ_o^2 par la relation (I-3). On considère habituellement que la constante solaire hors atmosphère a pour valeur moyenne 1351 W/m^2 [24]. A. Le Phat Vinh et F.Trombe ont montré que les variations de ϵ_o, qui sont déjà très faibles, ne modifient pas le facteur de concentration à l'intérieur de l'image de Gauss d'un paraboloïde de révolution [66]. Plus généralement, dans le cas d'un système quelconque, on conçoit que l'augmentation de E_o (qui se produit en hiver dans notre hémisphère) sera en partie compensée, au niveau du facteur de concentration C(M'), par l'augmentation de E(M') due à l'élargissement des répartitions de luminance observables à travers les miroirs du point M'. En pratique nous négligerons donc ces variations et donnerons à $2\epsilon_o$ sa valeur moyenne de 32'.

De nombreux auteurs ont donné différentes valeurs de la température de surface du soleil, qui s'échelonnent entre 5800 et 6000°K. Nous reproduisons figure II-6 le spectre d'émission du soleil, mesuré hors atmosphère et au niveau de la mer, ainsi que la courbe théorique du corps noir à 5900°K. La transmission atmosphérique a pour effet d'introduire de nombreuses bandes d'absorption moléculaire dues à la présence d'ozone, de gaz carbonique, d'oxygène et de vapeur d'eau, ainsi qu'une diminution globale de la constante solaire au niveau du sol. Ces effets dépendent bien sûr de la longueur du trajet atmosphérique, qui est lui-même lié à la hauteur apparente du soleil dans le ciel. Il est d'usage dans les calculs de facteurs de concentration de normaliser l'éclairement solaire direct E_o à 1000 W/m^2, ce qui revient à écrire, dans l'hypothèse d'un soleil à luminance uniforme :

$$E_o = \pi L_o \epsilon_o^2 = 1000 \text{ W/m}^2$$

Ce chiffre de 1000 W/m^2 est typique de l'éclairement solaire direct qui peut être observé à Odeillo (1600m d'altitude) par de bonnes conditions d'air sec et de ciel pur (bleu foncé).

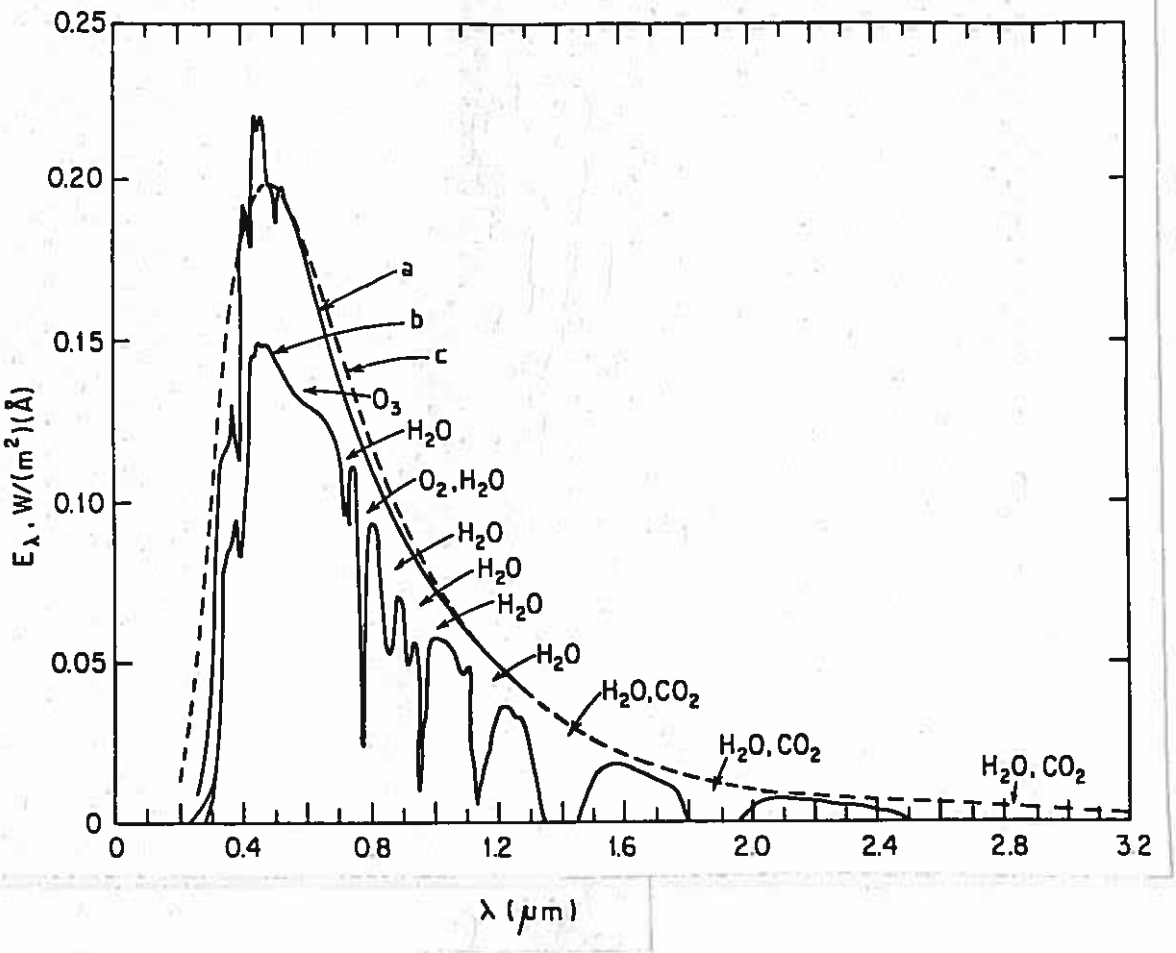


fig II-6 : Le spectre solaire : a) spectre hors atmosphère. b) spectre au niveau de la mer. c) courbe du corps noir à 5900°K.

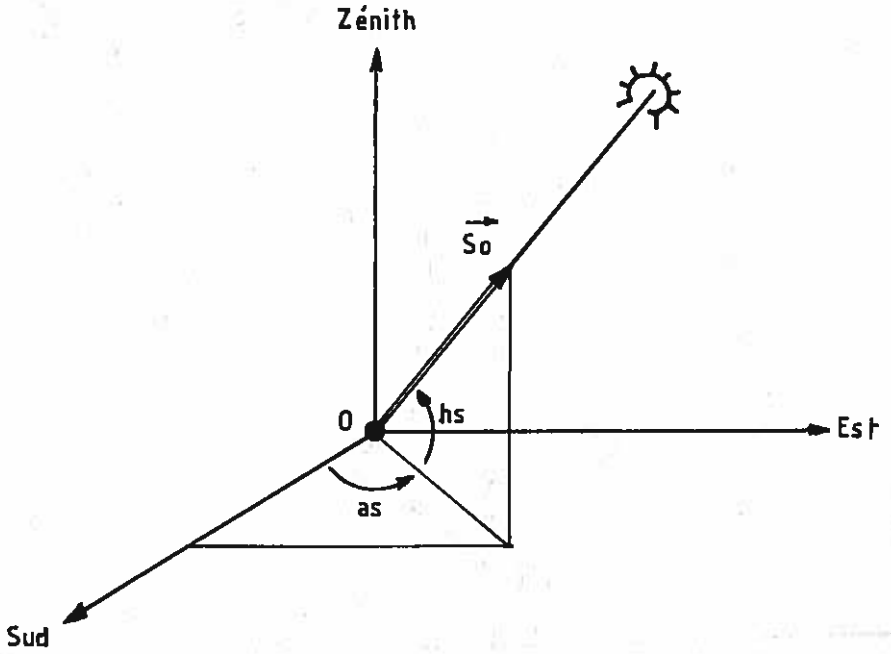


fig II-7 : Repérage du vecteur soleil $\vec{S_o}$ dans Rinst.

Il reste encore deux points à préciser : le calcul de la position du soleil dans le ciel, et le choix de la loi de luminance solaire.

3.1) Position du soleil dans le ciel

Dans le cas où la surface réflectrice étudiée est un héliostat plan ou focalisant, il est indispensable de déterminer la direction du centre du soleil avec suffisamment de précision. Pour notre part, nous nous sommes fixés comme marge d'erreur le dixième du diamètre angulaire du disque solaire, soit 0,05 degré. Les calculs sont effectués dans un repère horizontal Rinst (OXinstYinstZinst) que l'on lie à un point O de la surface terrestre. Celui-ci est caractérisé par sa latitude et sa longitude comptée positivement à l'ouest du méridien de Greenwich. L'axe OZinst repère la verticale du lieu, ou zénith, et les axes OXinst et OYinst sont contenus dans le plan horizontal, et respectivement dirigés vers le sud et l'est. Le vecteur $\vec{S_o}$ pointé vers le centre du disque solaire est alors repéré par ses angles d'azimut et de hauteur a_s et h_s (fig.II-7), et ses composantes s'écrivent dans Rinst :

$$\vec{S_o} = \begin{cases} \cos a_s \cos h_s = \alpha_s \\ \sin a_s \cos h_s = \beta_s \\ \sin h_s = \gamma_s \end{cases} \qquad \text{(II-7)}$$

Le problème est donc de calculer les angles a_s et h_s, en fonction des latitude et longitude du lieu, et des heure et date locales considérées. Nous avons utilisé dans ce but le sous-programme de calcul publié par R.Walraven dans Solar Energy en 1978 [67]. Basé sur une simplification des équations qui sont à l'origine de l'Almanach Nautique américain, il permet en théorie d'obtenir une précision de 0,01 degré sur a_s et h_s. Mais ce sous-programme ayant été ensuite le sujet d'une longue polémique dans les colonnes du journal, il nous est apparu nécessaire de le tester en comparant ses résultats avec des valeurs références fournies par le Bureau des Longitudes, pour le site d'Odeillo, au long de trois journées types de l'année 1986. Des erreurs de l'ordre de 1 degré ayant été constatées, nous avons dû introduire de nombreuses corrections, en modifiant certaines des étapes du sous-programme de Walraven, jusqu'à arriver finalement à un sous-programme original, qui remplit

largement les conditions requises; en effet l'erreur maximale sur a_s et h_s ne dépasse jamais 0,01 degré pour les trois journées test de l'année 1986. Une description détaillée de ce sous-programme, appelé SOLEIL, est donnée dans l'annexe II.

3.2) Variations de luminance à l'intérieur du disque solaire

Nous avons vu au chapitre précédent (paragraphe 3.1.1) que les conditions atmosphériques avaient une grande influence sur la loi de luminance solaire $L(\epsilon)$. Elles modifient également les valeurs de la constante solaire, qui s'obtient par la relation :

$$E_o = 2\pi \int_0^{\epsilon_m} L(\epsilon) \cos\epsilon \sin\epsilon \, d\epsilon \qquad \text{(II-8)}$$

où ϵ_m est l'angle maximum au delà duquel les luminances peuvent être considérées comme nulles.

E_o est donc fortement dépendant de la loi $L(\epsilon)$ et peut également être lié au taux circumsolaire T défini par la relation (I-5). En pratique T est une fonction décroissante de E_o [59] : c'est par temps clair que la constante solaire atteint ses valeurs les plus élevées, tandis qu'on observe en même temps des taux circumsolaires très faibles, de l'ordre de 1 ou 2%. On considère [42] qu'au delà de 900 W/m^2, les variations de la loi de luminance solaire jouent très peu sur les performances énergétiques d'une installation. En s'imposant une constante solaire de 1000 W/m^2, on suppose donc implicitement que les conditions atmosphériques sont suffisamment bonnes pour que leur influence soit négligée, et que le taux circumsolaire T reste faible.

Mais il subsiste même ainsi un assombrissement de la luminance vers les bords du disque solaire; cela est dû au fait que les rayons qui sont émis sur sa périphérie ont un trajet plus long à effectuer à travers la photosphère, qui est la source du rayonnement solaire, que les rayons en provenance du centre du disque solaire; ceux-ci subissent moins d'absorption et peuvent donc provenir de couches plus profondes; il en résulte un assombrissement naturel du soleil sur sa périphérie, qui est beaucoup plus marqué dans les courtes longueurs d'onde, alors que la luminance du disque solaire est quasiment constante dans l'infrarouge [66].

Plusieurs auteurs ont proposé des formes analytiques empiriques pour caractériser la loi de luminance solaire $L(\epsilon)$. On peut citer par exemple Kamada [68], qui a fait l'hypothèse que la loi de luminance énergétique est proche de la loi de luminance spectrale obtenue pour $\lambda = 6702$ Å (fig.II-8). Cette dernière peut être approximée par la fonction :

$$L(\epsilon) : L_K \cos (m \epsilon^2) \qquad (II-9)$$

où m est un paramètre qui vérifie la relation :

$$\cos (m \epsilon_o^2) = 0,55$$

La normalisation de la constante solaire E_o, calculée par la relation (II-8), à 1000 W/m² impose que :

$$E_o = \pi L_K \frac{\sin(m \epsilon_o^2)}{m} = 1000 \text{ W/m}^2$$

soit, pour la luminance L_K de Kamada : $L_K = 1,7391.10^7$ W/m².st.

Une autre forme analytique, qui fut abondamment reprise par la suite, a été donnée par P.José [69]. Elle a pour origine la loi empirique de Minnaert :

$$L(\epsilon) = L_J \frac{1 + 1,5641 \cos \beta}{2,5641}$$

où l'angle β est caractéristique du point considéré sur la surface du soleil (fig.II-9).

En tenant compte de ce que :

$$\cos \beta = \sqrt{1 - \frac{r^2}{r_o^2}} \qquad r_o = R \sin \epsilon_o \quad \text{et} \quad r \approx R \sin \epsilon$$

on arrive à l'expression la plus utilisée pour la représentation de la loi de luminance solaire, que l'on appelle, semble-t-il à tort, la loi de José :

$$L(\epsilon) = L_J(a_J + b_J \sqrt{1 - \frac{\sin^2\epsilon}{\sin^2\epsilon_o}}) \qquad (II-10)$$

où $a_J = 0,39$ et $b_J = 0,61$

La normalisation de E_o à 1000 W/m² permet de calculer la valeur de L_J : en effet d'après la relation (II-8) :

$$E_o = \pi L_J \sin^2\epsilon_o (a_J + \frac{2}{3} b_J)$$

et $L_J = 1,8445.10^7$ W/m².st

Il est bon de comparer ces valeurs de L_K et L_J à la valeur de luminance L_o d'une répartition uniforme sur le disque solaire, et

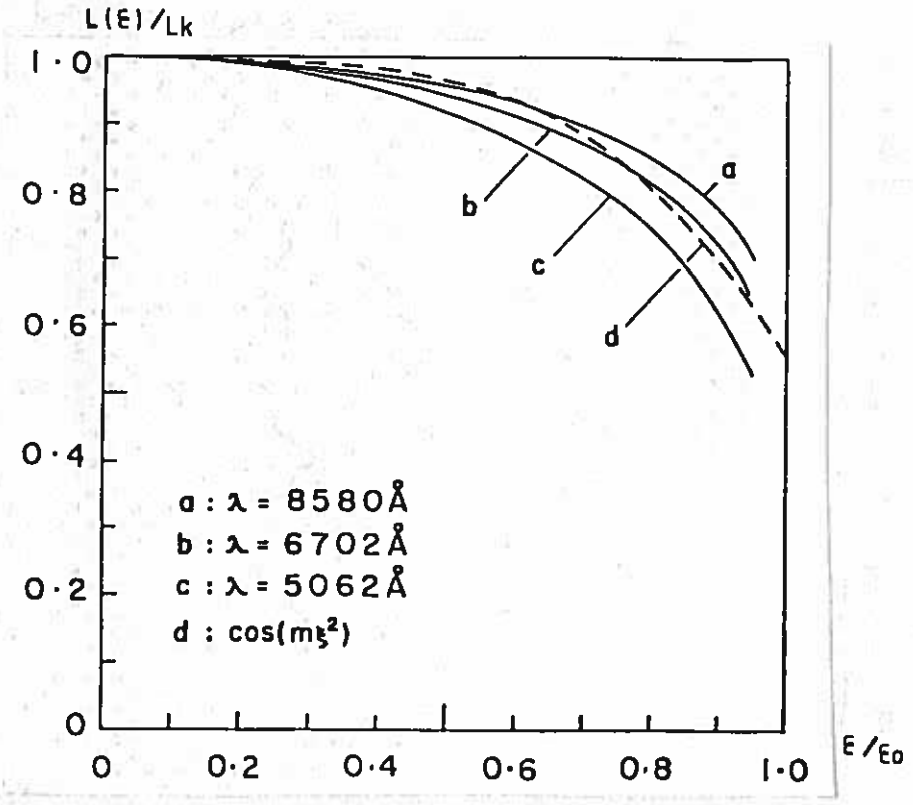


fig II-8 : La loi de luminance solaire de Kamada.

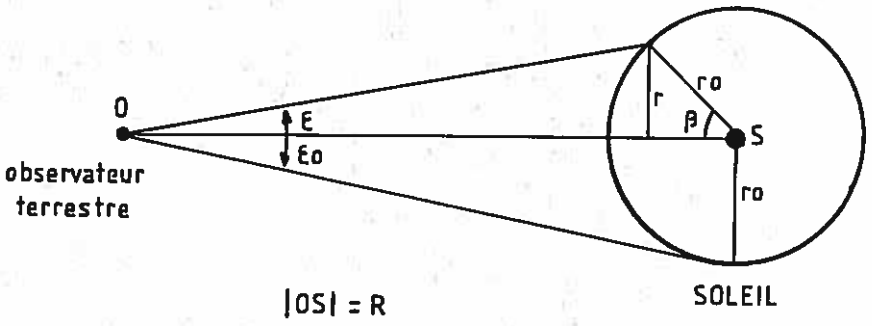


fig II-9 : Passage de la loi de Minnaert à l'expression donnée par P.José pour la loi de luminance solaire.

normalisée à 1000 W/m².

On trouve : $L_o = \frac{E_o}{\pi \epsilon_o^2} = 1,4695.10^7$ W/m².st

On voit donc que pour une même valeur de la constante solaire, plusieurs représentations du relief du soleil sont possibles. Celles-ci donneront évidemment des répartitions de luminance et des facteurs de concentration différents, en un même point et pour une même surface réflectrice; c'est pourquoi il importe de bien les choisir. Nous avons finalement opté pour la loi de José, qui est représentée sur la figure II-10. Outre qu'elle est simple analytiquement, elle permet de jouer sur deux paramètres différents, qui sont a_J et ϵ_o (b_J étant lié à a_J par la relation $a_J + b_J = 1$) : c'est ainsi que les chercheurs américains [59] ont pu retrouver, à l'aide de cette loi, les répartitions de luminance mesurées avec leur télescope circumsolaire, pour des conditions atmosphériques typiques de ciels purs et dégagés, et des valeurs de E_o correspondantes supérieures à 900 W/m². Choisir la loi de José comme fonction caractéristique du relief solaire semble donc légitime, mais il faut garder à l'esprit que cette représentation n'est valable que par d'excellentes conditions de ciel pur et de temps sec.

4) GEOMETRIE DES INSTALLATIONS ETUDIEES

4.1) La centrale solaire expérimentale THEMIS

4.1.1) Vue d'ensemble

La construction de la centrale expérimentale THEMIS fut officiellement décidée en juin 1979. Le Commissariat à l'Energie Solaire (COMES), dont les attributions furent reprises en 1982 par l'Agence Française pour la Maîtrise de l'Energie (AFME), le CNRS et EDF proposèrent de construire ensemble un Centre National d'Essais Solaires (CNESOL), situé à Targassonne, village proche d'Odeillo et de Montlouis, et dont THEMIS serait la première réalisation. EDF fut désignée comme maître d'ouvrage et maître d'oeuvre de l'ensemble des travaux, tandis que le CETHEL, groupement d'intérêt économique créé par 4 sociétés françaises montrant de l'intérêt pour ce type d'installation, était associé au projet : on lui doit notamment la réalisation, en collaboration avec le CNRS, de quatre prototypes

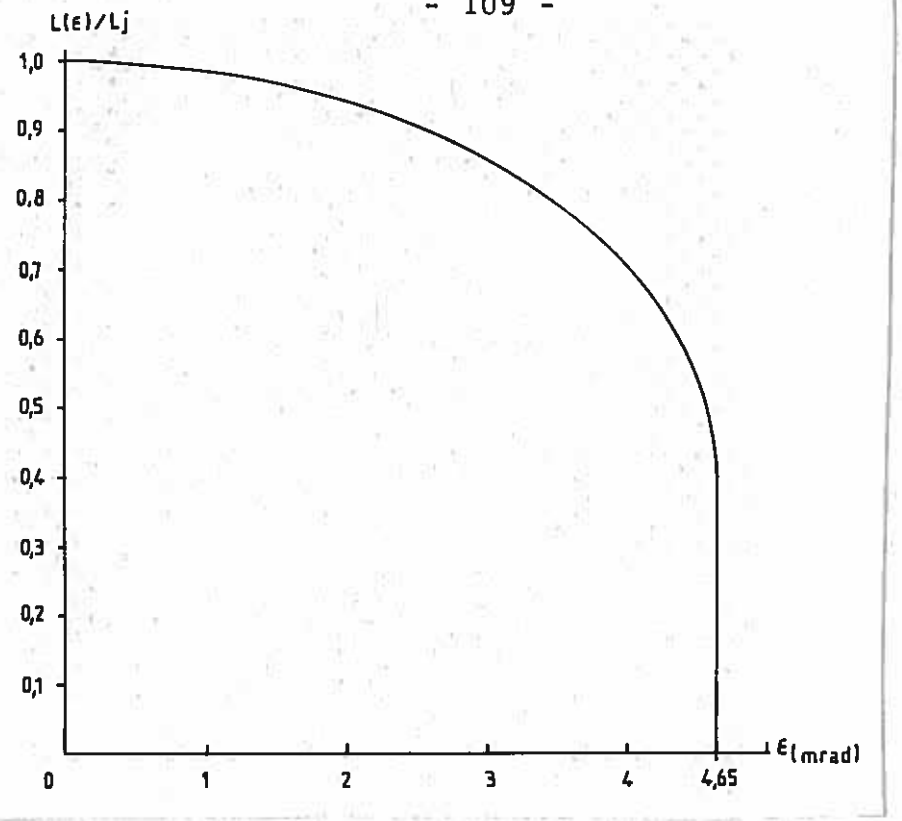


fig II-10 : La loi de luminance solaire de José.

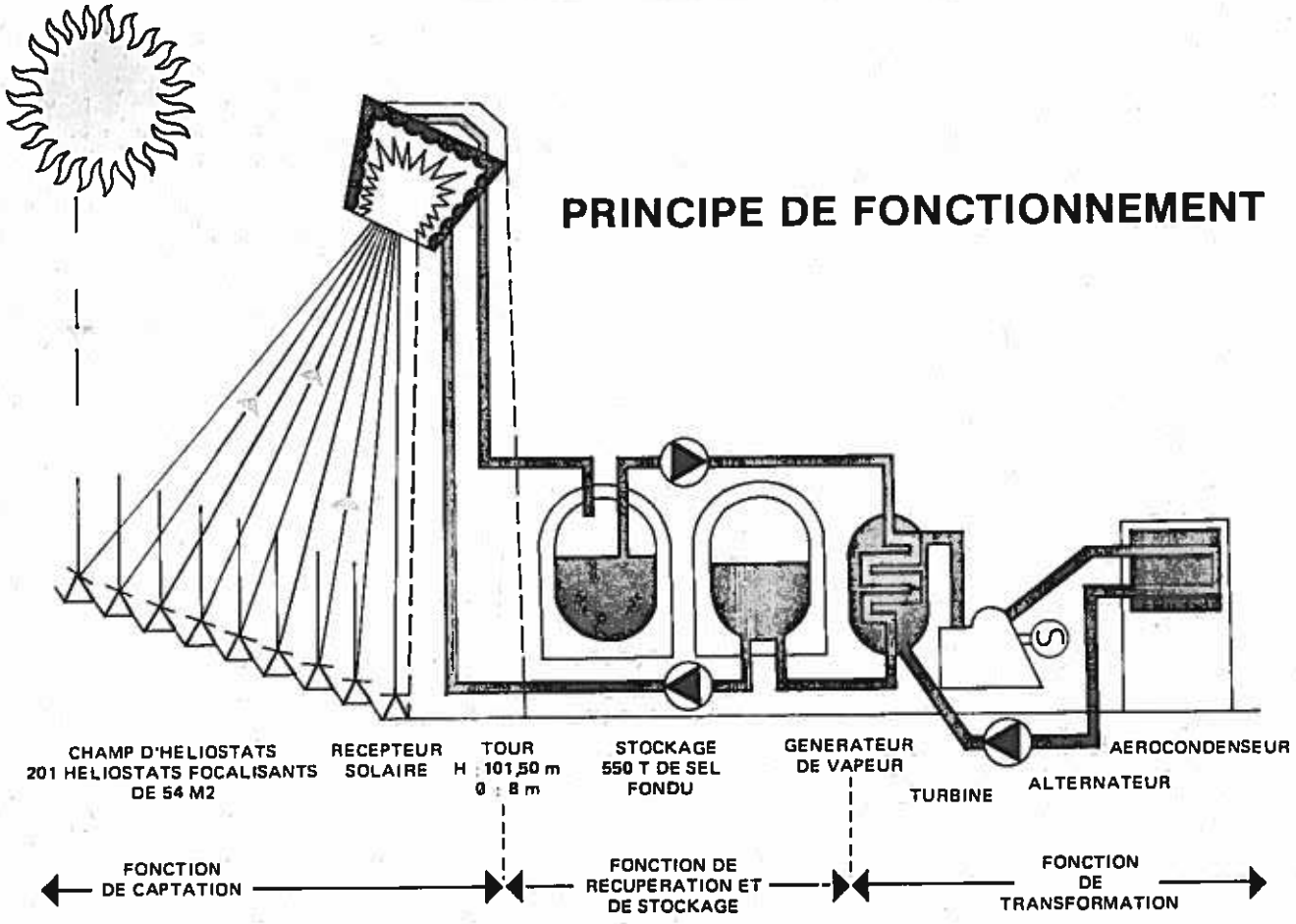


fig II-11 : La centrale solaire expérimentale THEMIS.

d'héliostats focalisants destinés à équiper le champ de THEMIS. La version qui fut retenue est l'héliostat CETHEL III bis.

La centrale elle-même (fig.II-11) est constituée d'un champ d'héliostats qui concentre le rayonnement solaire dans une cavité en forme de parallélépipède rectangle (4 x 4 x 3,5 m). Cette chaudière est montée sur la tour, à 80 mètres de hauteur, et est inclinée de 30° par rapport à l'horizontale (fig.II-12). La concentration théorique maximale est de l'ordre de 800 [70], et permet d'atteindre de fortes températures au fond de la cavité, où la chaleur est recueillie par un mélange de sels fondus qui circulent à l'intérieur de celle-ci, puis dans toute la boucle primaire : cette dernière comprend en outre deux bacs de stockage (chaud et froid) et un générateur de vapeur, qui constitue l'interface avec la boucle secondaire à eau. La vapeur d'eau à haute pression et haute température qui est ainsi produite est détendue dans une turbine, puis condensée avant de retourner au générateur de vapeur. Cet aperçu du fonctionnement de la centrale est évidemment très grossier, mais nous allons maintenant nous attarder sur le champ d'héliostats.

Celui-ci est constitué de 201 héliostats focalisants, de type sphérique, c'est-à-dire réglés sur leur axe, le but étant de donner à l'héliostat une distance focale égale à la distance qui le sépare du récepteur. Cette focalisation est particulièrement importante pour de courtes distances héliostat-chaudière.

Les héliostats sont exclusivement implantés au nord de la tour, sur un terrain dont la pente moyenne est de 15%, et sont répartis sur des terrasses disposées en arcs de cercle. L'implantation optimale du champ consiste à trouver le meilleur compromis entre la puissance totale réfléchie et le nombre d'héliostats (le champ d'héliostats de THEMIS représente en effet le quart du coût global de la centrale). Elle a été réalisée en tenant compte de deux facteurs antagonistes :

1) Les ombres et les blocages (*), d'une part : une grande partie de l'énergie solaire incidente risque d'être perdue lorsque deux héliostats sont trop proches l'un de l'autre.

(*)ombre : un masque s'interpose entre les rayons solaires incidents et l'héliostat : une partie de celui-ci est "ombrée".
blocage : un masque s'interpose entre l'héliostat et certains des rayons qu'il réfléchit : il y a blocage de ces derniers.

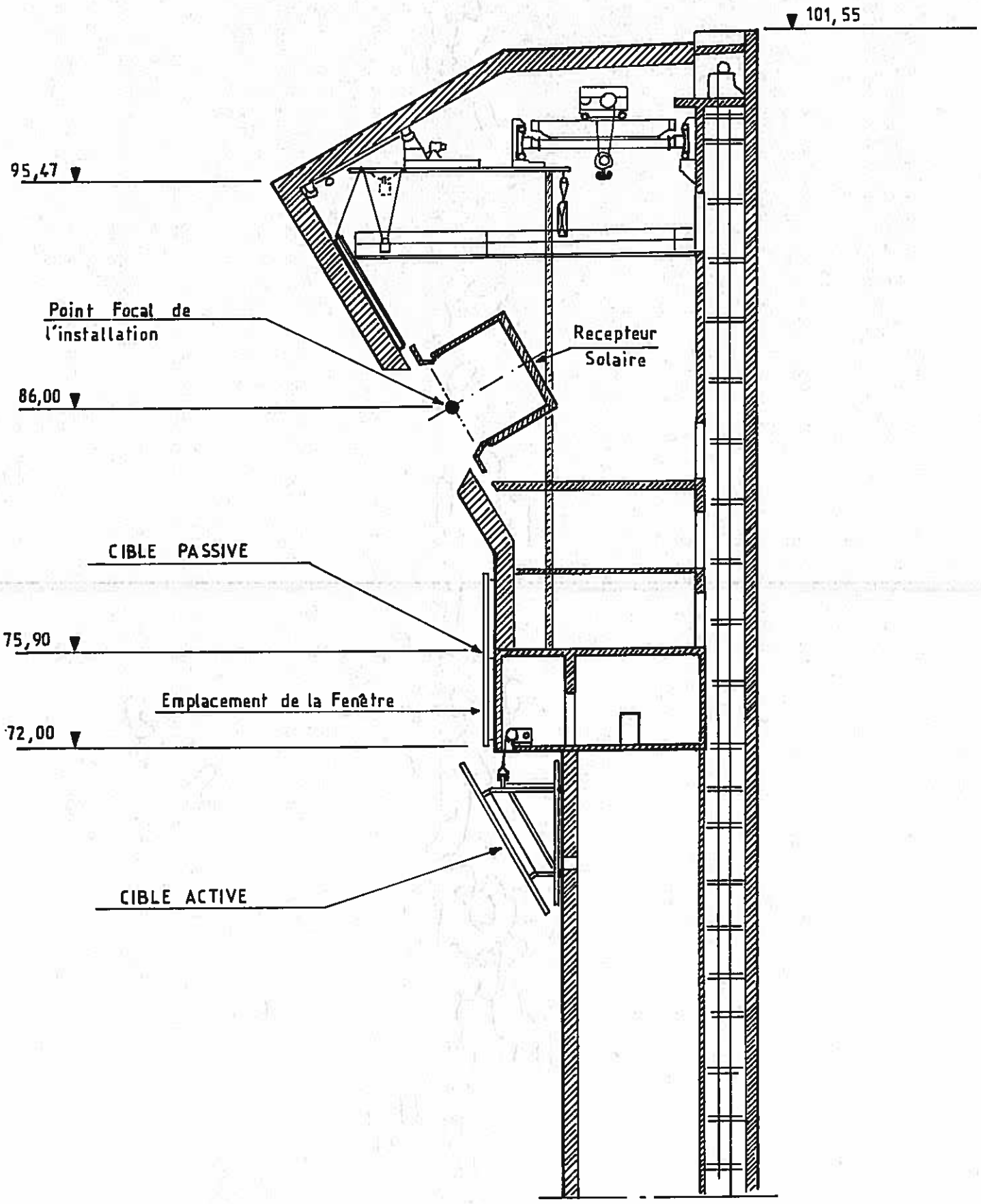


fig II-12 : Vue en coupe Nord-Sud de la partie supérieure de la tour de THEMIS.

2) L'effet "cosinus", d'autre part : lorsque l'angle d'incidence du rayonnement solaire sur l'héliostat devient trop grand, sa surface apparente vue de la chaudière diminue. On peut alors observer des "trous noirs" importants entre deux héliostats voisins.

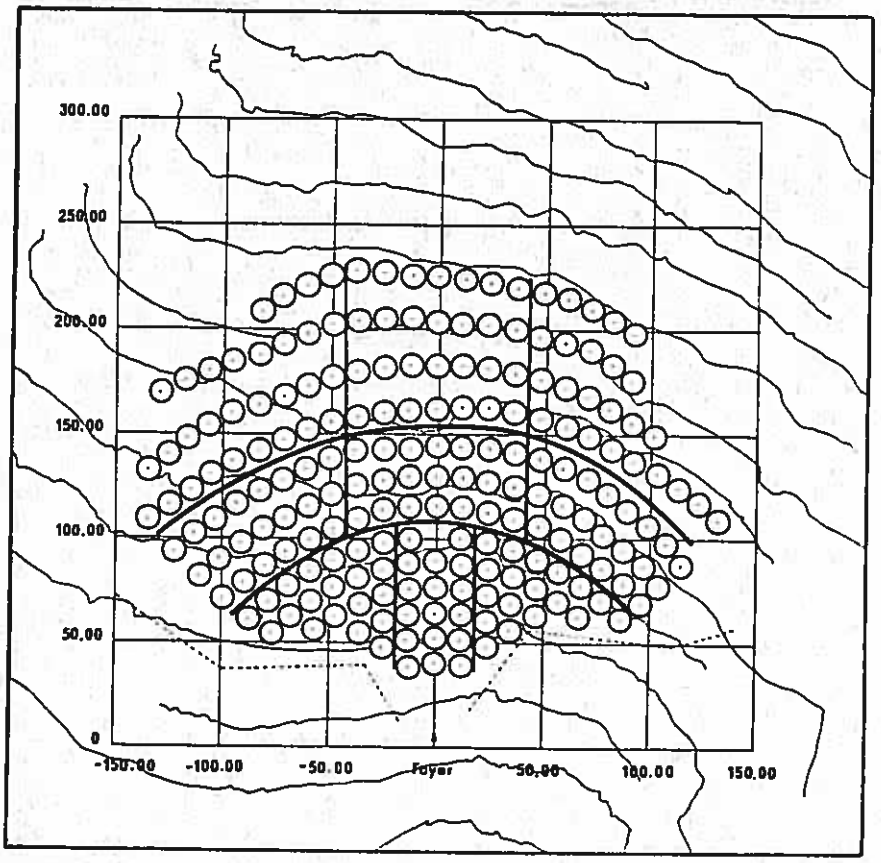
A THEMIS, où les blocages ont été minimisés, la puissance collectée par les héliostats est de 11170 kW au maximum, pour 2400 heures d'ensoleillement par an [70].

Le système d'asservissement qui a été adopté est du type boucle ouverte, suivant un système de commande hiérarchisé à trois niveaux logiques (microprocesseurs d'héliostats, contrôleurs de groupes, calculateur central). L'analyse précise des calculs de position du soleil, qui sont effectués par les contrôleurs de groupes [71], a révélé une erreur de pointage non aléatoire qui dégrade périodiquement les performances du champ. Mais ce défaut ne devrait pas modifier sensiblement les répartitions de densité de flux formées par un héliostat, comme on le verra plus loin.

L'étude de l'héliostat CETHEL III bis sera abordée dans le paragraphe suivant. Nous reproduisons figure II-13 le plan détaillé du champ de THEMIS, qui est divisé en 9 groupes, ainsi que la numérotation que nous avons adoptée pour ses héliostats. Les coordonnées des centres de chacun d'eux ont fait l'objet de relevés topographiques très précis; elles ont été publiées dans [72], où elles sont exprimées dans un repère Est-Nord-Nadir rapporté au "point focal" de l'installation, que l'on situe au centre de la face d'entrée de la chaudière. Ces coordonnées, ainsi que deux autres paramètres caractéristiques des héliostats (focale de réglage de l'héliostat, et focale des modules) ont été mises sur fichier; elles nous permettent de situer, au millimètre près, le centre de rotation de n'importe quel héliostat du champ de THEMIS.

4.1.2) L'héliostat CETHEL III bis : description-relief des modules

Les figures II-14 présentent une vue générale des faces avant et arrière de cet héliostat (voir aussi la photographie I) dont le tableau I résume quelques caractéristiques. Le bloc "mécanismes", situé au centre de l'héliostat, est un dispositif à monture altazimutale qui assure la liaison entre le fût support et l'ensemble de la surface réflectrice. La structure porteuse arrière, tridimensionnelle en treillis métallique, est fixée sur les brides



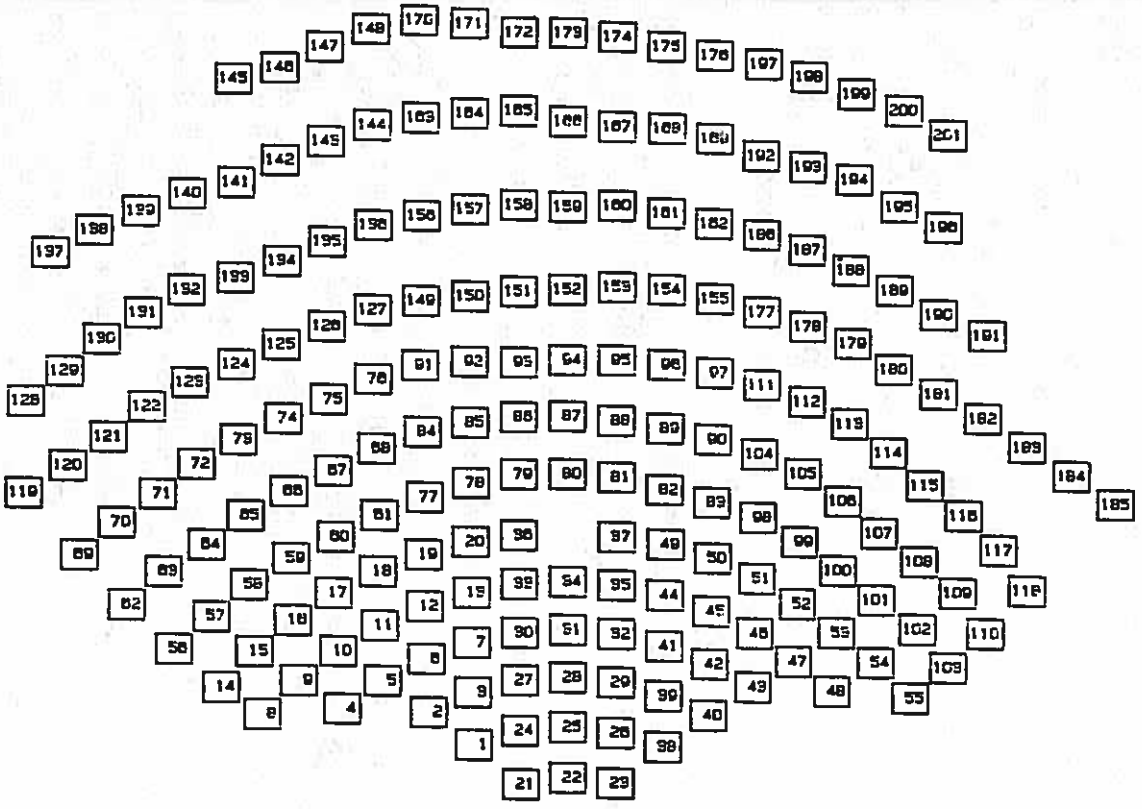
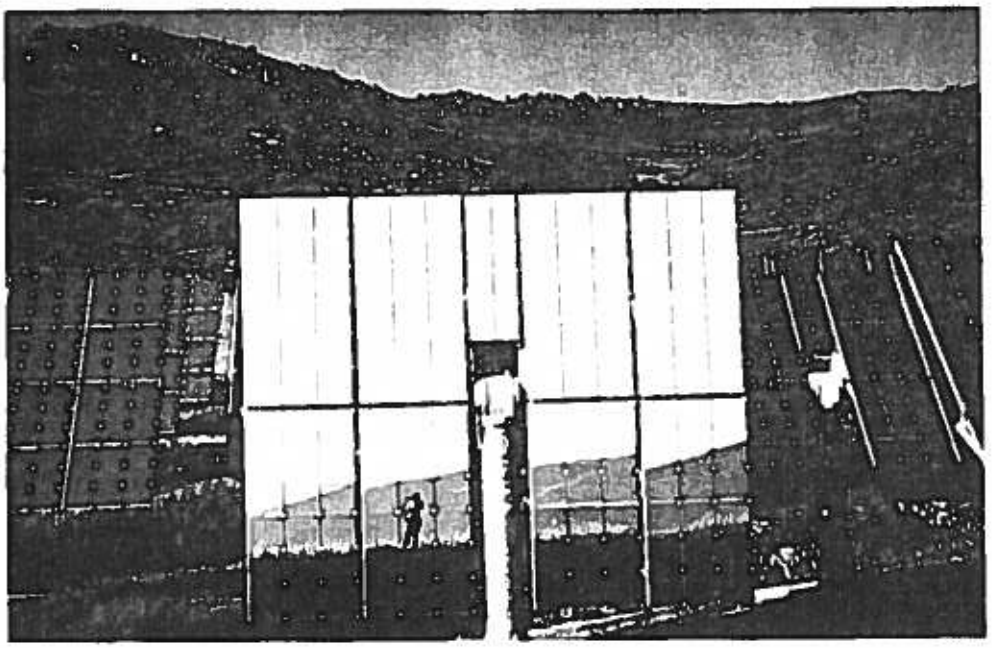
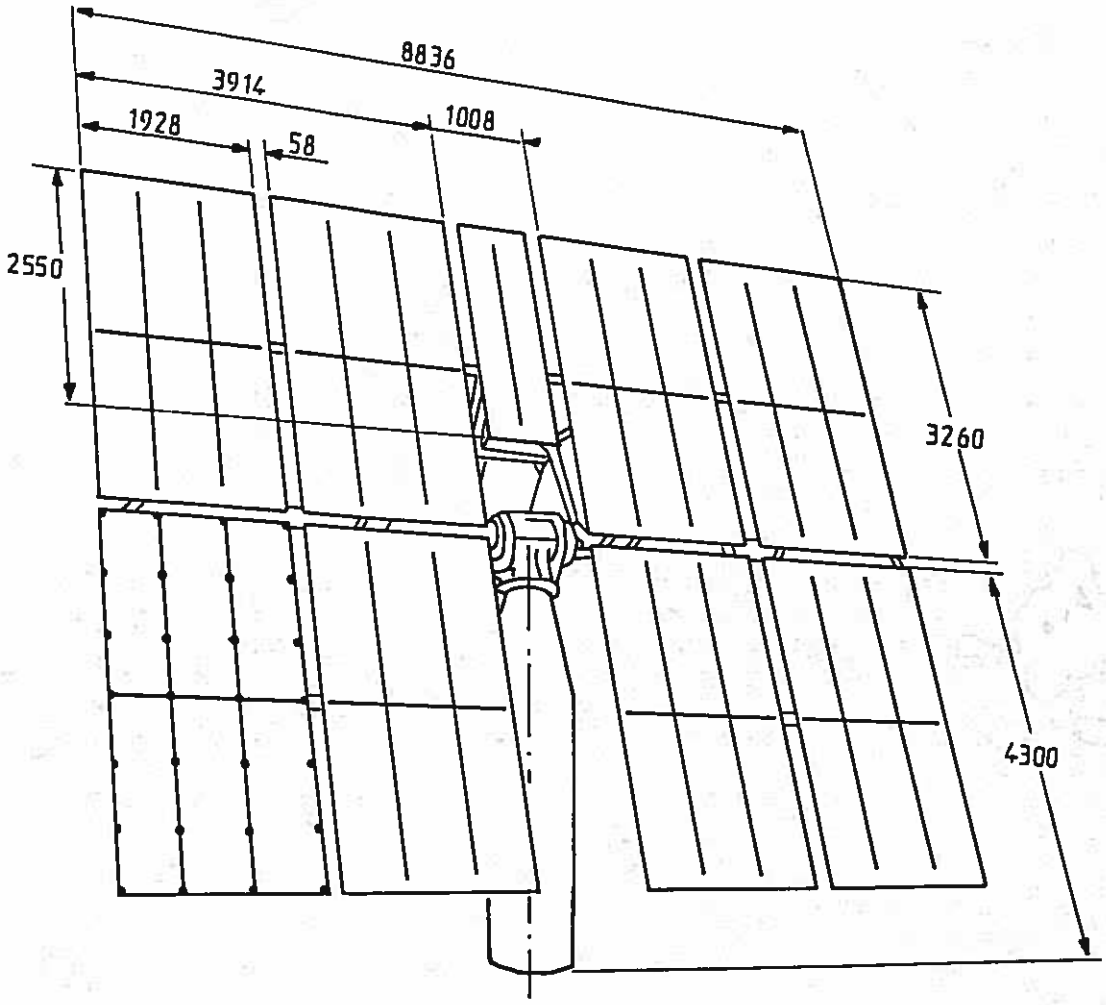


fig II-13 : Le champ d'héliostats de THEMIS.



Photographie I Héliostat CETHEL III bis, vue de face.

du bloc "mécanismes", et supporte elle-même les neuf modules auxquels sont attachés les miroirs. Sur chaque héliostat, il y a huit modules de série, ou courants, de 1842 x 3620 mm, et un module complémentaire de 852 x 2560 mm situé à l'aplomb du bloc "mécanismes" (la surface réflectrice totale est de 53,93 m^2). Chacun d'eux est lié de manière isostatique, par trois points d'accrochage, à la structure arrière de l'héliostat. Ces points d'accrochage sont en même temps les trois points de réglage en orientation des modules : l'alignement de l'héliostat CETHEL III bis consiste en effet à rendre les neuf modules tangents à une sphère de rayon $2f_H$ (f_H est la focale de réglage de l'héliostat). En principe f_H doit être rigoureusement égale à la distance héliostat-chaudière, ce qui signifie qu'il y aurait vraisemblablement, pour 201 héliostats, 201 valeurs de f_H différentes sur tout le champ. En fait ce nombre a été réduit à 36, d'une part parce que les modules eux-mêmes n'ont pas la focale exacte, et afin de ne pas avoir trop de calculs différents d'orientation des modules à effectuer, d'autre part : on a vu en effet dans le premier chapitre (paragraphe 3.2.4.2), que le réglage



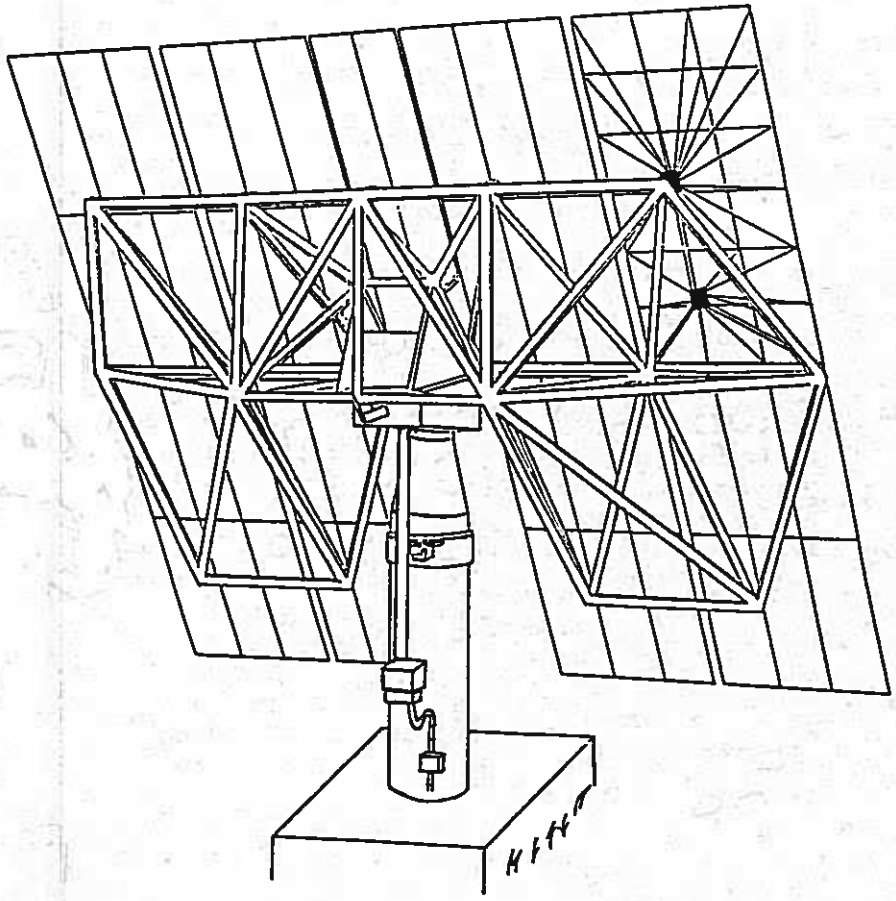


fig II-14 : Vue avant et arrière d'un héliostat CETHEL III bis. Sur la vue avant on distingue le bloc "mécanismes" et les neuf modules réflecteurs de l'héliostat. Le maillage des plots de fixation des miroirs élémentaires sur la face avant des modules est indiqué sur le module inférieur gauche. Sur la face arrière on distingue la structure porteuse de l'héliostat ainsi que l'armature métallique d'un module (traits fins).

des héliostats CETHEL III bis consiste à incliner chaque module suivant des pentes prédéterminées dans deux directions perpendiculaires, en fonction du rayon de la sphère idéale tangentée par les modules. En pratique, les 36 valeurs de f_H retenues permettent toujours de s'approcher à moins de 4 mètres de la distance réelle héliostat-chaudière.

Les erreurs de réglage des normales aux modules seront donc systématiquement rapportées à cette orientation idéale, définie par les normales à une surface sphérique de rayon $2f_H$. En outre, c'est cette surface que nous choisirons comme support des centres des modules pour notre modèle numérique. Son équation est donnée par :

$$X = g(Y,Z) = 2f_H \left[1 - \sqrt{1 - \frac{Y^2 + Z^2}{4f_H^2}}\right] \qquad \text{(II-11)}$$

avec le système d'axes qui est représenté sur la figure II-15, et la surface sphérique étant rapportée à son sommet. On donne également l'expression des dérivées partielles de g(Y,Z) :

$$\frac{dg}{dY}(Y,Z) = \frac{Y}{\sqrt{4f_H^2 - (Y^2+Z^2)}}$$

$$\frac{dg}{dZ}(Y,Z) = \frac{Z}{\sqrt{4f_H^2 - (Y^2+Z^2)}} \qquad \text{(II-12)}$$

Les modules d'héliostats eux-mêmes définissent le relief réel de la surface réflectrice. Ils sont fabriqués sous forme de treillis mécanosoudés, dont le plan avant correspond au maillage de supportage des verres [73]. Considérons seulement le cas d'un module courant : celui-ci est constitué de 6 miroirs cylindriques élémentaires de 598 x 1810 mm (fig.II-14 et II-17), qui sont de type sandwich : il s'agit en fait de deux lames de verre float (le substrat et le miroir, qui ont respectivement pour épaisseur 5mm et 2mm), dont l'une (le miroir) est argentée sur sa face arrière et collée sur l'autre. Le coefficient de réflexion solaire de cette surface réflectrice est de 0,90 en moyenne.

Les miroirs sont maintenus sur le plan avant du module par des pinces d'accrochage qui enserrent un joint de caoutchouc, et qui sont disposées suivant un maillage carré de 60 cm de côté (fig.II-14 et II-16). La courbure des miroirs, et leur inclinaison les uns par rapport aux autres, est réalisée par la mise en place de plots de

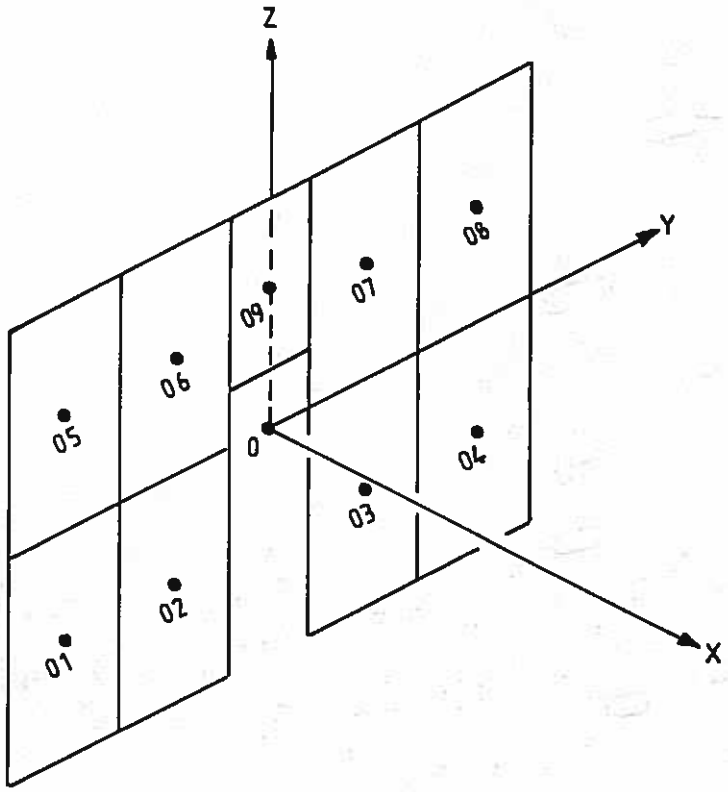


fig II-15 : Système d'axes OXYZ rapporté à l'héliostat CETHEL III bis. O est le centre de la surface réflectrice.

Surface réfléchissante	53,71 m² répartis en 9 modules (huit modules identiques et un module supplémentaire).	
Dimensions principales	Longueur hors-tout Hauteur du réflecteur Hauteur hors-tout	8,836 m 7,340 m 7,970 m
Masse de l'appareil monté	Réflecteur et mécanisme Appareil et fondation	3.700 kg 21.260 kg
Débattements angulaires	Site Azimut	— 90° à + 90° — 115° à + 115°
Vitesse de rotation	Grande vitesse (ralliement)	0,0332 tr minute
Tolérances de pointage	L'écart entre la position idéale de la normale au réflecteur et la position réelle est assimilable globalement à une variable aléatoire, pour les conditions normales de fonctionnement en poursuite du soleil, et qui provient de : • un jeu mécanique de positionnement du panneau, de distribution rectangulaire, • une imprécision dans le calcul des coordonnées, de distribution gaussienne.	
Conditions d'utilisation	Fonctionnement	Entre — 10 °C et + 30 °C de température d'ambiance.
	Survie	Assurée à l'arrêt entre — 30 °C et + 60 °C.
	Neige	Fonctionnement jusqu'à 0,50 m de neige.
Comportement au vent	Vitesse $\leqslant V_1$ V_1 = 32 km h	L'héliostat fonctionnant en "poursuite", les spécifications optiques sont satisfaites (précision de pointage de 2,2 mrad).
	$V_1 <$ Vitesse $\leqslant V_2$ V_2 = 50 km h	L'héliostat peut fonctionner en "poursuite", sans dommage, bien que les spécifications optiques ne soient plus entièrement satisfaites.
	Vitesse V_3 V_3 = 160,9 km h	Vitesse "extrême" au sens des normes Neige et Vent pour l'héliostat placé en position de survie. Il ne subit que des déformations élastiques.

Tableau I

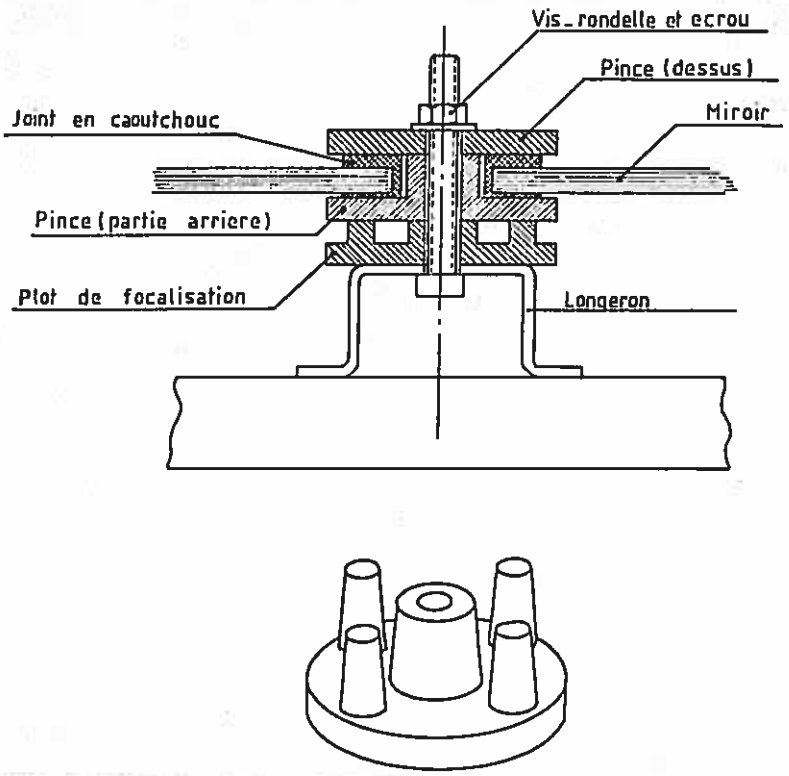


fig II-16 : Coupe des points d'accrochage des miroirs et vue en perspective d'un plot de focalisation.

focalisation en alliage léger (fig.II-16), rivetés sur le module en dessous de chaque pince de fixation [73]. Ces plots doivent bien sûr avoir une hauteur variable en fonction de leur emplacement sur le module. Ils sont obtenus en usine par fraisage sur un gabarit où ils sont montés sur des cales d'épaisseur. Une vérification de leurs dimensions peut être effectuée à l'aide d'un niveau à lunette, permettant ainsi de juger de la précision finale de ces plots de focalisation, et de s'assurer qu'ils satisfont aux tolérances de fabrication. A celles-ci viennent s'ajouter les tolérances sur les épaisseurs des joints en caoutchouc et des pinces d'accrochage; il y a là trois facteurs d'imprécision qui peuvent se cumuler, et modifier éventuellement le relief de la surface du module réflecteur. En supposant que celui-ci soit idéal, les 6 miroirs, regroupés deux à deux dans le sens vertical, devraient en principe reconstituer 3 sections cylindriques d'axes parallèles aux largeurs des miroirs (fig.II-17), et dont la courbure suivant l'axe OZ est

caractérisée par la "distance focale" f_M du module. De plus, ces trois sections cylindriques sont disposées de manière à tangenter une sphère de rayon $2f_M$, afin de réaliser la focalisation suivant l'axe OY. Cet arrangement particulier des miroirs élémentaires du module conduit finalement à une surface réflectrice assez complexe, dont l'équation caractéristique X=f(Y,Z) est établie dans l'annexe III. Celle-ci s'exprime donc :

$$X=f(Y,Z) = 2f_M + \frac{n_1 Y}{n_2} - \frac{1}{n_2}\sqrt{4f_M^2 - Z^2} \qquad \text{(II-13)}$$

avec
$$\begin{cases} n_1 = -\dfrac{a + a_o/2}{f_M} & \text{si } -3a - a_o \leqslant Y \leqslant -a - a_o \\ n_1 = 0 & \text{si } -a \leqslant Y \leqslant a \\ n_1 = \dfrac{a + a_o/2}{f_M} & \text{si } a + a_o \leqslant Y \leqslant 3a + a_o \end{cases}$$

d'après les notations de la figure II-17, et avec $n_2 = \sqrt{1 - n_1^2}$

L'expression des dérivées partielles de f(Y,Z) est :

$$f'_Y = \frac{\partial f}{\partial Y}(Y,Z) = \frac{n_1}{n_2}$$

$$f'_Z = \frac{\partial f}{\partial Z}(Y,Z) = \frac{Z}{n_2\sqrt{4f_M^2 - Z^2}} \qquad \text{(II-14)}$$

Chaque valeur différente de f_M nécessitant l'emploi d'un gabarit particulier pour l'usinage des plots de focalisation, la fabrication de 201 ou même 36 types de modules différents aurait conduit à des coûts de réalisation excessifs : seules quatre valeurs de focales f_M ont finalement été retenues pour les modules qui équipent les héliostats du champ de THEMIS (soit respectivement 100, 140, 200 et 240 m). Evidemment, du fait des différences entre la distance de travail d'un héliostat et les valeurs de f_H et f_M, d'une part, et du relief cylindrique des miroirs élémentaires, d'autre part, la focalisation "ponctuelle" du rayonnement solaire n'est guère envisageable. Toutefois l'objectif n'est pas ici de former des images parfaites du soleil, mais de concentrer son rayonnement sur une surface de 4 x 4 m. En pratique les débordements chaudière doivent rester inférieurs à 5% [11] dans le cas d'héliostats bien réglés et de modules de bonne qualité.

Le module complémentaire de l'héliostat CETHEL III bis est construit suivant le même principe que les modules courants, bien qu'il ne soit composé que de deux miroirs cylindriques élémentaires.

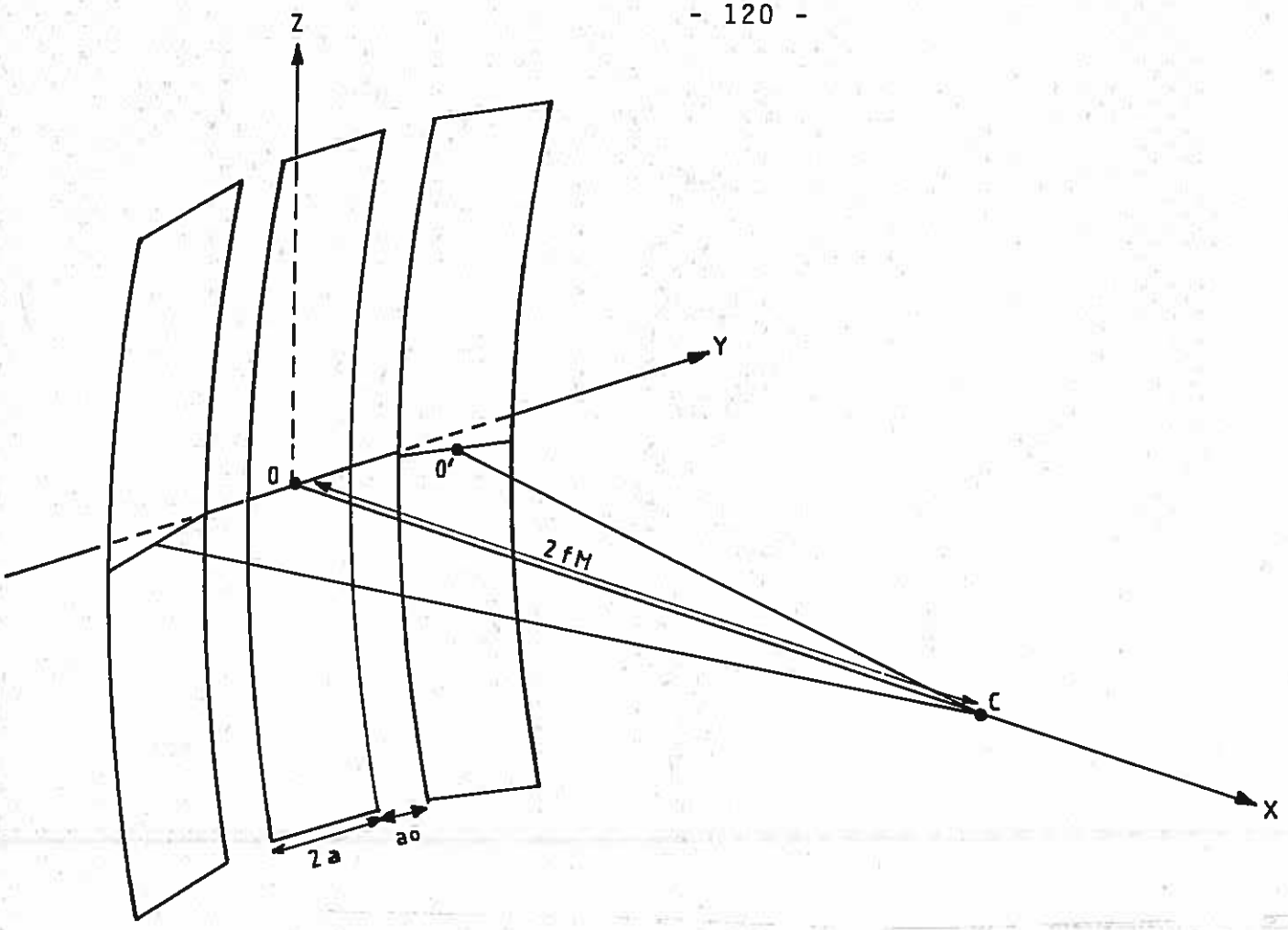


fig II-17 : Système d'axes OXYZ rapporté à un module réflecteur de l'héliostat CETHEL III bis. O est le centre du module.

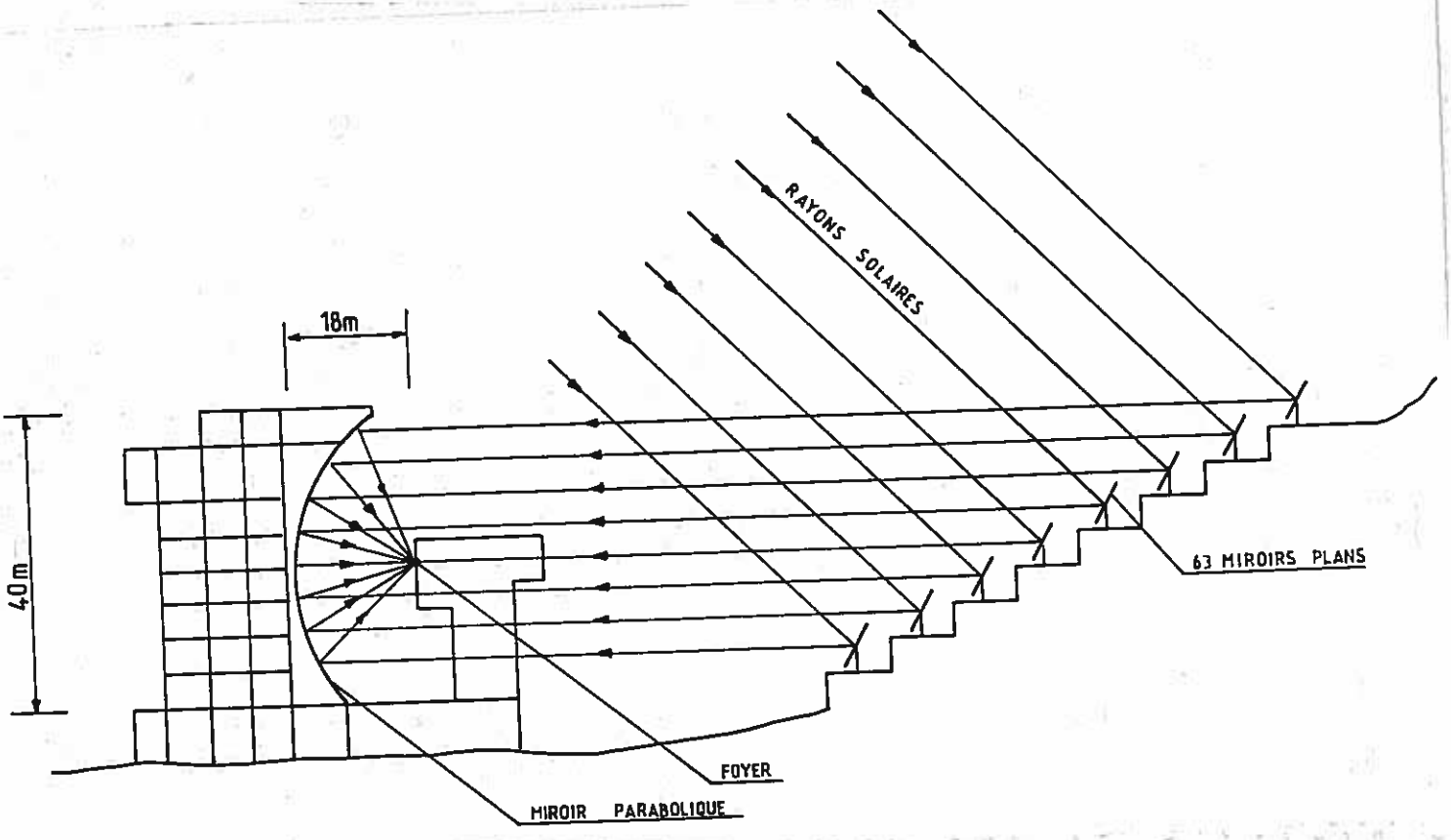


fig II-18 : Le four solaire de 1000 kW d'Odeillo - principe.

L'équation caractéristique de son relief est du même type que celle qui est donnée par la relation (II-13). On trouvera dans l'annexe III la démonstration de cette relation, ainsi que les cotes précises des modules, qui prennent en compte les interstices entre les surfaces réflectrices.

4.2) Le four solaire de 1000 kW d'Odeillo

4.2.1) Description d'ensemble

Nous ne revenons pas sur le principe des fours solaires à double réflexion, qui a été exposé dans l'introduction générale. Par ailleurs, certaines des caractéristiques de l'installation d'Odeillo y figurent également (voir le tableau III). Mais il nous faut insister ici sur ce qui fait l'originalité de ce système concentrateur d'énergie solaire géant.

Situé à 1600 mètres d'altitude, le four solaire de 1000 kW d'Odeillo (Pyrénées-Orientales) a été en grande partie conçu suivant les principes et les enseignements tirés de l'expérience acquise à Montlouis (Pyrénées-Orientales) : dès 1952, un four solaire maquette de 50 kW y avait été construit par le CNRS, à l'initiative de F.Trombe [16]. Mais Odeillo doit être considéré comme une installation d'échelle industrielle, un prototype très performant qui concentre 1000 kW de puissance sur un cercle de 80 cm de diamètre, et permet d'atteindre des températures de 3200°C [1]. La concentration maximale réalisée est de 12000 environ, pour une concentration moyenne (rapportée à l'image de Gauss, qui mesure 18 cm de diamètre) de l'ordre de 2000. Le four solaire lui-même peut se décomposer en trois parties principales (fig.II-18 et II-19):

1) Au nord, un champ d'héliostats plans qui assurent le suivi du soleil grâce à un asservissement en boucle fermée.
2) Au sud, un concentrateur fixe de 54 x 40 m, en forme de paraboloïde de 18 m de focale, tronqué en sa base et supporté par le bâtiment qui abrite l'ensemble du Laboratoire.
3) Au voisinage du foyer, un bâtiment four permettant l'accès à la zone de travail.

On se reportera aux photographies II, III et IV, et à l'an-

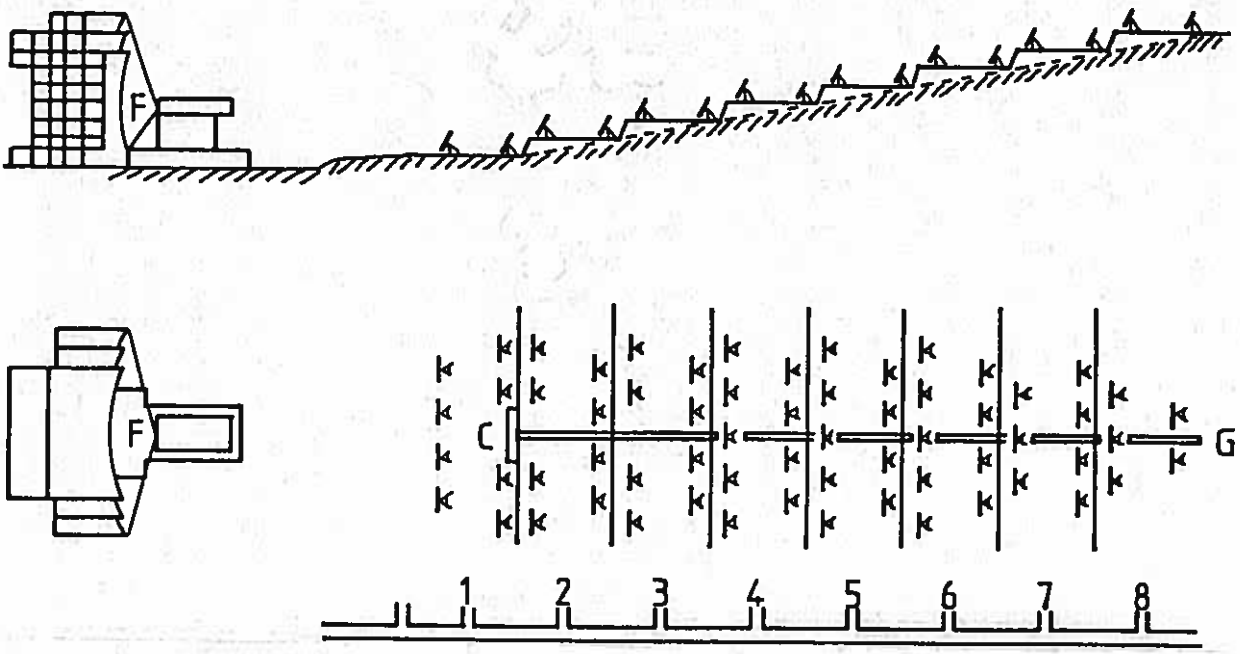


fig II-19 : Le four solaire de 1000 kW d'Odeillo - vue d'ensemble.

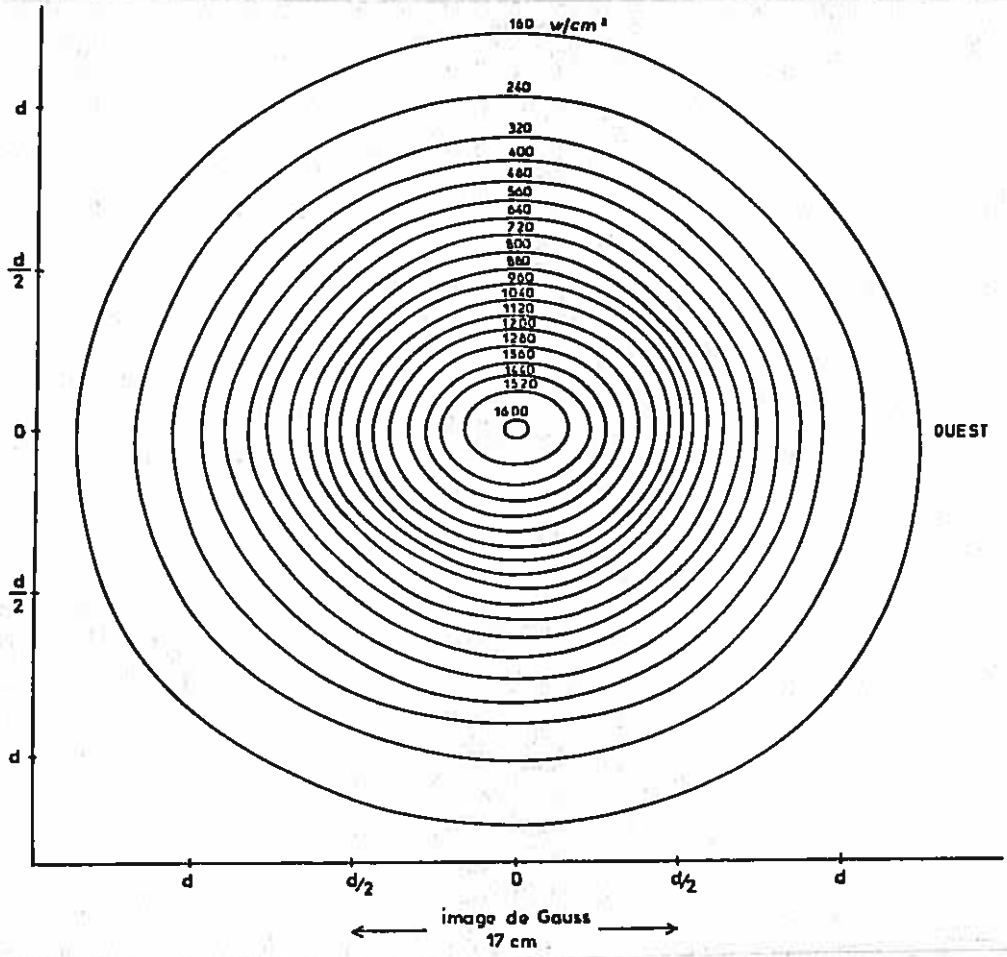
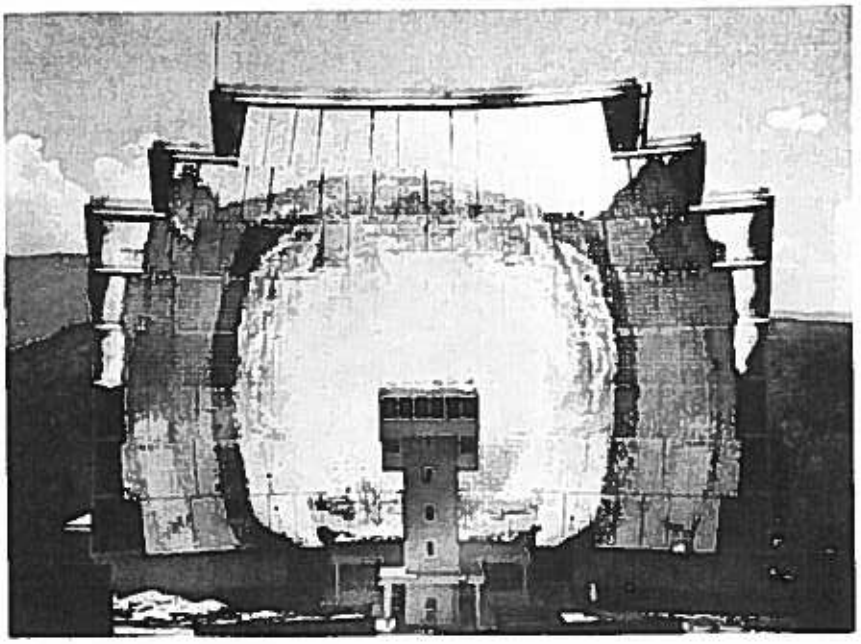
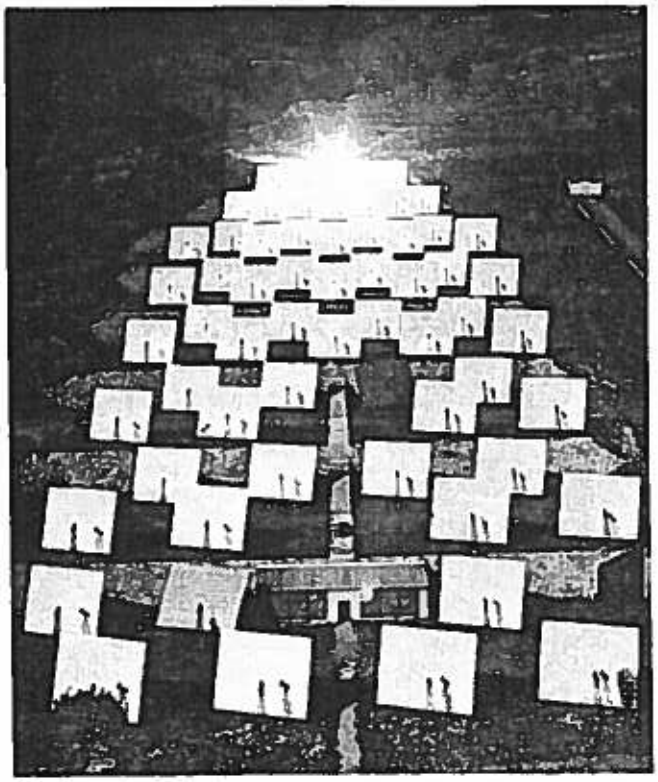


fig II-20 : Répartitions de densité de flux obtenues dans le plan focal du paraboloïde (mesures d'origine).

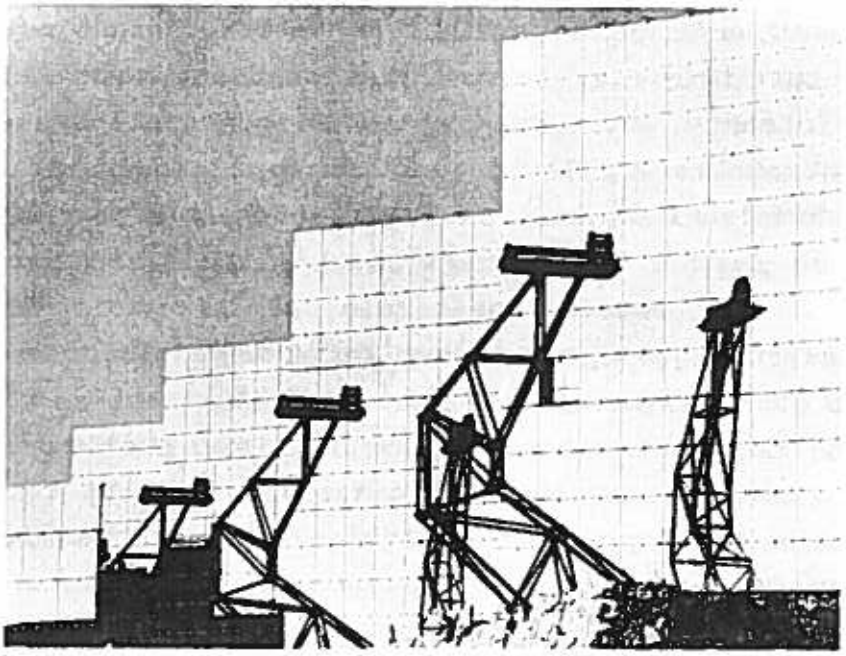
Photographie II Vue d'ensemble du four solaire de 1000 kW.



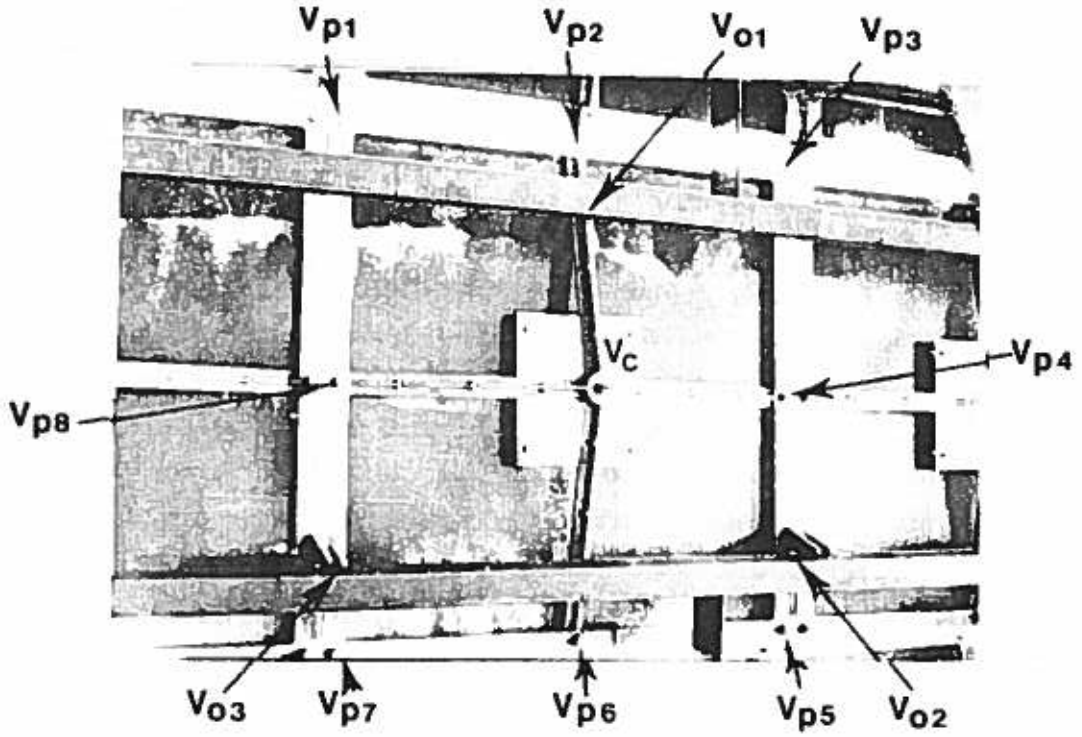
Photographie III Le concentrateur du four solaire de 1000 kW.



Photographie IV Le champ d'héliostats vu du concentrateur.



Photographie V Une rangée d'héliostats équipés de leurs lunettes de guidage.



Photographie VI Vue arrière d'une facette réflectrice du concentrateur. On distingue la vis centrale de focalisation (V_c), les vis extérieures de focalisation (V_{p1} à V_{p8}), et les 3 points de fixation et de réglage en orientation (V_{o1} à V_{o3}).

nexe I pour se faire une idée plus précise de l'installation. Contrairement à ce qu'on pourrait penser, son atout majeur n'est pas la température très élevée qui est atteinte au foyer (3200°C est une belle performance, mais qui peut être ponctuellement réalisée sur des concentrateurs à pièce unique, du type miroirs de DCA), mais le fait que des densités de flux importantes sont concentrées sur des surfaces de dimensions significatives; cela est particulièrement important dans le domaine des essais de matériaux.

Les réglages optiques des facettes réflectrices des héliostats plans et du concentrateur fixe, qui dépassent au total le nombre de 20000, ont été décrits au chapitre précédent (paragraphe 3.2.4.2). 2 ans de travail ont été nécessaires pour leur réalisation complète, de sorte que l'installation n'a pu être mise en service que le 1er Octobre 1970. Heureusement, ces réglages sont stables dans le temps, faute de quoi la maintenance d'un tel système serait une gageure. Mais d'autres problèmes ont contribué à altérer les performances energétiques d'origine : au bout de dix ans des effets d'intempéries sur le site, la détérioration des films réflecteurs des héliostats plans était telle qu'une partie des miroirs était devenue transparente [1]. Les revêtements arrière des facettes des héliostats ont été refaits en 1978 et 1979, permettant ainsi à l'installation de retrouver des performances voisines de celles d'origine. Ce même inconvénient menace à présent les facettes réflectrices du concentrateur.

Pour en finir avec cette vue d'ensemble, nous reproduisons figure II-20 la cartographie d'origine des éclairements obtenus dans le plan focal : F.Trombe et A. Le Phat Vinh ont attribué son aspect elliptique à la troncature du bas du concentrateur [17]. Des distributions d'éclairement sensiblement identiques ont d'ailleurs été retrouvées dans un plan de travail centré au foyer et incliné de 25° par rapport à la verticale [17].

4.2.2) Le champ d'héliostats

Le champ d'héliostats du four de 1000 kW d'Odeillo se compose de 63 héliostats plans de 7,5 x 6 m. Chacun d'eux est équipé de 15 x 12 miroirs plans de section carrée de 50 cm de côté et de 8 mm d'épaisseur. Il y a donc 180 facettes réflectrices par héliostat, et 11340 sur tout le champ.

Les miroirs ont été fabriqués suivant l'ancien procédé, qui consiste à recouvrir d'une couche réflectrice d'argent, puis de deux couches protectrices de cuivre et de vernis, la face arrière d'une lame de verre obtenue par laminage, puis doucissage et polissage. Ce procédé a depuis été abandonné au profit de la technique du verre float, qui est nettement moins coûteuse.

La planéité des miroirs a été contrôlée par des méthodes d'autocollimation, et la dispersion des normales aux facettes réflectrices a pu être chiffrée par un écart type voisin de 0,4 mrad. Le coefficient de réflexion nominal de la surface est de 0,8.

Chaque héliostat est monté sur une charpente particulièrement rigide, puisqu'aucune déformation des structures n'a, à ce jour, pu être mise en évidence. Ils sont répartis sur une série de 8 terrasses horizontales étagées tous les 5 m de hauteur, et disposés en quinconce suivant deux alignements Est-Ouest à chaque niveau (fig.II-19). Chaque terrasse d'héliostats illumine bien sûr un étage différent du concentrateur et les distances qui les séparent de celui-ci varient entre 105 et 280 mètres, tous les 25 mètres. Cette disposition particulière résulte de l'optimisation du champ d'héliostats, qui ne repose pas sur les mêmes critères que pour une centrale à tour : dans le cas d'un four solaire, il importe en effet que la surface du concentrateur soit entièrement et uniformément éclairée, à toute heure de la journée et pour toutes les périodes de l'année. Les blocages sont donc inévitables et les dimensions des héliostats doivent être calculées en fonction des jour et instant les plus défavorables, lorsque les angles d'incidence du rayonnement solaire sont importants. Par contre, la disposition en terrasses et en quinconce permet d'éliminer les ombres, ce qui réduit ainsi la surface inutile des héliostats. La figure II-21 représente ceux-ci en projection, vus du concentrateur.

L'asservissement sur le soleil se fait en boucle fermée; il faut signaler ici que la plage d'orientation des héliostats limitée à $\pm 45^{\circ}$ en azimut ne leur permet pas de suivre le soleil durant la totalité de sa course en été. Mais même ainsi, il reste possible de travailler 9 heures d'affilée.

Les déplacements angulaires de l'héliostat s'effectuent autour de deux axes, l'un horizontal et l'autre vertical (monture altazimutale), et sont assurés par des vérins hydrauliques à pression d'huile. L'alimentation des circuits passe par une galerie

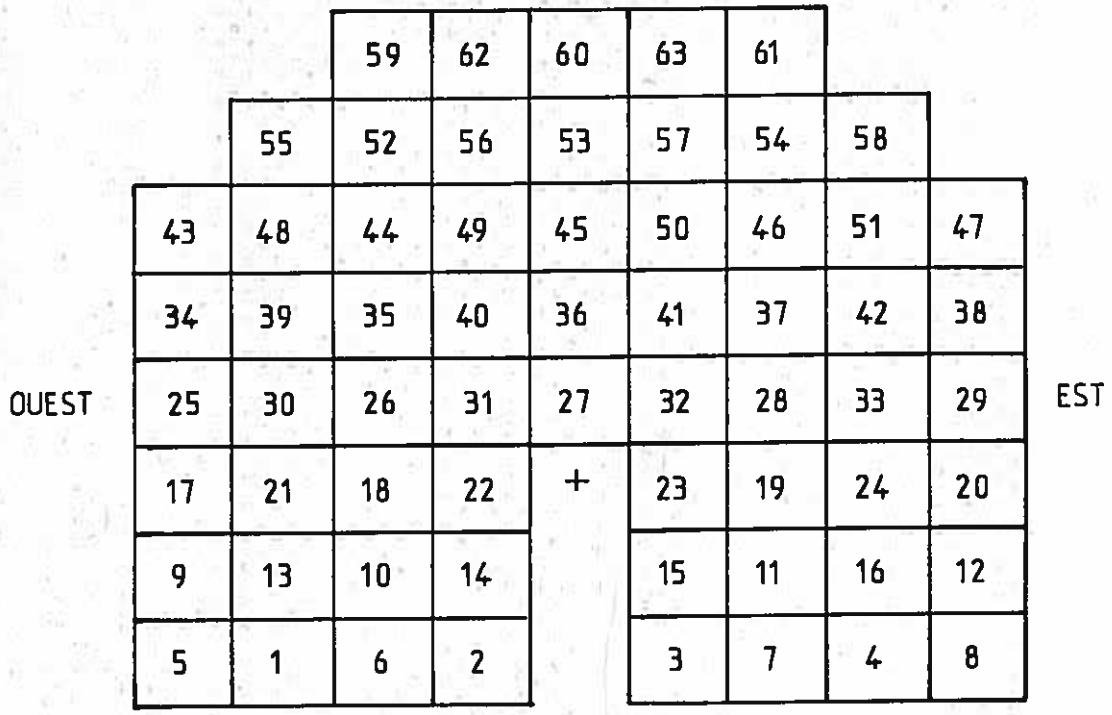


fig II-21 : Le champ d'héliostats plans vu du concentrateur.

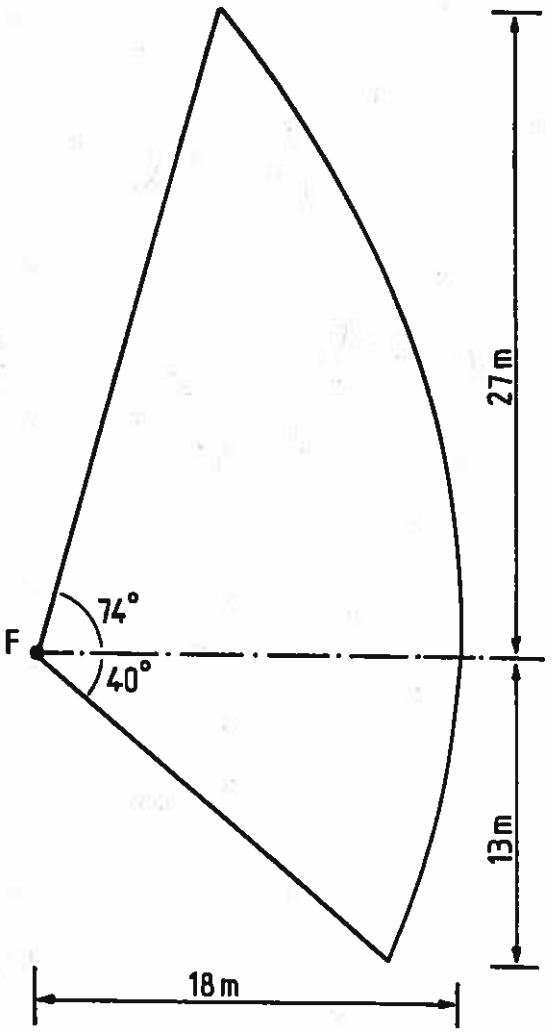


fig II-22 : Coupe verticale schématique du concentrateur.

G qui aboutit à la centrale d'huile C (fig. II-19). Les vérins sont contrôlés par des signaux électriques en provenance de deux lunettes de guidage placées devant l'héliostat. Celles-ci sont essentiellement constituées d'une optique de focalisation et de 4 photodiodes diamétralement opposées, situées dans le plan image de part et d'autre de l'axe de visée de la lunette. Ce dernier matérialise la direction idéale du faisceau réfléchi par l'héliostat, qui doit être parallèle à l'axe du concentrateur. Si ce n'est pas le cas, l'image du soleil n'est plus centrée dans le plan focal de la lunette et les différences des signaux émis par deux photodiodes antagonistes sont renvoyées aux commandes de l'héliostat, suivant un montage d'asservissement électronique; la lunette à courte focale sert essentiellement à la recherche du soleil, tandis que la lunette de poursuite, une fois qu'elle a pris le relais, assure une précision de guidage qui est estimée à 0,3 mrad. Les deux lunettes sont montées en face d'une facette particulière qui est la glace-pilote de l'héliostat. Elle se distingue des autres par une plus forte épaisseur (10 mm) et des défauts de planéité moindres, qui résultent d'une soigneuse sélection. La photographie V nous présente une série d'héliostats équipés de leurs lunettes de guidage individuelles. On trouvera par ailleurs d'autres schémas, photographies, et renseignements sur les héliostats plans dans l'annexe I.

4.2.3) Le concentrateur paraboloïdal

Celui-ci épouse en principe la forme d'un paraboloïde de 18 m de focale, et dont l'axe est dirigé suivant une direction horizontale Sud-Nord. Sa largeur maximale est de 54 m pour une hauteur de 40 m, mais sa section est assez complexe comme on peut s'en rendre compte sur la photographie III : chacun des huit étages présente une largeur différente et il convient de tenir compte de l'ombre du bâtiment four. De plus, le concentrateur présente une dissymétrie dans le plan vertical : l'axe du paraboloïde n'étant qu'à 13 m du sol pour une hauteur totale de 40 m, l'ouverture maximale inférieure n'atteint que 40°, contre 74° pour l'ouverture maximale supérieure (fig.II-22); cette troncature inférieure a entrainé un surcoût considérable pour résoudre les problèmes de surplomb dans la partie supérieure, mais elle permet de travailler aussi bien dans un plan incliné de 25° par rapport à la verticale que dans le plan focal du paraboloïde.

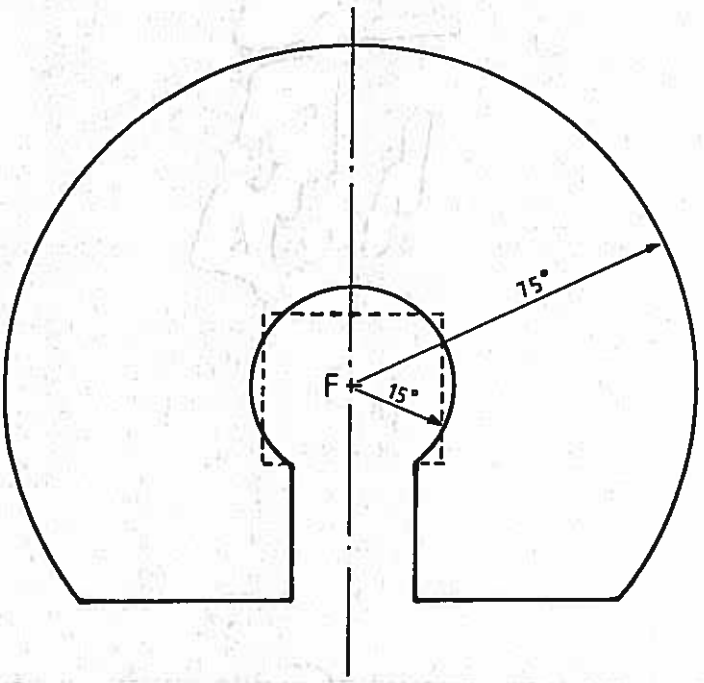


fig II-23 : Modélisation de la surface du concentrateur du four solaire de 1000 kW d'Odeillo suivant Alcayaga [54].

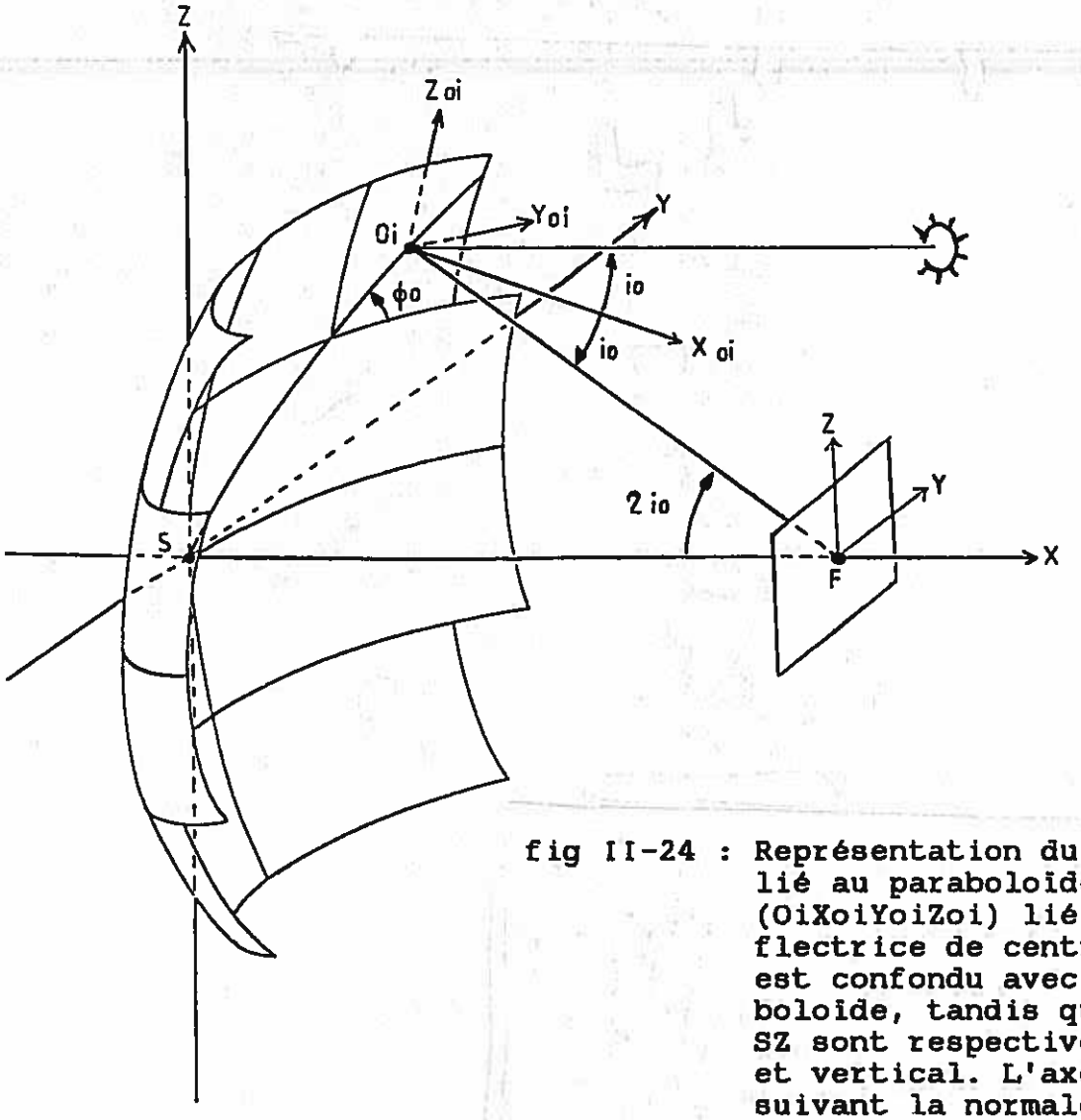


fig II-24 : Représentation du repère (SXYZ) lié au paraboloïde et du repère (OiXoiYoiZoi) lié à la facette réflectrice de centre Oi. L'axe SFX est confondu avec l'axe du paraboloïde, tandis que les axes SY et SZ sont respectivement horizontal et vertical. L'axe OiXoi est dirigé suivant la normale à la facette réflectrice et l'axe OiYoi reste contenu par construction dans un plan horizontal.

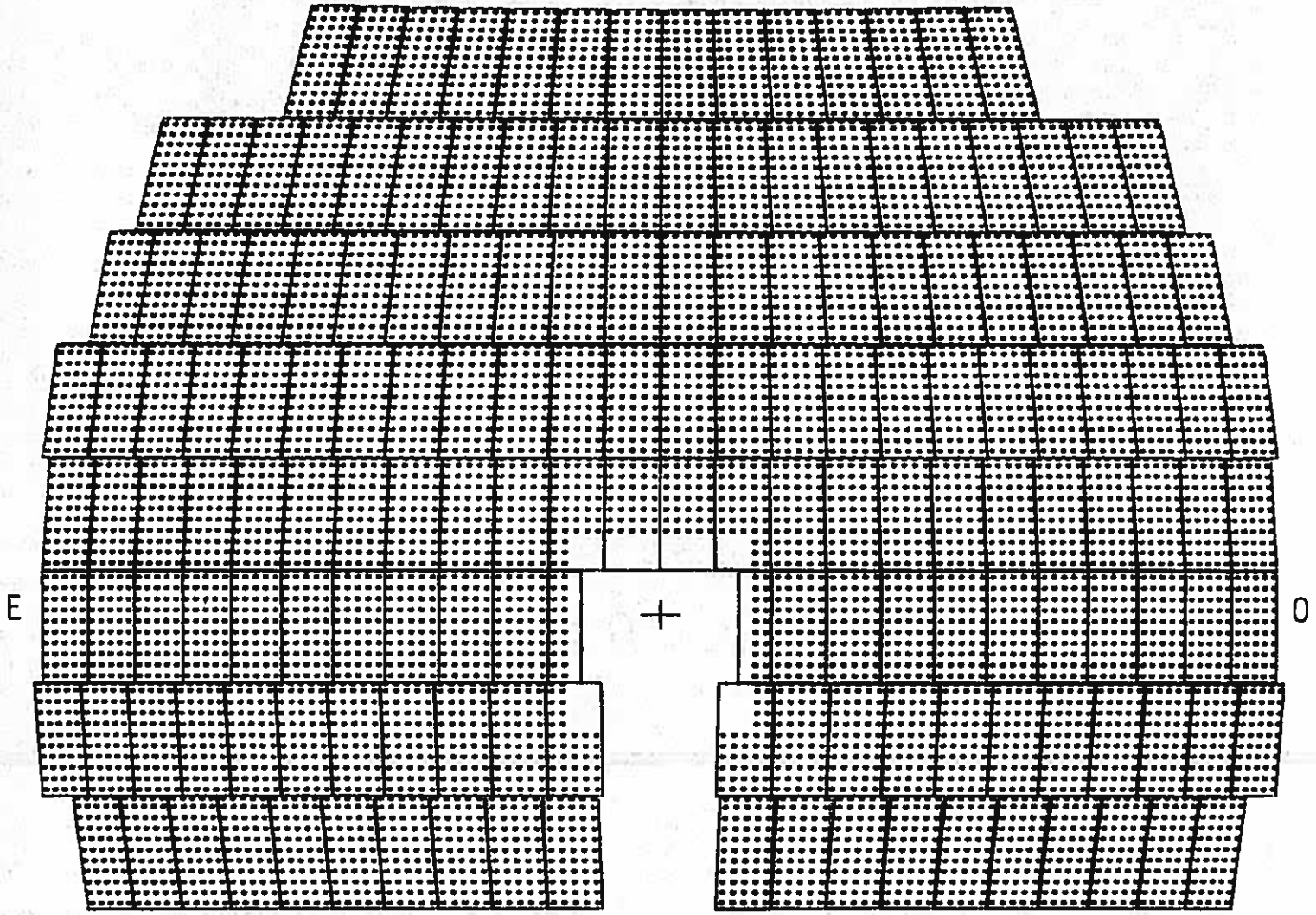


fig II-25 : Modélisation du concentrateur d'Odeillo.

Alcayaga [54] a pour sa part modélisé la surface réflectrice du concentrateur en la limitant par deux angles d'ouverture, et en tenant compte de la troncature inférieure du paraboloïde, ainsi que de celles qui résultent de l'ombre du bâtiment four (fig.II-23), le problème des interstices entre les facettes étant par ailleurs résolu par la multiplication d'un facteur correctif. Une telle approche ne pouvait nous satisfaire, puisque nous désirons, comme sur le champ d'héliostats de THEMIS, connaître précisément les coordonnées des centres de chacune des 9500 facettes qui constituent cette surface réflectrice, par rapport à un repère

fixe. Dans ce but, nous avons entrepris la réalisation d'une modélisation plus fine, dont le principe est exposé en annexe IV; celui-ci repose sur quelques observations un peu plus fouillées de la surface du concentrateur :

1) Les 9500 facettes de l'installation sont disposées sur 168 panneaux rectangulaires de 5 m de hauteur. Chaque panneau supporte en général 55 ou 60 facettes réflectrices, réparties en 5 colonnes, et présente un relief en V, différent du relief paraboloïdal.

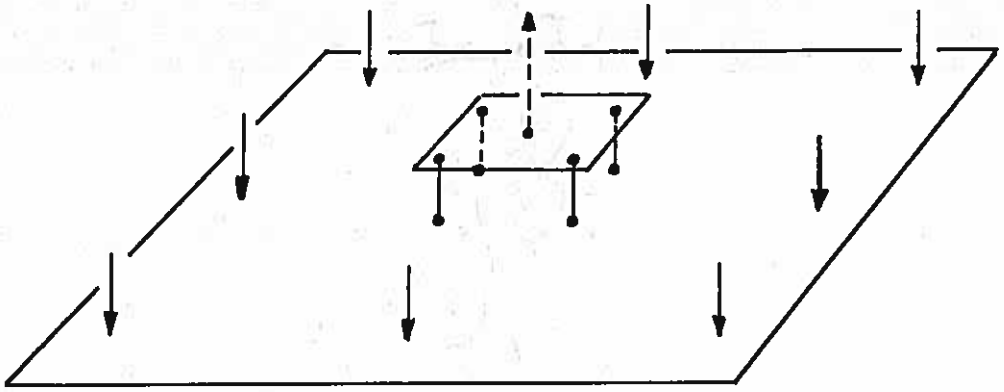
2) Comme il n'est pas possible de découper une surface paraboloïdale en sections rigoureusement rectangulaires, certains panneaux sont biseautés (voir annexe IV); cela se répercute sur la largeur des facettes des première ou cinquième colonnes, qui est variable en fonction de la hauteur du miroir sur le panneau. Ainsi le concentrateur n'est pas constitué uniquement de facettes standard (qui mesurent 48,5 x 48,5 cm) : 5% d'entre elles environ sont rectangulaires, et représentent une trentaine de types différents.

3) D'un étage à l'autre, il y a une discontinuité des surfaces supportées par les panneaux. Cela implique que les focales théoriques des huit tranches horizontales de paraboloïde sont légèrement différentes, d'une part, et que les facettes réflectrices supérieures des panneaux sont ombrées par les panneaux de l'étage supérieur, d'autre part : ces facettes ont donc en général des hauteurs moindres que la hauteur standard de 48,5 cm.

Ces idées de base nous ont servi, avec quelques simplifications, à reconstituer facette par facette, puis panneau par panneau, la surface réflectrice du concentrateur paraboloïdal. Nous avons ainsi réalisé un code de calcul (décrit dans l'annexe IV) qui détermine, pour chaque facette, ses dimensions et les coordonnées Y_{oi} et Z_{oi} de son centre Oi dans un repère (SXYZ) lié au paraboloïde (voir figure II-24). La figure II-25 représente la projection du concentrateur sur un plan vertical Est-Ouest (plan SYZ). La surface réflectrice a finalement été assimilée à un paraboloïde continu, de focale f égale à 18 m, et dont l'équation est classique :

$$X_{oi} = g\,(Y_{oi}, Z_{oi}) = \frac{Y_{oi}^2 + Z_{oi}^2}{4f} \qquad \text{(II-15)}$$

On donne également l'expression des dérivées partielles de g :



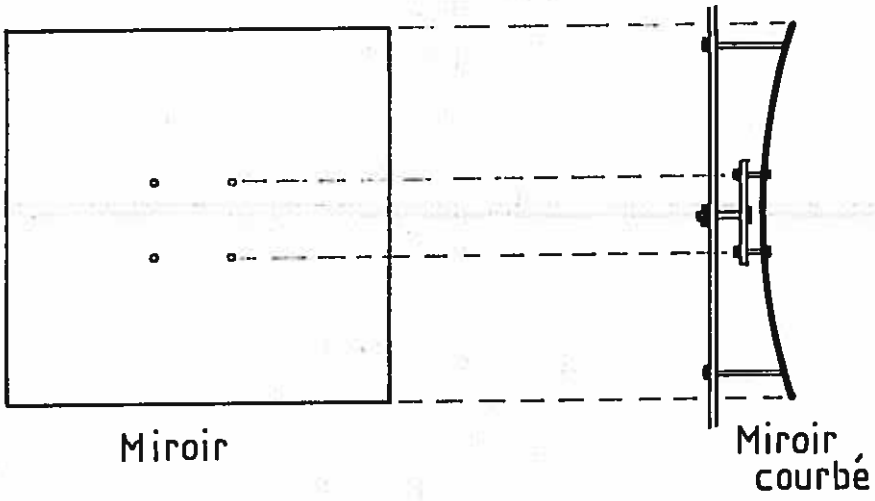


fig II-26 : Les facettes déformées sous contrainte mécanique du concentrateur du four solaire de 1000 kW d'Odeillo. Schémas de principe.

$$\frac{\partial g}{\partial Y_{oi}}(Y_{oi}, Z_{oi}) = \frac{Y_{oi}}{2f}$$

$$\frac{\partial g}{\partial Z_{oi}}(Y_{oi}, Z_{oi}) = \frac{Z_{oi}}{2f} \qquad \text{(II-16)}$$

4.2.4) Les facettes déformées sous contrainte mécanique

Les facettes qui équipent le concentrateur du four solaire de 1000 kW d'Odeillo sont du même type que celles qui furent utilisées à Montlouis [16] : il s'agit de facettes initialement planes, et déformées sous contrainte mécanique de manière à créer

une concavité. La glace élémentaire d'origine, qui est du même type que celles qui équipent les héliostats plans, a subi, après recuit et perçage, une trempe à l'air qui lui confère une élasticité très supérieure à celle d'une glace normale. Elle est ensuite mise en place sur une carcasse métallique, où la mise sous contrainte s'effectue conformément aux schémas de la figure II-26 (voir aussi la photographie VI) : la vis centrale entraine une plaquette qui exerce une traction au centre de la facette, tandis que les 8 vis périphériques permettent d'obtenir des poussées antagonistes. Il est alors possible de travailler la ou les courbures de la facette, ainsi que leurs directions privilégiées.

L'ensemble du miroir et de son support métallique est attaché au panneau du concentrateur en 3 points qui permettent son réglage en orientation. Un système de vis de butée permet de conserver les positions correspondant au bon réglage, une fois qu'il a été obtenu (on retrouve d'ailleurs ce même type de fixation pour les miroirs d'héliostats plans). Le facteur de réflexion de ces miroirs trempés a été estimé à 0,78 [28].

Selon F.Trombe et A.Le Phat Vinh [28], l'utilisation de facettes courbées sous contrainte mécanique se traduit par une chute de 40% seulement du facteur de concentration, par rapport à une surface réflectrice paraboloïdale dont le prix de revient serait extrêmement cher. Suivant ces mêmes auteurs une facette déformée remplace 5 glaces planes dont on superposerait les images. Mais ces évaluations ne permettent pas de se faire une idée précise du relief réel de ces facettes réflectrices. De plus, un calcul théorique des déformations, prenant en compte la disposition des points de contrainte, ne serait pas d'une grande utilité, puisque le relief définitif du miroir dépend en fait de neuf paramètres (une vis de traction, huit vis de poussée). Nous avons donc choisi a priori deux types de relief différents :

1) la facette est sphérique, de focale égale à la distance D_i qui sépare son centre Oi du foyer F du paraboloïde. On donne l'équation caractéristique de son relief exprimée dans le repère lié à la facette (fig. II-24) :

$$X_p = f(Y_p, Z_p) = 2D_i\left[1 - \sqrt{1 - \frac{Y_p^2 + Z_p^2}{4D_i^2}}\right] \qquad \text{(II-17)}$$

Les dérivées partielles de $f(Y_p, Z_p)$ s'expriment :

$$f'_y = \frac{\partial f}{\partial Y_p}(Y_p, Z_p) = \frac{Y_p}{\sqrt{4D_i^2 - (Y_p^2 + Z_p^2)}}$$

$$f'_z = \frac{\partial f}{\partial Z_p}(Y_p, Z_p) = \frac{Z_p}{\sqrt{4D_i^2 - (Y_p^2 + Z_p^2)}} \qquad \text{(II-18)}$$

Signalons que pour de faibles ouvertures de la facette, ce qui est le cas ici, Zakhidov et Khodzhaev ont montré que le relief sphérique était équivalent au relief parabolique de focale D_i [74-75]. Nous conserverons néanmoins notre facette sphérique pour l'instant.

2) la facette est localement paraboloïdale, c'est-à-dire qu'elle reproduit le relief du grand paraboloïde au voisinage de Oi. Il est clair que l'expression de $f(Y_p, Z_p)$ dans le repère lié à la facette dépend alors des angles i_o et ϕ_o représentés sur la figure II-24. Ce calcul a été effectué dans l'annexe V; il conduit à des expressions de $f(Y_p, Z_p)$, f'_y et f'_z assez lourdes que nous reproduisons ci-dessous :

$$f(Y_p, Z_p) = \frac{1}{\sin^2 i_o}\left[\frac{2f}{\cos i_o} - \cos i_o \sin i_o B_p - \sqrt{\frac{4f^2}{\cos^2 i_o} - 4f \sin i_o B_p - \sin^2 i_o C_p^2}\right] \qquad \text{(II-19)}$$

où $B_p = \cos \phi_o Y_p + \sin \phi_o Z_p$

$C_p = -\sin \phi_o Y_p + \cos \phi_o Z_p$

et $f'_y = \frac{\partial f}{\partial Y_p}(Y_p, Z_p) = \cos \phi_o f'_b - \sin \phi_o f'_c$

et $f'_z = \frac{\partial f}{\partial Z_p}(Y_p, Z_p) = \sin \phi_o f'_b + \cos \phi_o f'_c$

avec : $f'_b = \frac{1}{tgi_o}\left[\frac{1}{\sqrt{\frac{4f^2}{\cos^2 i_o} - 4f \sin i_o B_p - \sin^2 i_o C_p^2}} - 1\right]$ (II-20)

$$f'_c = \frac{\cos i_o \; C_p}{2f\sqrt{\frac{4f^2}{\cos^2 i_o} - 4f \sin i_o B_p - \sin^2 i_o C_p^2}}$$

Il est possible d'approximer, au voisinage de Oi, la section du paraboloïde à une surface toroïdale présentant deux rayons de courbure principaux dans deux directions orthogonales, dont l'une est définie par l'intersection du plan de la facette et du plan d'incidence des rayons solaires, matérialisé par le triangle OiSF.

Nous invitons le lecteur à se reporter à l'annexe V.

5) DEFINITION DES REPERES ET CALCUL DES MATRICES DE PASSAGE

5.1) Expression de deux matrices de passage

Ainsi que nous l'avons vu au paragraphe 2, les principaux calculs s'effectuent dans un repère Rri qui est lié à la droite joignant le centre d'une facette au centre du plan récepteur. Il est donc nécessaire de déterminer, pour des coordonnées de P et M' respectivement exprimées dans les repères liés à la facette et au plan récepteur, les matrices de passage de ces repères à Rri; les paragraphes 5.2 à 5.4 expliciteront ces calculs matriciels pour les trois types de surface considérés. Toutefois, comme nous aurons souvent recours à des compositions de matrices de deux types particuliers, que nous désignerons P_1 et P_2, il nous a semblé utile d'étudier celles-ci préalablement.

On considère (figure II-27) un repère orthonormé de référence R(OXYZ) dont l'axe OZ est vertical, et les axes OX et OY définissent le plan horizontal OXY. Un premier repère Ro(OXoYoZo) est lié à un vecteur unitaire $\vec{u_o}$ dont les coordonnées s'expriment dans R:

$$\vec{u_o} = \begin{cases} \cos a_o \cos h_o = \alpha_o \\ \sin a_o \cos h_o = \beta_o \\ \sin h_o = \gamma_o \end{cases}$$

L'axe OXo est dirigé par $\vec{u_o}$, l'axe OYo appartient au plan horizontal OXY, et l'axe OZo complète le repère orthonormé Ro.

De la même façon, on lie un deuxième repère orthonormé Ro' (OXo'Yo'Zo') à un vecteur $\vec{u_o}'$, distinct de $\vec{u_o}$, dont on exprime les coordonnées dans R :

$$\vec{u_o}' = \begin{cases} \cos a_o' \cos h_o' = \alpha_o' \\ \sin a_o' \cos h_o' = \beta_o' \\ \sin h_o' = \gamma_o' \end{cases}$$

L'axe OYo' appartient donc lui aussi au plan horizontal (fig.II-27). $\vec{u_o}$ et $\vec{u_o}'$ définissent dans l'espace un plan que nous appellerons pour l'instant arbitrairement le plan d'incidence; i_o

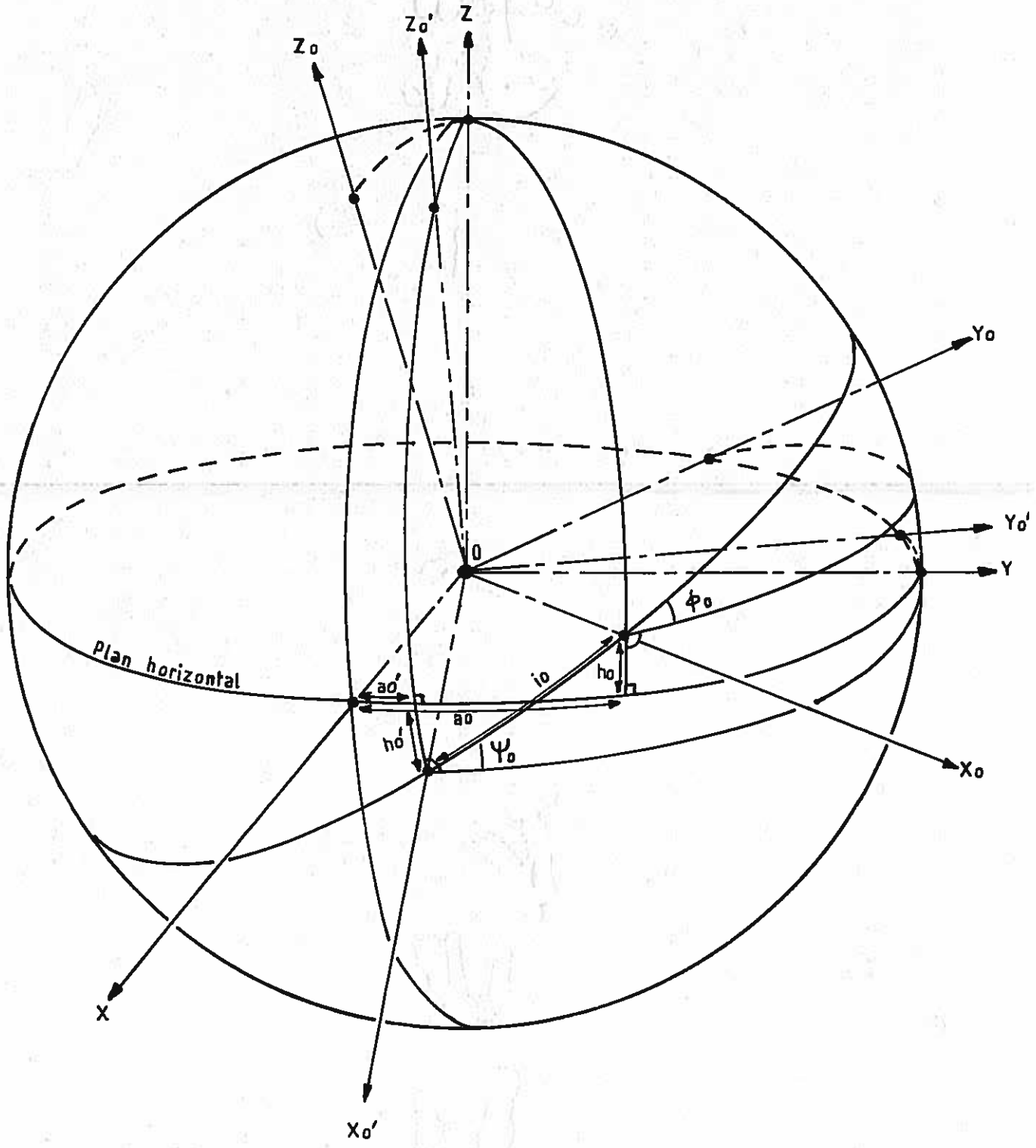


fig II-27 : Orientations des repères Ro et Ro' par rapport au repère R.

est l'angle que font entre eux ces deux vecteurs. Enfin ϕ_o est l'angle entre le plan horizontal et le plan OXoYo, et ψ_o est l'angle entre le plan horizontal et le plan OXo'Yo'(fig.II-27). Par la même occasion, ϕ_o est également l'angle que fait la trace du plan d'incidence dans le plan OYoZo avec l'axe OYo, et ψ_o l'angle que fait la trace du plan d'incidence dans le plan OYo'Zo' avec l'axe OYo'. On cherche maintenant à déterminer les coefficients de la matrice de passage de Ro' à Ro, notée $P_{2\ Ro'-Ro}$. Celle-ci peut s'exprimer analytiquement en fonction de α_o, β_o, γ_o, α_o', β_o' et γ_o'.

$$P_{2\ Ro'-Ro} = \begin{bmatrix} \sigma & \frac{-\delta}{\sqrt{1-\gamma_o^2}} & \frac{\gamma_o'-\gamma_o\sigma}{\sqrt{1-\gamma_o^2}} \\ \frac{\delta}{\sqrt{1-\gamma_o'^2}} & \frac{\alpha_o\alpha_o' + \beta_o\beta_o'}{\sqrt{(1-\gamma_o^2)(1-\gamma_o'^2)}} & \frac{-\gamma_o\delta}{\sqrt{(1-\gamma_o^2)(1-\gamma_o'^2)}} \\ \frac{\gamma_o - \gamma_o'\sigma}{\sqrt{1-\gamma_o'^2}} & \frac{\gamma_o'\delta}{\sqrt{(1-\gamma_o^2)(1-\gamma_o'^2)}} & \frac{1-\gamma_o^2-\gamma_o'^2+\sigma\gamma_o\gamma_o'}{\sqrt{(1-\gamma_o^2)(1-\gamma_o'^2)}} \end{bmatrix}$$

où $\sigma = \alpha_o\alpha_o' + \beta_o\beta_o' + \gamma_o\gamma_o' = \cos i_o$

$\delta = \alpha_o'\beta_o - \alpha_o\beta_o'$

Cette forme convient bien au calcul numérique de $P_{2\ Ro'-Ro}$. Toutefois on peut également lui donner une expression plus géométrique :

$$P_{2\ Ro'-Ro} = \begin{bmatrix} \cos\Delta a_o \cos h_o \cos h_o' + \sin h_o \sin h_o' & \cos h_o' \sin\Delta a_o & \sin h_o' \cos h_o - \cos\Delta a_o \sin h_o \cos h_o' \\ -\sin\Delta a_o \cos h_o & \cos\Delta a_o & \sin\Delta a_o \sin h_o \\ \sin h_o \cos h_o' - \cos\Delta a_o \cos h_o \sin h_o' & -\sin h_o' \sin\Delta a_o & \cos\Delta a_o \sin h_o \sin h_o' + \cos h_o \cos h_o' \end{bmatrix}$$

où $\Delta a_o = a_o' - a_o$; il s'agit en fait de l'angle entre les projections de $\vec{u_o}$ et $\vec{u_o}'$ dans le plan horizontal.

D'autre part, en utilisant les relations aux sinus dans le grand triangle sphérique ZXoXo', on trouve que :

$$\sin i_o \cos\phi_o = -\sin\Delta a_o \cos h_o'$$

$$\sin i_o \cos\psi_o = \sin\Delta a_o \cos h_o$$

Ceci nous permet de donner une dernière expression de $P_{2\ Ro'-Ro}$:

$$P_{2\ Ro'-Ro} = \begin{bmatrix} \cos i_o & -\cos \phi_o \sin i_o & -\sin \phi_o \sin i_o \\ \cos \psi_o \sin i_o & \cos \Delta a_o & \sin \Delta a_o \sin h_o \\ \sin \psi_o \sin i_o & -\sin h'_o \sin \Delta a_o & \cos\Delta a_o \sin h_o \sin h'_o + \cos h_o \cos h'_o \end{bmatrix} \qquad \text{(II-22)}$$

Par la suite, nous nous servirons souvent de ces matrices de type P_2, particulièrement dans les chapitres III et IV : elles permettent en effet d'approximer assez bien les matrices de passage de repères liés aux modules réflecteurs d'héliostats à monture altazimutale, ou à des facettes de concentrateurs fixes disposées en étages, dans des repères de calcul identiques à Rri (voir paragraphe 2). Le cas particulier où Ro' et R sont confondus nous intéresse également; on obtient alors la matrice d'une rotation qui ne dépend que des angles a_o et h_o :

$$P_{1\ R-Ro} = \begin{bmatrix} \cos a_o \cos h_o & -\sin a_o & -\cos a_o \sin h_o \\ \sin a_o \cos h_o & \cos a_o & -\sin a_o \sin h_o \\ \sin h_o & 0 & \cos h_o \end{bmatrix} \qquad \text{(II-23)}$$

$P_{1\ R-Ro}$ s'exprime également en fonction de α_o, β_o, γ_o

$$P_{1\ R-Ro} = \begin{bmatrix} \alpha_o & \dfrac{-\beta_o}{\sqrt{1-\gamma_o^2}} & \dfrac{-\alpha_o\gamma_o}{\sqrt{1-\gamma_o^2}} \\ \beta_o & \dfrac{\alpha_o}{\sqrt{1-\gamma_o^2}} & \dfrac{-\beta_o\gamma_o}{\sqrt{1-\gamma_o^2}} \\ \gamma_o & 0 & \sqrt{1-\gamma_o^2} \end{bmatrix} \qquad \text{(II-24)}$$

En pratique, la détermination des matrices de types P_1 et P_2 est effectuée par deux sous-programmes de calcul, respectivement dénommés HMAT et HIMAT. L'expression des coefficients des matrices de type P_1 est déduite, dans HMAT, des cosinus directeurs $(\alpha_o, \beta_o, \gamma_o)$ du vecteur $\vec{u_o}$ suivant la relation (II-24), tandis que l'expression des coefficients des matrices de type P_2 est calculée, dans HIMAT, par la relation (II-21); les cosinus directeurs $(\alpha'_o, \beta'_o, \gamma'_o)$ et $(\alpha_o, \beta_o, \gamma_o)$ des vecteurs $\vec{u'_o}$ et $\vec{u_o}$ constituent alors les paramètres d'entrée de ce sous-programme.

Nous insistons enfin sur les propriétés de ces matrices, que l'on exprimera généralement sous la forme :

$$P = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} \end{bmatrix}$$

Ce sont des matrices orthogonales droites, puisqu'elles transforment, par des rotations, des repères orthonormés en repères orthonormés. En conséquence, la somme des carrés des éléments de toute ligne (ou colonne) est égale à 1, et la somme des produits des éléments correspondants de deux lignes (ou colonnes) est nulle. De plus chaque élément C_{ij} est égal à son cofacteur, ce qui nous permet d'écrire par exemple la relation :

$$C_{33} = C_{11}C_{22} - C_{12}C_{21}$$

ainsi que toutes les relations qui peuvent être déduites de la précédente par des permutations circulaires sur les indices. Enfin, l'inverse de ces matrices est égale à leur transposée. Toutes ces propriétés seront réutilisées par la suite.

5.2) Cas des héliostats focalisants

5.2.1) Choix des repères

Ceux-ci sont tous précisément indiqués sur la figure II-28. On distingue sept repères orthonormés différents.

1)Rinst (FXinstYinstZinst) est le repère lié à l'installation : F en est le point focal, situé au milieu de la face d'entrée de la chaudière. FXinst et FYinst sont des axes horizontaux, respectivement dirigés vers le Sud et l'Est, et FZinst est aligné suivant la verticale du lieu. Le centre O d'un héliostat est repéré par ses coordonnées (X_O, Y_O, Z_O) dans Rinst, et la direction du centre du disque solaire, par les cosinus directeurs (α_S, β_S, γ_S) du vecteur $\vec{S_O}$, conformément à la relation (II-7). Les coordonnées de O', centre du plan récepteur (P'), sont notées (X'_O, Y'_O, Z'_O) dans Rinst; sur la figure II-28, O' apparait confondu avec F : il ne s'agit là que d'un cas particulier.

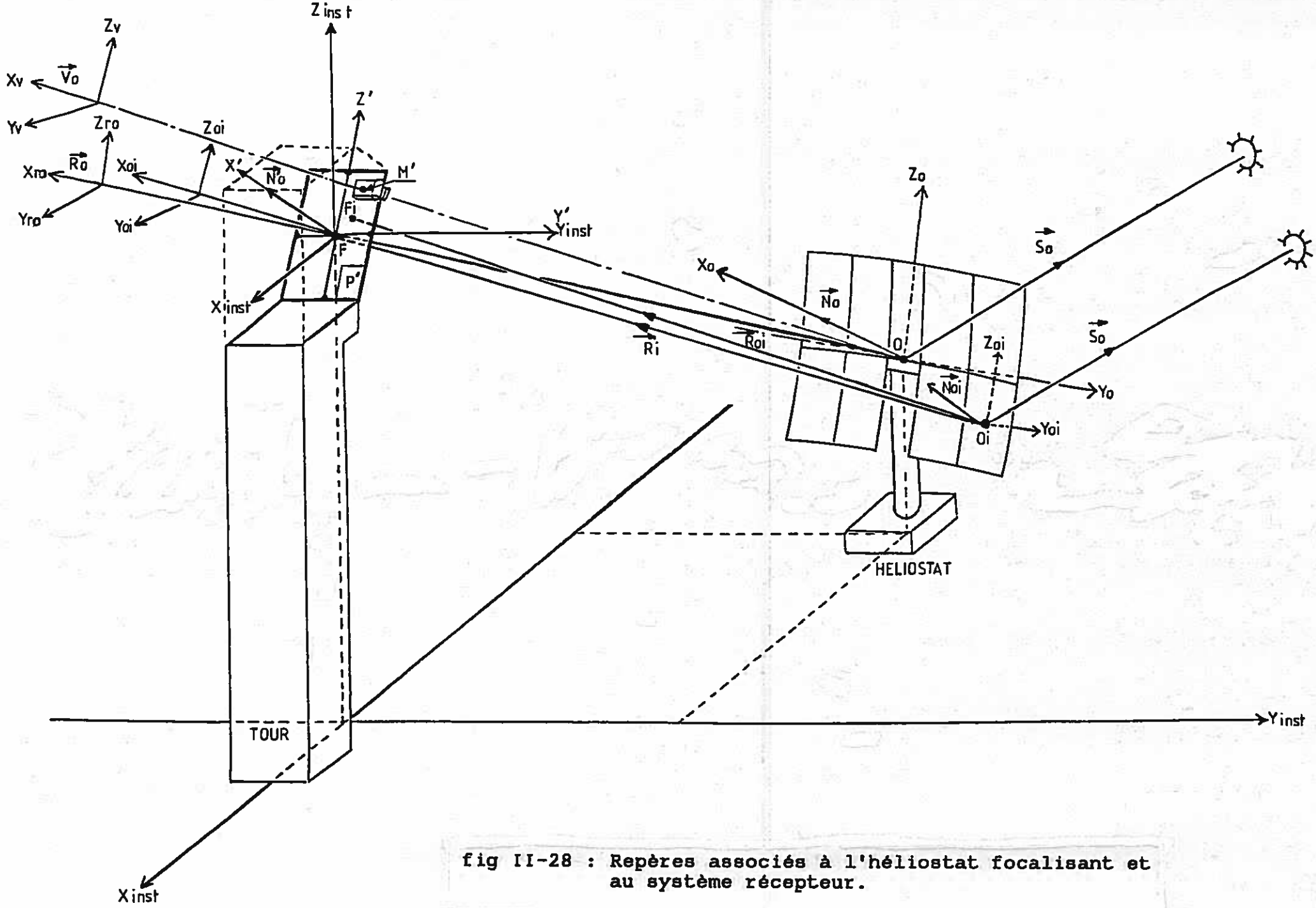


fig II-28 : Repères associés à l'héliostat focalisant et au système récepteur.

2)Ro(OXoYoZo) est le repère lié à l'héliostat. Son axe OXo est dirigé par $\vec{N_o}$ (*), vecteur unitaire normal à l'héliostat, dont les composantes sont $(\alpha_o, \beta_o, \gamma_o)$ dans Rinst. L'héliostat focalisant ayant une monture altazimutale, l'axe OYo est toujours situé dans un plan horizontal, aux défauts de pointage près. Le centre Oi d'un des modules réflecteurs est repéré par ses coordonnées (X_{oi}, Y_{oi}, Z_{oi}) dans Ro, avec :

$$X_{oi} = g(Y_{oi}, Z_{oi})$$

g étant définie par la relation (II-11). On désigne maintenant par $\vec{R_o}$ un vecteur unitaire colinéaire au rayon principal réfléchi suivant la direction OF (ou OO' si O' est le point de tir). L'asservissement de l'héliostat sur le soleil implique que $\vec{R_o}$ soit en permanence lié à $\vec{S_o}$ et $\vec{N_o}$ par la relation de Descartes :

$$\vec{R_o} = 2(\vec{S_o}\vec{N_o})\vec{N_o} - \vec{S_o} \qquad \text{(II-25)}$$

Les cosinus directeurs de $\vec{R_o}$ dans Rinst sont notés $(\alpha_{ro}, \beta_{ro}, \gamma_{ro})$.

3)R' (O'X'Y'Z') est le repère lié au plan récepteur (P') choisi. L'axe O'X' est dirigé par $\vec{N'_o}$, vecteur unitaire normal au plan récepteur, et dont les composantes sont notées $(\alpha'_o, \beta'_o, \gamma'_o)$ dans Rinst. On a en particulier :

$$\vec{N'_o} = \begin{cases} \cos a'_o \cos h'_o = \alpha'_o \\ \sin a'_o \cos h'_o = \beta'_o \\ \sin h'_o = \gamma'_o \end{cases} \qquad \text{(II-26)}$$

si a'_o et h'_o sont les angles en azimut et en hauteur qui déterminent l'orientation de $\vec{N'_o}$ dans Rinst (fig.II-29). On impose de plus que l'axe O'Y' soit contenu dans un plan horizontal. Les coordonnées de M', point d'observation des répartitions de luminance, sont notées (X',Y',Z') dans R'. Lorsque M' appartient au plan récepteur (P'), X' est bien entendu égal à 0.

(*)Bien que leurs composantes soient notées de la même façon, les vecteurs $\vec{No}$ et $\vec{N'_o}$ ne sont pas forcément confondus avec les vecteurs $\vec{u_o}$ et $\vec{u'_o}$ définis au paragraphe précédent.

4)Roi (OiXoiYoiZoi) est le repère lié au module réflecteur considéré. Son axe OiXoi est dirigé par un vecteur unitaire $\vec{N_{oi}}$, suivant l'axe principal du module, tandis que les axes OiYoi et OiZoi restent parallèles aux directions définies par ses contours rectangulaires. En général, du fait de la sphéricité de l'héliostat et des défauts éventuels de réglage du module, l'axe OiYoi n'est pas contenu dans un plan horizontal. Les coordonnées dans Roi d'un point P quelconque de la surface réflectrice seront notées (X_p, Y_p, Z_p), avec :

$$X_p = f(Y_p, Z_p)$$

où f est la fonction caractéristique du relief du module, définie par la relation (II-13).

Par ailleurs, les cosinus directeurs de $\vec{N_{oi}}$ dans Ro sont notés $(\alpha_{oi}, \beta_{oi}, \gamma_{oi})$.

5) Rri (OiXriYriZri) est le repère principal de calcul (voir paragraphe 2). Son axe OiXri est aligné suivant la direction OiO', repérée par le vecteur unitaire $\vec{R_i}$, dont les cosinus directeurs dans Rinst sont notés $(\alpha_{ri}, \beta_{ri}, \gamma_{ri})$. En général, $\vec{R_i}$ n'est pas confondu avec $\vec{R_{oi}}$, vecteur unitaire qui repère la direction du rayon principal en provenance du centre du soleil, et réfléchi au point Oi; cela aura deux conséquences principales :

a) $\vec{R_i}$ n'est pas lié à $\vec{S_o}$ et $\vec{N_{oi}}$ par la relation de Descartes, alors que $\vec{R_{oi}}$ l'est.

b) la droite issue de Oi et dirigée suivant $\vec{R_{oi}}$ coupe le plan récepteur en Fi, qui est le point d'impact du rayon principal réfléchi : les lois de l'optique géométrique et les défauts typiques des installations solaires contribueront la plupart du temps à rendre Fi distinct du point O' (fig.II-28).

Enfin, l'axe OiYri sera toujours choisi dans un plan horizontal.

6)Rro (OXroYroZro) est un repère lié au vecteur cible $\vec{R_o}$, qui en dirige l'axe OXro, et dont l'axe OYro est situé dans un plan horizontal. Il n'est d'aucune utilité dans les codes de simulation, mais jouera un rôle important dans le chapitre III, où les repères Rri lui seront approximés.

7)Rv (OXvYvZv) est le repère lié à l'axe de visée.
On suppose ici que le système d'observation placé en M' vise le centre O de l'héliostat. L'axe OXv de Rv est donc dirigé par le vecteur $\vec{V_o}$, qui est colinéaire à la droite OM', et l'axe OYv est toujours situé dans un plan horizontal. Les cosinus directeurs de $\vec{V_o}$

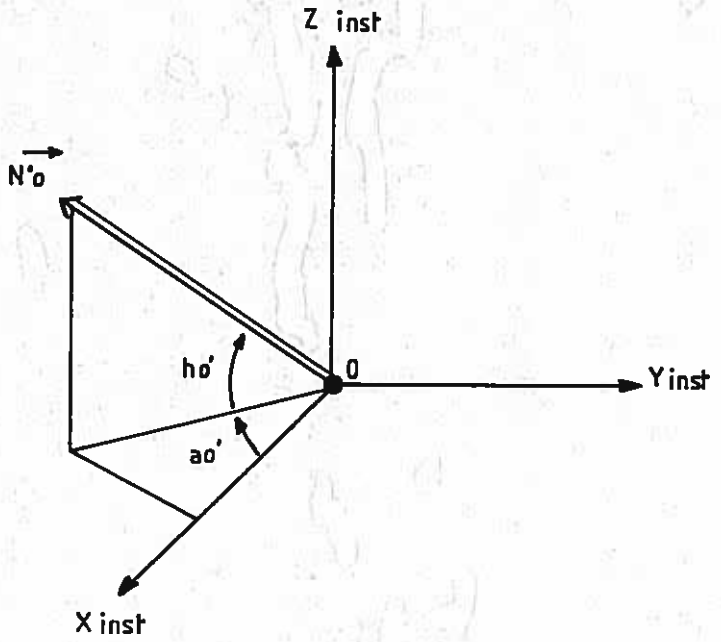


fig II-29 : Repérage du vecteur $\overrightarrow{N_O}$, dans le repère Rinst.

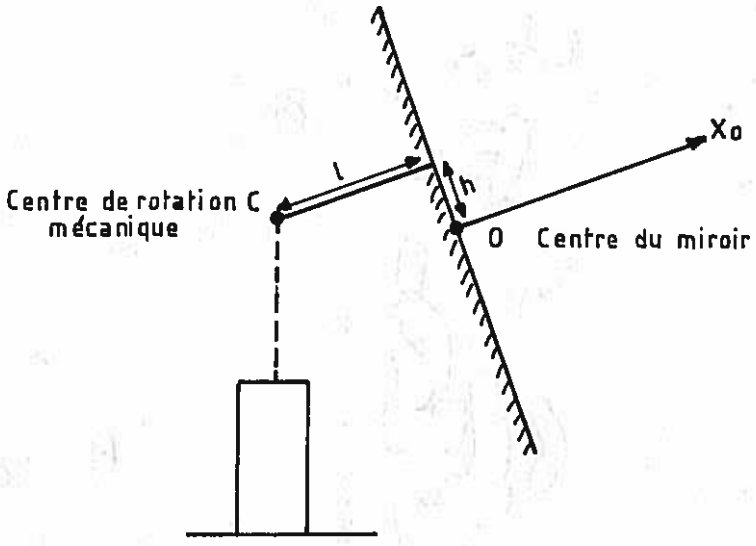


fig II-30 : Positions relatives des points C et O.

s'expriment (α_v, β_v, γ_v) dans Rinst.

Munis de tous ces repères, nous aurons bien sûr à déterminer certaines matrices de passage.

5.2.2) Influence de la position du centre de rotation de l'héliostat

Dans le paragraphe 4.1.1, nous avons assimilé le centre de rotation mécanique C de l'héliostat au centre O de la surface réflectrice. En réalité C et O sont distincts et leur position relative est représentée sur la figure II-30. On caractérise ce décalage par le vecteur $\overrightarrow{CO}$ exprimé dans le repère Ro lié à l'héliostat :

$$\overrightarrow{CO} = \begin{bmatrix} l \\ o \\ h \end{bmatrix}$$

où l = 0,38 m et h = - 0,13 m [72]. Les coordonnées publiées dans [72] sont évidemment celles des centres de rotation C, puisque les points O sont mobiles dans l'espace en fonction de l'orientation donnée à l'héliostat. On sait que celle-ci est repérée par le vecteur $\overrightarrow{N_o}$. Pour un vecteur soleil $\overrightarrow{S_o}$ donné, la position du point O dépend donc de $\overrightarrow{N_o}$: or celui-ci est déterminé par la relation de Descartes (II-25), où apparaît le vecteur cible $\overrightarrow{R_o}$, qui est lui- même lié à la position du point O, et donc à $\overrightarrow{N_o}$: le problème est finalement de déterminer le point O et les vecteurs $\overrightarrow{N_o}$ et $\overrightarrow{R_o}$, qui sont interdépendants, dans le repère Rinst. Bien qu'une solution analytique soit possible, nous avons opté pour une résolution numérique, plus facile à mettre en oeuvre.

Nous procéderons par itérations, en donnant à O, $\overrightarrow{N_o}$, $\overrightarrow{R_o}$, et au repère Ro des positions et orientations successives dans l'espace O_n, $\overrightarrow{N_{o,n}}$, $\overrightarrow{R_{o,n}}$ et Ro,n , jusqu'à trouver le bon pointage de l'héliostat :

A l'ordre 1, O_o et C sont confondus. On calcule facilement les cosinus directeurs du vecteur $\overrightarrow{R_{o,o}}$ à partir des coordonnées de $C(X_C, Y_C, Z_C)$ et de O' dans Rinst :

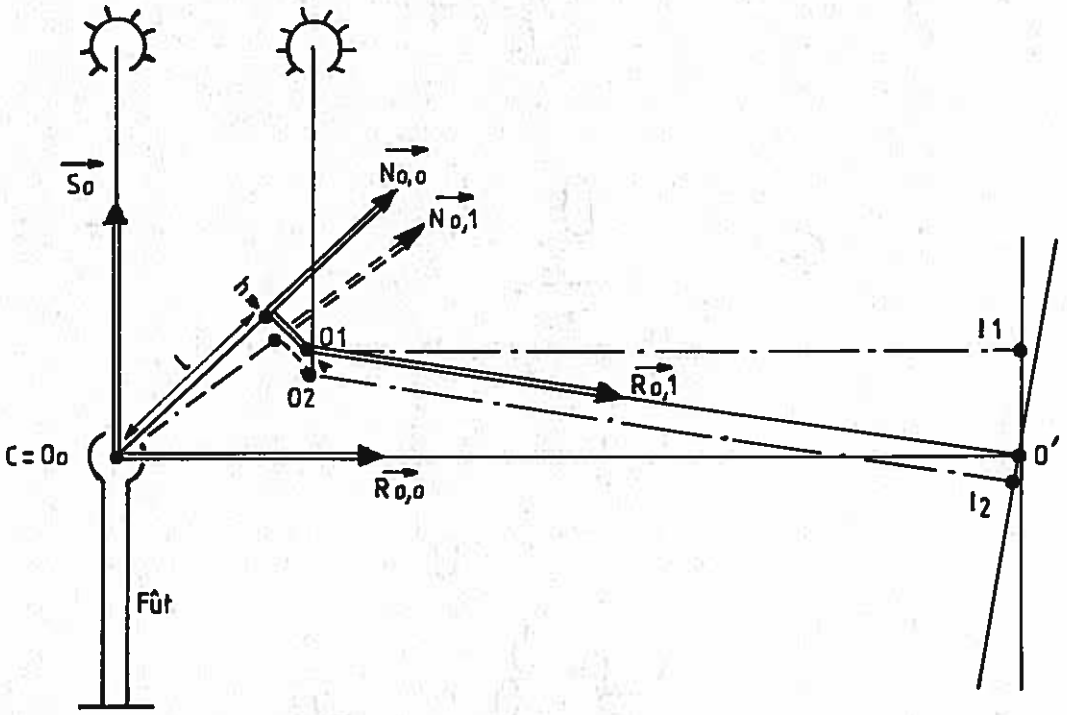


fig II-31 : Recherche de la position réelle du centre de l'héliostat O. C est le centre de rotation mécanique de l'héliostat et O' est le point cible.

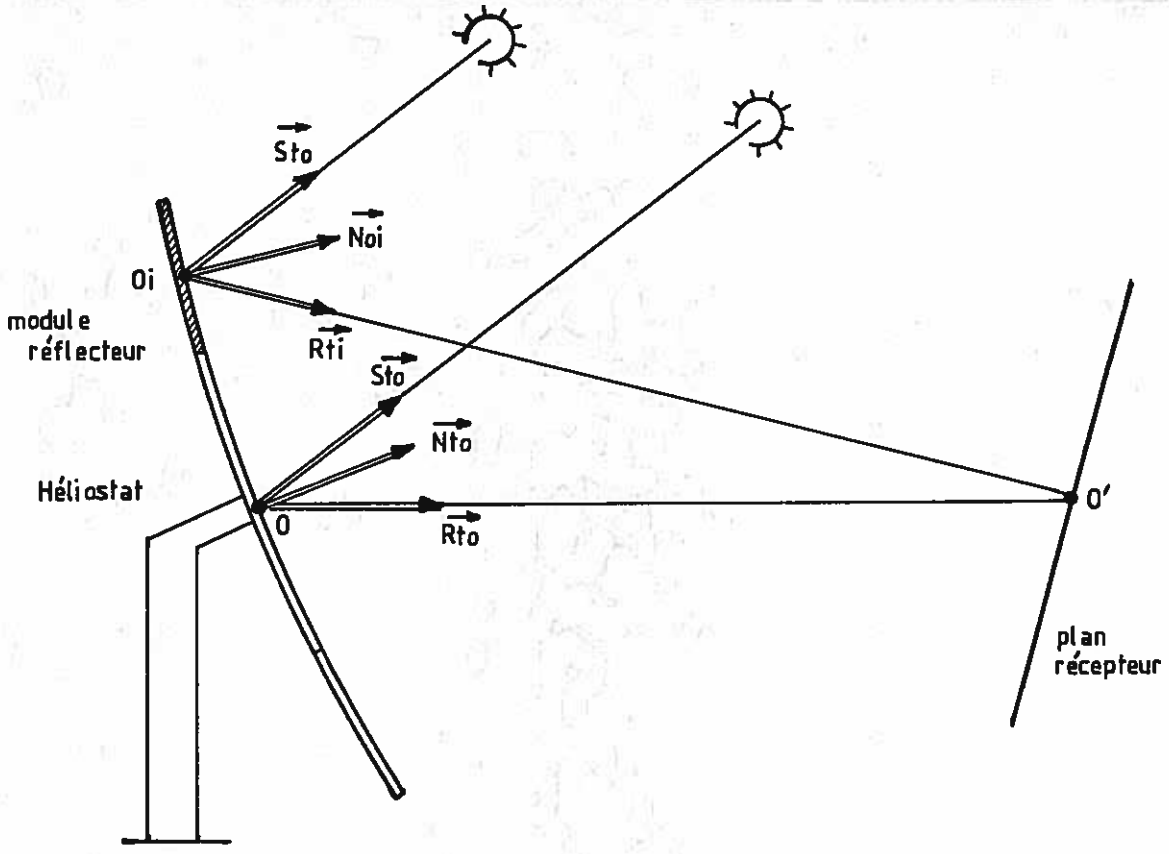


fig II-32 : Réglage d'un héliostat en dehors de son axe : le vecteur $\vec{N}_{oi}$ normal au module de centre Oi se déduit des vecteurs $\vec{S}_{to}$ et $\vec{R}_{ti}$ par la loi de Descartes.

$$\overrightarrow{R_{o,o}} = \frac{1}{D_o} \begin{vmatrix} X'_o - X_c \\ Y'_o - Y_c \\ Z'_o - Z_c \end{vmatrix} \qquad \text{(II-27)}$$

avec $D_o = \sqrt{(X'_o-X_c)^2 + (Y'_o-Y_c)^2 + (Z'_o-Z_c)^2}$

On détermine alors le vecteur normal à l'héliostat $\overrightarrow{N_{o,o}}$ par la relation suivante, déduite de la loi de Descartes :

$$\overrightarrow{N_{o,o}} = \frac{\overrightarrow{S_o} + \overrightarrow{R_{o,o}}}{\sqrt{2(1+\overrightarrow{S_o}\ \overrightarrow{R_{o,o}})}} \qquad \text{(II-28)}$$

On calcule ensuite la matrice de passage de type P_1 de Rinst à Ro,o suivant la relation (II-24), les cosinus directeurs de $\overrightarrow{N_{o,o}}$ dans Rinst étant directement obtenus par la relation précédente; on fait pour cela appel au sous-programme HMAT. Les coordonnées dans Rinst du nouveau centre de l'héliostat O_1 sont alors déduites de la relation :

$$\overrightarrow{O_oO_1} = P_1\ \text{Rinst} - \text{Ro,o} \times \overrightarrow{CO} \qquad \text{(II-29)}$$

En ne modifiant pas l'orientation de l'héliostat, mais en tenant compte de la nouvelle position de son centre O_1, on détermine alors l'écart entre O' et le point d'impact I_1 du rayon réfléchi en O_1 et dirigé par $\overrightarrow{R_{o,o}}$. Il suffit pour cela d'écrire que (fig.II-31) :

$$\overrightarrow{O'I_1} = \overrightarrow{O'O_o} + \overrightarrow{O_oO_1} + \lambda\overrightarrow{R_{o,o}}$$

avec $\overrightarrow{O'O_o} = -D_o\ \overrightarrow{R_{o,o}}$, et λ est tel que $\overrightarrow{O'I_1} \times \overrightarrow{R_{o,o}} = 0$; il est en effet plus commode d'imposer que le vecteur $\overrightarrow{O'I_1}$ soit situé dans un plan perpendiculaire au rayon réfléchi principal. Des deux relations précédentes, on tire :

$$\overrightarrow{O'I_1} = \overrightarrow{O_oO_1} - (\overrightarrow{O_oO_1}\ \overrightarrow{R_{o,o}})\ \overrightarrow{R_{o,o}}$$

et

$$||\overrightarrow{O'I_1}|| = \sqrt{\overrightarrow{O_oO_1^2} - (\overrightarrow{O_oO_1}\ \overrightarrow{R_{o,o}})^2} \qquad \text{(II-30)}$$

Nous considérons que O_1, $\overrightarrow{N_{o,o}}$ et $\overrightarrow{R_{o,o}}$ seront suffisamment rapprochés de leurs position et orientations finales, qui correspondent au pointage parfait de l'héliostat, si :

$$||\overrightarrow{O'I_1}|| \leq 0{,}1\ \text{mm}$$

Lorsque cela n'est pas le cas, on procède à une itération supplémentaire : O_1 remplaçant O_o, il faut alors calculer $\overrightarrow{R_{o,1}}$, $\overrightarrow{N_{o,1}}$, P_1 Rinst - Ro,1, etc... Nous réécrivons maintenant les relations (II-27) à (II-30) à l'ordre n :

$$\overrightarrow{R_{o,n-1}} = \frac{1}{D_{n-1}} \begin{bmatrix} X'_o - X_{n-1} \\ Y'_o - Y_{n-1} \\ Z'_o - Z_{n-1} \end{bmatrix} \qquad \text{(II-27)}$$

avec $D_{n-1} = \sqrt{(X'_o-X_{n-1})^2 + (Y'_o-Y_{n-1})^2 + (Z'_o-Z_{n-1})^2}$

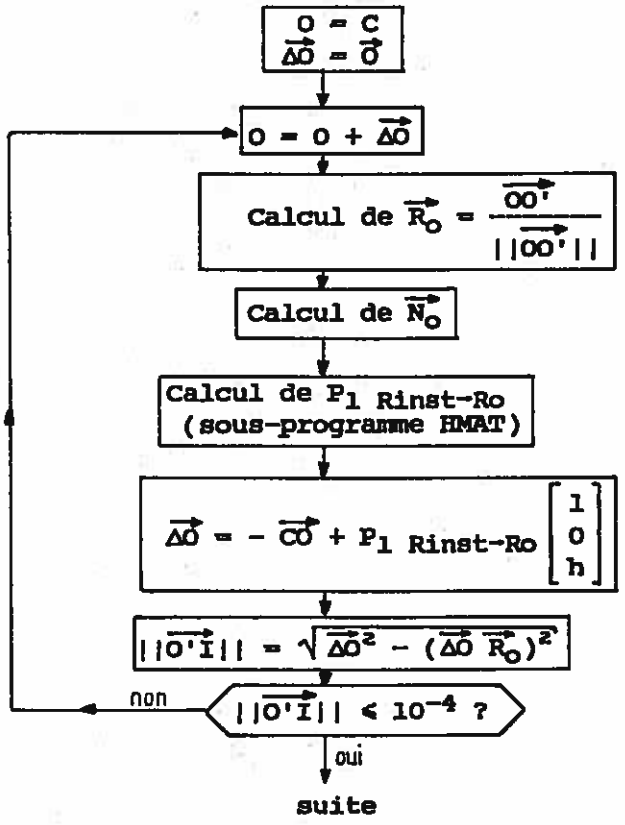
$$\overrightarrow{N_{o,n-1}} = \frac{\overrightarrow{S_o} + \overrightarrow{R_{o,n-1}}}{\sqrt{2(1+\overrightarrow{S_o}\,\overrightarrow{R_{o,n-1}})}} \qquad \text{(II-28)}$$

$$\overrightarrow{O_{n-1}O_n} = -\overrightarrow{CO_{n-1}} + P_1 \text{ Rinst} - \text{Ro},n-1 \times \overrightarrow{CO} \qquad \text{(II-29)}$$

et

$$||\overrightarrow{O'I_n}|| = \sqrt{\overrightarrow{O_{n-1}O_n^2} - (\overrightarrow{O_{n-1}O_n}\,\overrightarrow{R_{o,n-1}})^2} \qquad \text{(II-30)}$$

En pratique, 2 ou 3 itérations suffisent pour trouver la position définitive du point O, et les orientations finales de $\overrightarrow{N_o}$ et $\overrightarrow{R_o}$. Nous donnons ci-dessous l'organigramme descriptif de cette séquence de calcul, que l'on retrouvera sur tous nos programmes concernant les héliostats focalisants.



L'influence de la position réelle du centre de l'héliostat par rapport à son centre de rotation mécanique est en réalité peu

sensible, ainsi qu'on aurait pu le prévoir : en effet, il est équivalent de considérer qu'on a introduit sur la position de l'héliostat lui-même des décalages axiaux et latéraux de l'ordre de quelques dizaines de centimètres : cela est peu comparé à des valeurs de focales f_H qui varient entre 80 et 235 m. Néanmoins nous avons constaté dans certains cas des écarts de l'ordre de 3% sur la valeur du facteur de concentration réalisé en un point. Il semble donc utile de tenir compte de cette influence si l'on souhaite réaliser une modélisation très fine des performances de l'héliostat CETHEL III bis. Quoi qu'il en soit, nous sommes maintenant censés connaître les composantes des vecteurs $\vec{N_o}$ et $\vec{R_o}$, ainsi que la matrice $P_{1\ Rinst-Ro}$.

5.2.3) Matrice de passage de Rri dans R'

Les cosinus directeurs $(\alpha'_o, \beta'_o, \gamma'_o)$ de $\vec{N'_o}$ dans Rinst sont donnés par la relation (II-26). Par ailleurs le vecteur unitaire $\vec{R_i}$ est défini par :

$$\vec{R_i} = \frac{\overrightarrow{OiO'}}{||\overrightarrow{OiO'}||} = \frac{\overrightarrow{OiO'}}{D_i} \qquad \text{(II-31)}$$

en posant : $D_i = ||\overrightarrow{OiO'}||$ (II-32)

De plus $\overrightarrow{OiO'} = \overrightarrow{OO'} - \overrightarrow{OOi}$. On peut alors exprimer les composantes de $\overrightarrow{OiO'}$ dans Rinst suivant l'écriture matricielle :

$$\overrightarrow{OiO'} = \begin{bmatrix} X'_o - X_o \\ Y'_o - Y_o \\ Z'_o - Z_o \end{bmatrix} - P_{1\ Rinst-Ro} \begin{bmatrix} X_{oi} \\ Y_{oi} \\ Z_{oi} \end{bmatrix} \qquad \text{(II-33)}$$

Des relations (II-33) et (II-32) on tire respectivement $\overrightarrow{OiO'}$ et D_i. La relation (II-31) nous permet ensuite de déduire les cosinus directeurs $(\alpha_{ri}, \beta_{ri}, \gamma_{ri})$ du vecteur $\vec{R_i}$ dans Rinst. Comme les axes OiYri et O'Y' des repères Rri et R' sont tous deux horizontaux, on peut déterminer la matrice de passage $P_{2\ Rri-R'}$ par la relation (II-21), c'est-à-dire en faisant appel au sous-programme de calcul HIMAT.

5.2.4) Matrice de passage de Rri dans Ro

Les repères Rri et Ro ayant tous deux leur deuxième axe (respectivement OiYri et OYo) horizontal, et les cosinus directeurs de $\vec{R_i}$ et $\vec{N_o}$ ayant déjà été déterminés dans les deux paragraphes

précédents, le sous-programme HIMAT nous permet là aussi de calculer directement la matrice $P_{2\ Rri\text{-}Ro}$.

5.2.5) Matrice de passage de Rri dans Roi

5.2.5.1) Héliostat réglé sur son axe

Du fait de la sphéricité de l'héliostat, l'axe OiYoi de Roi ne sera généralement pas horizontal, et nous aurons ici recours à une composition de matrices. En effet la géométrie des modules réflecteurs de l'héliostat est indépendante de l'orientation de celui-ci, et la matrice de passage de Ro à Roi restera donc la même à tout instant. Celle-ci caractérise en fait le passage d'un repère lié en O à la surface sphérique idéale de rayon $2f_H$ dans un repère dont le plan OiYoiZoi est tangent à cette surface au point Oi de coordonnées (X_{oi}, Y_{oi}, Z_{oi}) dans Ro. La normale $\overrightarrow{N_{oi}}$ en ce point s'exprime, dans le repère Ro, par la relation suivante, qui est valable à tout instant.

$$\overrightarrow{N_{oi}} = \frac{\overrightarrow{grad}\,[X_{oi}-g(Y_{oi},Z_{oi})]}{\|\overrightarrow{grad}[X_{oi}-g(Y_{oi},Z_{oi})]\|} \qquad \text{(II-34)}$$

où g est la fonction caractéristique du support des modules réflecteurs définie par la relation (II-11). Les cosinus directeurs de $\overrightarrow{N_{oi}}$ dans Ro s'écrivent alors :

$$\overrightarrow{N_{oi}} = \begin{bmatrix} \alpha_{oi} \\ \beta_{oi} \\ \gamma_{oi} \end{bmatrix} = \frac{1}{D_g} \begin{bmatrix} 1 \\ -\frac{\partial g}{\partial Y}(Y_{oi},Z_{oi}) \\ -\frac{\partial g}{\partial Z}(Y_{oi},Z_{oi}) \end{bmatrix} \qquad \text{(II-35)}$$

avec $D_g = \sqrt{1 + \frac{\partial g^2}{\partial Y}(Y_{oi},Z_{oi}) + \frac{\partial g^2}{\partial Z}(Y_{oi},Z_{oi})}$

et $\frac{\partial g}{\partial Y}(Y,Z)$ et $\frac{\partial g}{\partial Z}(Y,Z)$ ont été définies par les relations (II-12). Or, les axes OiYoi liés aux modules restent par construction parallèles au plan OXoYo perpendiculaire à la surface de l'héliostat. La matrice de passage de Ro dans Roi est donc de type P_1 et peut facilement être calculée par la relation (II-24) (par application du sous-programme HMAT), à partir de l'expression des cosinus directeurs de $\overrightarrow{N_{oi}}$ donnés par la relation (II-35). On note cette matrice $P_{1\ Ro\text{-}Roi}$, et on peut finalement écrire la matrice de passage de Rri dans Roi sous la forme

$$P_{Rri\text{-}Roi} = P_{2\ Rri\text{-}Ro} \times P_{1\ Ro\text{-}Roi} \qquad (II\text{-}36)$$

A priori, la matrice $P_{Rri\text{-}Roi}$ n'est ni du type P_1, ni du type P_2.

5.2.5.2) Héliostat réglé en dehors de son axe

Il s'agit du cas plus complexe d'un héliostat optimisé pour une certaine position du soleil dans le ciel, que l'on repère par le vecteur unitaire $\overrightarrow{S_{to}}$. Ainsi que l'ont montré Igel et Hughes [46], l'héliostat présente alors une certaine concavité, et ici non plus, l'axe OiYoi du repère Roi ne sera pas horizontal. Le problème est donc de déterminer la matrice $P_{Ro\text{-}Roi}$ qui reste, ici aussi, invariable au cours du temps. On procède de la manière suivante (fig.II-32) :

1) Par une procédure identique à celle qui est décrite dans le paragraphe 5.2.2, on calcule la position O du centre de l'héliostat, ainsi que son vecteur normal $\overrightarrow{N_{to}}$ et le vecteur cible $\overrightarrow{R_{to}}$, à l'heure et au jour de réglage t_o choisis pour l'optimisation de l'héliostat. On détermine également la matrice $P_{1\ Rinst\text{-}Rto}$ (Rto est ici le repère lié à l'héliostat pour l'instant t_o).

2) On détermine $\overrightarrow{OiO'}$ à l'instant t_o. Ce calcul s'effectue ici dans le repère Rto.

On a bien sûr $\overrightarrow{OiO'} = \overrightarrow{OO'} - \overrightarrow{OOi}$, ce qui s'écrit matriciellement

$$\overrightarrow{OiO'} = P_{Rto\text{-}Rinst} \begin{bmatrix} X'_o - X_o \\ Y'_o - Y_o \\ Z'_o - Z_o \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} X_{oi} \\ Y_{oi} \\ Z_{oi} \end{bmatrix}$$

Comme on l'a vu au paragraphe 5.1, $P_{Rto\text{-}Rinst}$ est la transposée de la matrice $P_{1\ Rinst\text{-}Rto}$. Par ailleurs, il est possible de considérer que X_{oi} est nul, car ce terme n'a qu'une faible influence comparativement à Y_{oi} et Z_{oi}.

3) Par normalisation de $\overrightarrow{OiO'}$ (relations (II-31) et (II-32)), on obtient le vecteur réfléchi idéal $\overrightarrow{R_{ti}}$ à l'instant t_o, où celui-ci doit en effet diriger l'axe OiO'.

4) On détermine alors les cosinus directeurs dans Rto du vecteur $\overrightarrow{N_{oi}}$ normal au module réflecteur par la relation vectorielle suivante, déduite de la loi de Descartes:

$$\overrightarrow{N_{oi}} = \frac{\overrightarrow{S_{to}} + \overrightarrow{R_{ti}}}{\sqrt{2(1+\overrightarrow{S_{to}}\ \overrightarrow{R_{ti}})}}$$

les composantes de $\overrightarrow{S_{to}}$ ayant préalablement été exprimées dans le repère Rto par application de la matrice de passage $P_{\text{Rto-Rinst}}$.

5) A partir des cosinus directeurs de $\overrightarrow{N_{oi}}$ dans Rto, on calcule directement la matrice $P_{1\ \text{Ro-Roi}}$ à tout instant, à l'aide du sous-programme HMAT, puisque là aussi les axes OiYoi des modules restent, par construction, parallèles au plan OXoYo solidaire de l'héliostat. On a alors, comme dans le cas d'un héliostat sphérique :

$$P_{\text{Rri-Roi}} = P_{2\ \text{Rri-Ro}} \times P_{1\ \text{Ro-Roi}} \qquad \text{(II-36)}$$

à cette différence près que le calcul de la matrice $P_{1\ \text{Ro-Roi}}$ est ici plus géométrique qu'analytique.

On sait que l'héliostat CETHEL III bis est en principe toujours réglé sur son axe. Mais l'expérience consistant à analyser ses performances énergétiques pour diverses configurations soleil-héliostat, dans le cas d'un éventuel réglage hors-axe, qui n'a pas été envisagé à l'origine, serait certainement d'un grand intérêt. C'est dans ce but que nous avons conçu cette variante à notre code de calcul principal.

5.3) Cas des héliostats plans

Nous nous sommes efforcés dans ce cas précis de simplifier notre procédure de calcul : d'abord parce qu'un héliostat plan est une surface réflectrice nettement moins complexe qu'un héliostat focalisant, et ensuite parce que certains paramètres géométriques (telles les coordonnées des points O et O' dans un repère fixe Rinst) restent inconnus, et qu'il faut alors procéder différemment. Néanmoins notre programme se prête tout à fait au calcul général de répartitions de densité de flux réfléchies par un héliostat plan, que l'on ait ou non introduit des défauts de réglage sur ses facettes.

5.3.1) Choix des repères

Ceux-ci sont au nombre de quatre (figure II-33) :

1)Rinst (OXinstYinstZinst) est un repère dont les axes sont liés à l'ensemble du champ d'héliostats de la manière suivante : l'axe OXinst est dirigé suivant la direction idéale des rayons réfléchis par un héliostat, c'est-à-dire, dans le cas qui nous intéresse, suivant une direction horizontale Nord-Sud que l'on repère par le vecteur cible $\vec{R_o}$. L'axe OYinst est dirigé vers l'Est, et est lui aussi contenu dans un plan horizontal. Enfin l'axe OZinst repère la verticale du lieu. Pour un point d'observation M'_o situé en face de l'héliostat (fig.II-33), on fait glisser l'origine O du repère Rinst sur la surface réflectrice, jusqu'à ce que la droite OM'_o soit confondue avec l'axe OXinst. Dans ces conditions, les paramètres qui permettent de positionner l'héliostat par rapport au plan récepteur se réduisent à la seule distance $D = ||\vec{OM'_o}||$ que l'on déterminera par une correspondance géométrique très simple entre le diamètre apparent du soleil et les angles apparents des facettes réflectrices vues du point M'_o.

De plus, on suppose que le plan récepteur (P') est normal aux rayons réfléchis par l'héliostat, et donc à $\vec{R_o}$.
(M'_oXinstYinstZinst) constitue donc ici le repère R' lié au plan récepteur, et dont les axes sont confondus avec ceux de Rinst. Pour les calculs des répartitions de densité de flux, nous considérerons des points M' de coordonnées (D,Y',Z') dans Rinst, ou (0,Y',Z') dans R'. L'inclinaison du plan récepteur par rapport à sa position initiale peut par ailleurs être introduite de manière simple, en s'inspirant du cas de l'héliostat focalisant, traité au paragraphe 5.2. Enfin, O étant le plus souvent le point visé par le système d'observation installé en M'_o, Rinst est également le repère lié à l'axe de visée du système.

2)Ro (OXoYoZo) est le repère lié à l'héliostat plan. Son axe OXo est dirigé par $\vec{N_o}$, vecteur unitaire normal à l'héliostat dont les cosinus directeurs sont notés (α_o, β_o, γ_o) dans Rinst. Comme dans le cas de l'héliostat focalisant (paragraphe 5.2.1), la monture altazimutale impose que l'axe OYo appartienne au plan horizontal OXinstYinst. De plus, si $\vec{S_o}$ est un vecteur unitaire pointé sur le centre du disque solaire, l'asservissement de l'héliostat sur le

soleil implique que :

$$\vec{R_o} = 2(\vec{S_o}\vec{N_o})\ \vec{N_o} - \vec{S_o}$$

en permanence (relation (II-25)). Par contre, il n'y a pas lieu de se préoccuper ici de la position réelle du centre de rotation de l'héliostat, ce qui simplifiera grandement la procédure de calcul. Enfin, le centre Oi d'une facette réflectrice sera repéré par ses coordonnées $(0, Y_{oi}, Z_{oi})$ dans Ro.

3)Roi (OiXoYoZo) est le repère lié à la facette réflectrice considérée sur l'héliostat. Il ne diffère de Ro que d'une translation suivant le vecteur $\vec{OOi}$. Les coordonnées dans Roi d'un point P quelconque de la surface réflectrice seront notées $(0, Y_p, Z_p)$, l'héliostat étant a priori équipé de facettes planes.

4)Rri (OiXriYriZri) est le repère de calcul. Son axe OiXri est aligné suivant la direction OiO' repérée par le vecteur unitaire $\vec{R_i}$, dont les cosinus directeurs sont notés $(\alpha_{ri}, \beta_{ri}, \gamma_{ri})$ dans Rinst. $\vec{R_i}$ n'est jamais confondu avec $\vec{R_o}$, hormis le cas où le point O est situé au centre de la facette considérée. Enfin l'axe OiYri sera bien sûr choisi dans un plan horizontal.

Il nous faut maintenant déterminer les deux matrices de passage dont nous aurons besoin.

5.3.2) Matrices de passage

Nous cherchons d'abord les cosinus directeurs du vecteur $\vec{N_o}$ dans Rinst, notés $(\alpha_o, \beta_o, \gamma_o)$. $\vec{N_o}$ est lié à $\vec{S_o}$ et $\vec{R_o}$ par la relation classique :

$$\vec{N_o} = \frac{\vec{S_o} + \vec{R_o}}{\sqrt{2(1 + \vec{S_o}\ \vec{R_o})}} \qquad \text{(II-37)}$$

avec, dans le repère Rinst :

$$\vec{R_o} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{S_o} = \begin{bmatrix} \alpha_s \\ \beta_s \\ \gamma_s \end{bmatrix}$$

où α_s, β_s et γ_s sont donnés par la relation (II-7). La relation (II-37) suffit donc à déterminer précisément α_o, β_o et γ_o : ceux-ci permettent alors de calculer la matrice de passage de Rinst dans Ro, par la relation (II-24), à l'aide du sous-programme HMAT, et cette

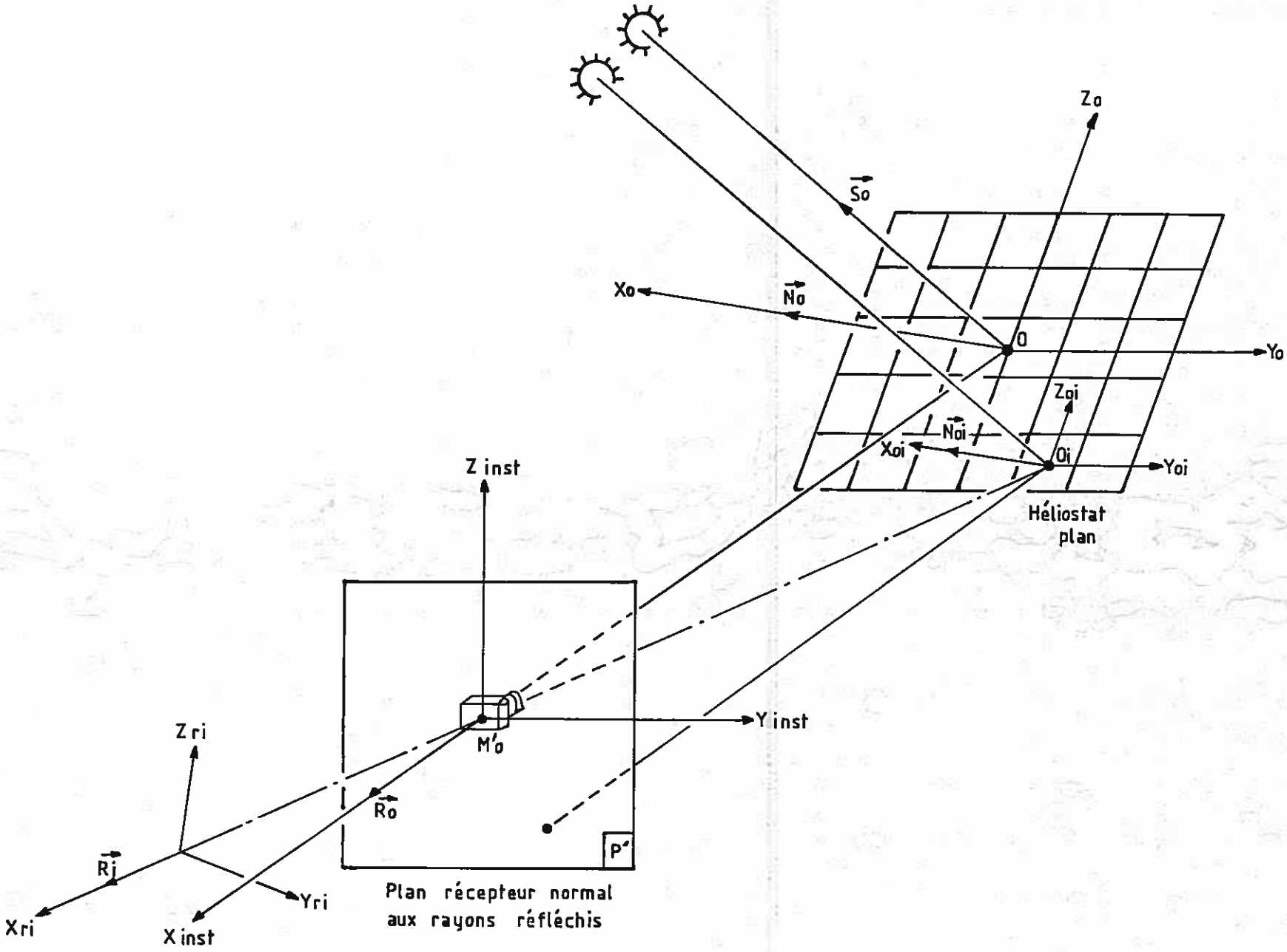


fig II-33 : Repères associés à l'héliostat plan et au plan récepteur.

matrice est notée $P_{1\ Rinst-Ro}$.

Les cosinus directeurs $(\alpha_{ri}, \beta_{ri}, \gamma_{ri})$ de $\vec{R_i}$ dans Rinst s'obtiennent ensuite par les relations (II-31) et (II-32), avec :

$$\overrightarrow{OiM'_o} = \begin{bmatrix} D \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} - P_{1\ Rinst-Ro} \begin{bmatrix} 0 \\ Y_{oi} \\ Z_{oi} \end{bmatrix}$$

ce qui est une forme simplifiée de la relation matricielle (II-33). Alors, les matrices de passage qui nous intéressent se calculent facilement à partir de nos deux sous-programmes utilitaires :

1) La matrice de passage du repère de calcul Rri au repère Rinst, qui est ici lié au plan récepteur, s'obtient par transposition de la matrice :

$P_{1\ Rinst-Rri}$

obtenue grâce aux cosinus directeurs $(\alpha_{ri}, \beta_{ri}, \gamma_{ri})$ du vecteur $\vec{R_i}$ (sous-programme HMAT).

2) La matrice de passage du repère de calcul Rri au repère lié à la facette Roi s'obtient directement par la relation (II-21) appliquée à $(\alpha_{ri}, \beta_{ri}, \gamma_{ri})$ et $(\alpha_o, \beta_o, \gamma_o)$, au moyen du sous-programme HIMAT. On la note :

$P_{2\ Rri-Roi}$

Ainsi qu'on peut le constater, nous n'avons pas eu besoin d'effectuer ici de compositions de matrices.

5.4) Cas du concentrateur paraboloïdal

5.4.1) Choix des repères

Nous retrouvons ici (figure II-34) certains des repères qui ont été utilisés dans le cas de l'héliostat focalisant. Toutefois le cas du concentrateur paraboloïdal (et d'une manière générale, de tout concentrateur fixe) est relativement plus simple à traiter. On distingue cinq repères orthonormés différents :

1)Rinst (SXinstYinstZinst) est le repère lié au concentrateur. S est le sommet du paraboloïde, dont SXinst est l'axe de révolution : celui-ci est orienté suivant une direction horizontale Sud-Nord. SYinst est également un axe horizontal dirigé vers

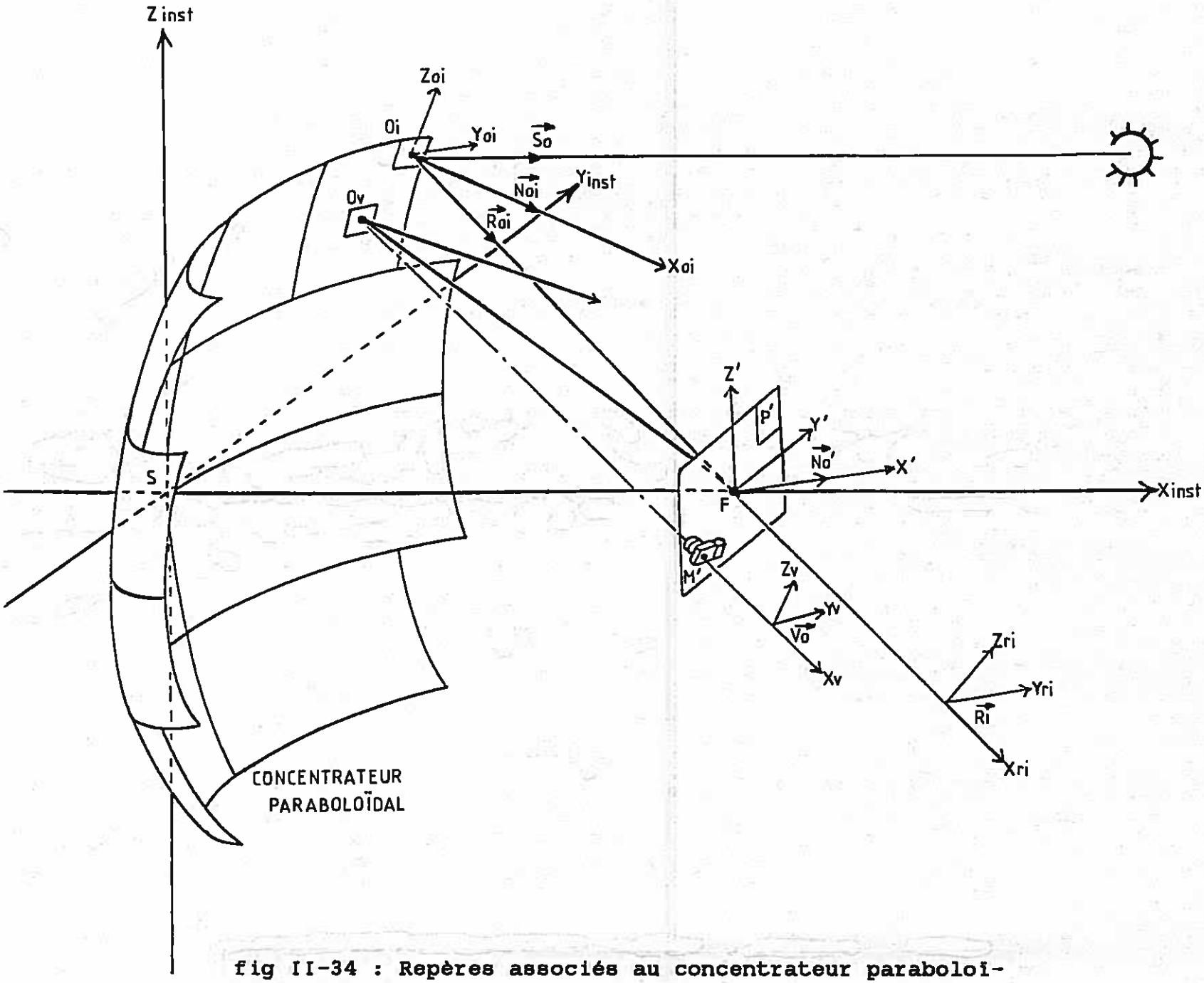


fig II-34 : Repères associés au concentrateur paraboloïdal et au plan récepteur.

l'Ouest, tandis que SZinst est aligné suivant la verticale du point S. Les coordonnées du foyer F du concentrateur sont notées (f,0,0) dans Rinst, f étant la focale du paraboloïde. Le centre Oi d'une facette réflectrice est repéré par ses coordonnées (X_{oi}, Y_{oi}, Z_{oi}) dans Rinst, avec :

$$X_{oi} = g(Y_{oi}, Z_{oi})$$

où g est la fonction relief du concentrateur définie par la relation (II-15). Le plan récepteur (P') est ici lié à un repère R' dont l'origine est le foyer F de l'installation (voir plus loin la définition de R'). Le vecteur soleil $\vec{S_o}$ est en principe parallèle à l'axe SXinst, puisque l'on observe, en tout point du concentrateur, une image fixe du disque solaire réfléchie par le champ d'héliostats. Les cosinus directeurs de $\vec{S_o}$ devraient donc s'écrire (1,0,0) dans Rinst, mais en pratique on se servira de ce vecteur pour introduire d'éventuels défauts de pointage des héliostats plans.

2)R' (FX'Y'Z') est le repère lié au plan récepteur (P'). Tout ce qui a été écrit à son sujet dans le paragraphe 5.2.1 reste parfaitement valable dans le cas du concentrateur paraboloïdal. R' est ici rapporté au point focal F de l'installation : cela rend les calculs plus commodes sans rien enlever à leur généralité.

3)Roi (OiXoiYoiZoi) est le repère lié à la facette réflectrice considérée. L'axe OiXoi est dirigé par un vecteur unitaire $\vec{N_{oi}}$ normal à la facette, dont les cosinus directeurs s'expriment (α_{oi}, β_{oi}, γ_{oi}) dans Rinst. Les axes OiYoi et OiZoi sont parallèles aux directions définies par les contours carrés ou rectangulaires des facettes. De plus, l'axe OiYoi est parallèle au plan horizontal SXinstYinst par construction. Les coordonnées dans Roi d'un point quelconque P de la surface réflectrice seront notées (X_p, Y_p, Z_p), avec :

$$X_p = f(Y_p, Z_p)$$

où f est une des deux fonctions caractéristiques choisies pour représenter au mieux la surface d'une facette réflectrice déformée sous contrainte mécanique (voir les relations (II-17) et (II-19)).

4)Rri (OiXriYriZri) est le repère de calcul. Son axe OiXri est dirigé suivant la direction OiF repérée par le vecteur unitaire $\vec{R_i}$, dont les cosinus directeurs dans Rinst sont notés (α_{ri}, β_{ri}, γ_{ri}). La principale différence avec le cas de l'héliostat focalisant réside en fait ici : si les facettes du concentrateur sont parfaitement réglées en orientation, $\vec{R_i}$ est confondu avec $\vec{R_{oi}}$, qui est le vecteur unitaire repérant la direction du rayon principal

réfléchi en Oi. Dans tous les cas on peut écrire la relation de Descartes liant $\vec{R}_{oi}$ à $\vec{S}_o$ et $\vec{N}_{oi}$:

$$\vec{R}_i = \vec{R}_{oi} = 2(\vec{S}_o\ \vec{N}_{oi})\ \vec{N}_{oi} - \vec{S}_o$$

Enfin l'axe OiYri de Rri sera bien sûr choisi dans un plan horizontal.

5)Rv(OvXvYvZv) est le repère lié à l'axe de visée. Dans le cas où l'on observe en effet un groupe de facettes, par exemple un panneau entier du concentrateur, il sera nécessaire de choisir l'une d'entre elles pour définir l'axe de visée. On suppose que le système d'observation installé en M' vise le centre Ov d'une facette particulière. L'axe OvXv est donc confondu avec la droite OvM' qui est dirigée par le vecteur $\vec{V}_o$. Pour le reste, on se reportera à la définition de Rv donnée dans le paragraphe 5.2.1.

Comme dans le cas des héliostats, nous devons à présent calculer deux matrices de passage.

5.4.2) Matrices de passage

Il nous faut déterminer $(\alpha_{oi}, \beta_{oi}, \gamma_{oi})$ et $(\alpha_{ri}, \beta_{ri}, \gamma_{ri})$ qui sont respectivement les cosinus directeurs des vecteurs $\vec{N}_{oi}$ et $\vec{R}_i$ dans Rinst. $\vec{N}_{oi}$ est en tout point Oi la normale au paraboloïde de révolution dont le relief est défini par la relation (II-15). On peut donc écrire :

$$\vec{N}_{oi} = \frac{\overrightarrow{grad}\,[X_{oi} - g(Y_{oi}, Z_{oi})]}{||\overrightarrow{grad}[X_{oi} - g(Y_{oi}, Z_{oi})]||}$$

et en déduire l'expression des cosinus directeurs de $\vec{N}_{oi}$ dans Rinst par la relation matricielle :

$$\vec{N}_{oi} = \begin{bmatrix} \alpha_{oi} \\ \beta_{oi} \\ \gamma_{oi} \end{bmatrix} = \frac{1}{D_g} \begin{bmatrix} 1 \\ -\frac{\partial g}{\partial Y}(Y_{oi}, Z_{oi}) \\ -\frac{\partial g}{\partial Z}(Y_{oi}, Z_{oi}) \end{bmatrix}$$

avec $D_g = \sqrt{1 + \frac{\partial g^2}{\partial Y}(Y_{oi}, Z_{oi}) + \frac{\partial g^2}{\partial Z}(Y_{oi}, Z_{oi})}$

Il s'agit là de relations absolument identiques à celles qui avaient été obtenues dans le cas de l'héliostat focalisant sphérique (paragraphe 5.2.5.1), les seules différences étant que $g(Y_{oi}, Z_{oi})$,

$\partial g/\partial Y(Y_{oi},Z_{oi})$ et $\partial g/\partial Z(Y_{oi},Z_{oi})$ sont ici définies par les relations (II-15) et (II-16), d'une part, et que le calcul s'effectue directement dans le repère Rinst, d'autre part. Les composantes de $\vec{R_i}$ dans Rinst sont quant à elles déterminées par la relation :

$$\vec{R_i} = \begin{bmatrix} \alpha_{ri} \\ \beta_{ri} \\ \gamma_{ri} \end{bmatrix} = \frac{1}{D_i} \begin{bmatrix} f-g(Y_{oi},Z_{oi}) \\ -Y_{oi} \\ -Z_{oi} \end{bmatrix}$$

avec $D_i = ||\overrightarrow{OiF}|| = \sqrt{[f-g(Y_{oi},Z_{oi})]^2 + Y_{oi}^2 + Z_{oi}^2}$

On rappelle que Y_{oi} et Z_{oi} ont préalablement été déterminés pour toutes les facettes du concentrateur (paragraphe 4.2.3).

D'autre part, les cosinus directeurs $(\alpha'_o, \beta'_o, \gamma'_o)$ du vecteur $\vec{N}'_o$ normal au plan récepteur sont exprimés dans la relation (II-26). Le calcul des matrices de passage s'effectue alors grâce au sous-programme utilitaire HIMAT :

1) L'application de la relation (II-21) à $(\alpha_{ri}, \beta_{ri}, \gamma_{ri})$ et $(\alpha'_o, \beta'_o, \gamma'_o)$ permet d'obtenir la matrice de passage de Rri à R', notée :

$$P_{2\ Rri-R'}$$

2) L'application de cette même relation à $(\alpha_{ri}, \beta_{ri}, \gamma_{ri})$ et $(\alpha_{oi}, \beta_{oi}, \gamma_{oi})$ permet d'obtenir la matrice de passage de Rri à Roi, notée :

$$P_{2\ Rri-Roi}$$

Toutes les matrices de passage nécessaires aux calculs ont donc été exprimées. Mais certaines d'entre elles vont se trouver modifiées par les défauts de réglage que nous allons maintenant introduire.

6) INTRODUCTION DES DEFAUTS DE REGLAGE

On considère un repère Roi lié à une facette (ou module) de centre Oi appartenant à l'un des trois types de surfaces réflectrices que nous venons d'étudier. Nous avons jusqu'ici supposé que le vecteur $\vec{N}_{oi}$ normal à la facette, qui dirige l'axe OiXoi de Roi, avait une orientation conforme à sa définition théorique : cela

revient à dire que les surfaces réflectrices sont exemptes de défauts de réglage. En réalité, il n'en est rien et la normale à la facette réflectrice présentera généralement une orientation différente de celle qui est souhaitée; on repèrera sa nouvelle direction par le vecteur unitaire $\overrightarrow{N_{soi}}$, distinct de $\overrightarrow{N_{oi}}$ après assemblage de la surface réflectrice. A la facette considérée peuvent donc être associés en fait deux repères, dont l'un, Roi (associé à $\overrightarrow{N_{oi}}$), caractérise son orientation idéale, et l'autre, Rsoi (associé à $\overrightarrow{N_{soi}}$), son orientation réelle. Les angles qui permettent de positionner $\overrightarrow{N_{soi}}$ par rapport à $\overrightarrow{N_{oi}}$ sont représentés sur la figure II-35 : on distingue essentiellementr a_r et h_r, erreurs angulaires en azimut et en hauteur, et ϵ_r et ϕ_r, angles radial et polaire. Il existe évidemment des relations simples entre ces deux systèmes de coordonnées angulaires, qui peuvent indifféremment être utilisés pour la caractérisation individuelle des défauts de réglage. Toutefois ils ne sont pas équivalents en termes de distributions d'erreur ; il y a en effet deux manières de raisonner bien différentes :

On peut d'abord considérer que la distribution d'erreur sur ϵ_r suit une loi de densité de probabilité $p(\epsilon_r)$. En pratique les lois normales sont les plus couramment utilisées. ϕ_r est alors une variable aléatoire uniformément répartie sur l'intervalle $[0,2\pi[$. Une telle approche est tentante car elle ne nécessite la détermination que d'un seul paramètre d'erreur, ϵ_r, et paraît bien adaptée à la modélisation des défauts d'une installation où la méthode de réglage d'origine portait sur les rayons réfléchis par la facette (superposition d'images, méthodes laser, etc..). Toutefois, une telle loi $p(\epsilon_r)$ ne serait guère facile à introduire dans des modèles de soleils fictifs ou de vue en trou d'épingle (voir le chapitre I). De plus, si l'on peut à la rigueur admettre que le réglage en orientation des facettes du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo portait sur les rayons réfléchis par les facettes (et il faut alors également admettre que le réglage en courbure ne modifiait pas l'orientation globale de la facette réflectrice, ce qui n'est pas prouvé), il n'en est pas de même pour les héliostats plans et focalisants. C'est pourquoi nous avons finalement préféré la solution suivante.

Celle-ci consiste à faire l'hypothèse que les distributions

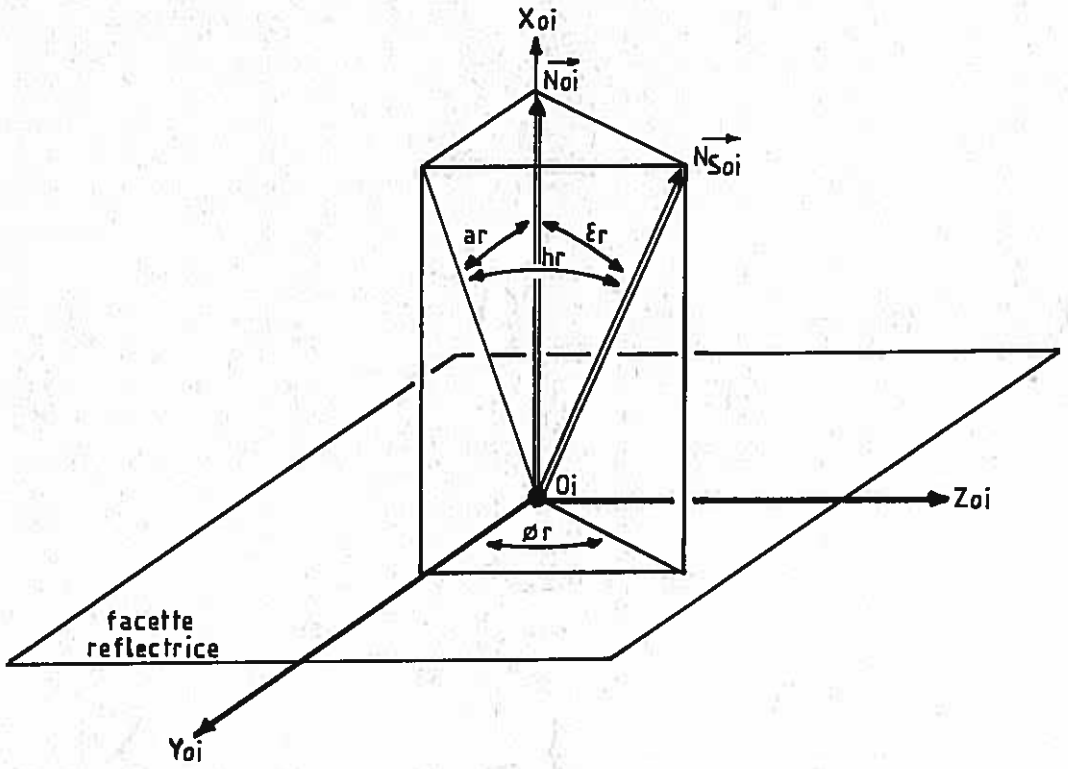


fig II-35 : Introduction d'un défaut de réglage sur une facette réflectrice. Celui-ci peut être caractérisé par les angles (a_r, h_r) ou (ϵ_r, ϕ_r).

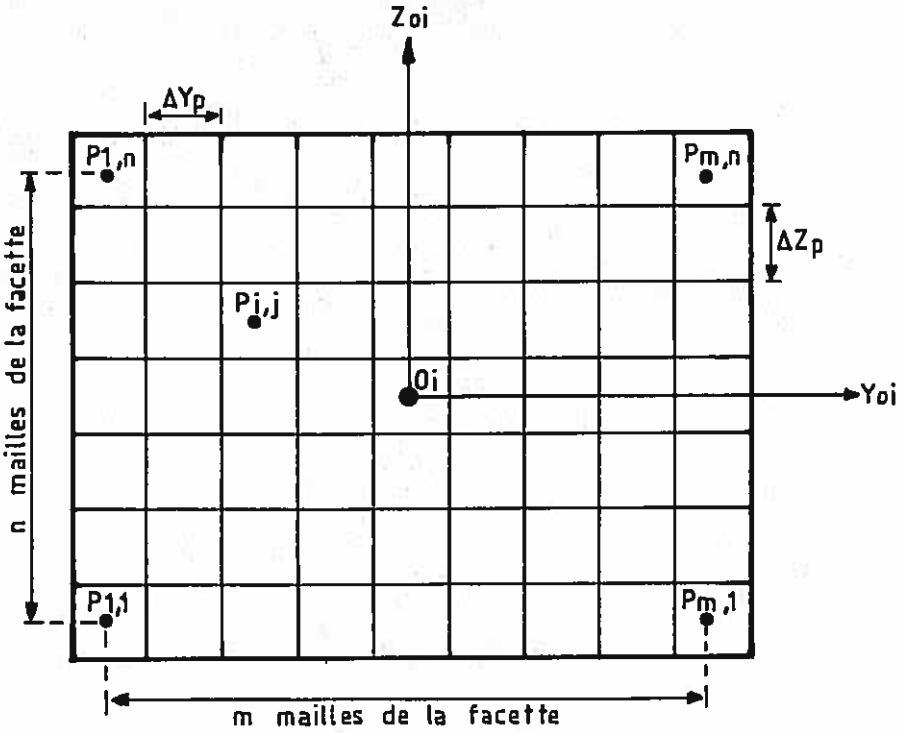


fig II-36 : Découpage de la facette réflectrice en éléments réflecteurs et positions des noeuds du maillage Pi,j. Pour que le centre Oi de la facette corresponde également au centre d'une maille, m et n doivent être impairs.

d'erreur sur a_r et h_r sont indépendantes et suivent des lois de probabilité respectivement notées $pa(a_r)$ et $ph(h_r)$. Ici aussi les lois normales ont été les plus employées; Cette hypothèse nous paraît beaucoup plus adaptée aux cas des héliostats plans d'Odeillo et des héliostats focalisants de la centrale THEMIS, qui ont respectivement été réglés au théodolite et à l'aide d'un instrument équipé de niveaux à bulle; il s'agit là de deux méthodes de réglage classiques qui ne portent pas sur les rayons réfléchis par les facettes.

Quoi qu'il en soit, ce sont les résultats des mesures des défauts de réglage eux-mêmes qui trancheront : nous ne rejetons pas a priori une distribution d'erreur du type $p(\epsilon_r)$, surtout s'il apparaissait que a_r et h_r ne sont pas indépendantes.

Dans le cas où $\overrightarrow{N_{\delta oi}}$ est repéré par les angles a_r et h_r dans Roi, la matrice de passage de Roi à Rδoi est de type P_1. Elle s'obtient donc en appliquant la relation (II-24), et en pratique, le sous-programme HMAT, aux cosinus directeurs $(\alpha_r, \beta_r, \gamma_r)$ de $\overrightarrow{N_{\delta oi}}$ dans Roi. Ceux-ci s'expriment bien sûr en fonction des angles a_r et h_r :

$$\overrightarrow{N_{\delta oi}} = \begin{cases} \cos a_r \cos h_r = \alpha_r \\ \sin a_r \cos h_r = \beta_r \\ \sin h_r = \gamma_r \end{cases} \qquad \text{(II-38)}$$

et la matrice de passage de Roi à Rδoi est notée $P_{1\ Roi\text{-}R\delta oi}$.

L'introduction des erreurs de réglage sur les héliostats focalisants, les héliostats plans, et les concentrateurs fixes consiste alors à modifier les expressions des matrices de passage des repères de travail Rri aux repères liés aux facettes réflectrices Roi, données dans les paragraphes 5.2.5.1, 5.2.5.2, 5.3.2 et 5.4.2. Si $P_{Rri\text{-}Roi}$ est l'expression générale d'une de ces matrices, celle-ci doit être remplacée par $P_{Rri\text{-}R\delta oi}$, avec :

$$P_{Rri\text{-}R\delta oi} = P_{Rri\text{-}Roi} \times P_{1\ Roi\text{-}R\delta oi} \qquad \text{(II-39)}$$

La prise en compte des défauts de réglage dans nos codes de calcul consiste donc à appliquer systématiquement les relations (II-38) et (II-39); cela revient, pour chacune des facettes réflectrices considérées, à introduire ses erreurs de réglage en azimut et en hauteur a_r et h_r, dont il y a en général trois modes de sélection possibles :

1) L'utilisateur du programme choisit lui-même les valeurs de a_r et h_r pour chaque facette.

2) a_r et h_r sont tirées aléatoirement par des sous-programmes utilitaires du calculateur. On peut ainsi choisir des lois uniformes, normales, etc...

3)a_r et h_r sont déterminées à partir de répartitions de luminance expérimentales : cela fera l'objet du chapitre III.

Maintenant que les matrices de passage des repères Rri aux repères Rsoi liés aux facettes réflectrices ont pris leur forme définitive, nous allons examiner rapidement la suite des calculs.

7)CONTRIBUTION D'ECLAIREMENT DU POINT P AU POINT M'

Nous allons expliciter ici les relations générales qui ont été données dans le paragraphe 2 de manière à les rendre aptes à être écrites dans un code de calcul. Pour cela nous nous servirons bien sûr des expressions des deux matrices de passage fondamentales que nous avons déterminées dans les deux paragraphes précédents, pour les trois types de surfaces réflectrices considérés. Ces deux matrices seront notées respectivement :

$$P_{Rri-Rsoi} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} \\ p_{21} & p_{22} & p_{23} \\ p_{31} & p_{32} & p_{33} \end{bmatrix}$$

$$P_{Rri-R'} = \begin{bmatrix} p'_{11} & p'_{12} & p'_{13} \\ p'_{21} & p'_{22} & p'_{23} \\ p'_{31} & p'_{32} & p'_{33} \end{bmatrix}$$

7.1)Calcul du vecteur $\overrightarrow{PM'}$

Celui-ci s'effectue bien sûr dans Rri. Les coordonnées de P dans Rsoi sont notées (X_p, Y_p, Z_p) avec $X_p = f(Y_p, Z_p)$, et les coordonnées de M' dans R' sont (X', Y', Z'). On peut écrire $\overrightarrow{PM'}$ sous la forme :

$$\overrightarrow{PM'} = \overrightarrow{OiO'}+\overrightarrow{O'M'}-\overrightarrow{OiP} = D_i\vec{R}_i+\overrightarrow{O'M'}-\overrightarrow{OiP}$$

avec $D_i = ||\overrightarrow{OiO'}||$ conformément à la relation (II-32). L'expression

matricielle de $\overrightarrow{PM'}$ dans Rri est alors :

$$\overrightarrow{PM'} = D_i \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + P_{Rri-R'} \begin{bmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{bmatrix} - P_{Rri-R8oi} \begin{bmatrix} X_p \\ Y_p \\ Z_p \end{bmatrix}$$

Et on en déduit les composantes du vecteur $\overrightarrow{PM'}$:

$$\overrightarrow{PM'} = \begin{cases} D_i + p'_{11}X' + p'_{12}Y' + p'_{13}Z' - p_{11}X_p - p_{12}Y_p - p_{13}Z_p \\ p'_{21}X' + p'_{22}Y' + p'_{23}Z' - p_{21}X_p - p_{22}Y_p - p_{23}Z_p \\ p'_{31}X' + p'_{32}Y' + p'_{33}Z' - p_{31}X_p - p_{32}Y_p - p_{33}Z_p \end{cases} \quad \text{(II-40)}$$

à partir desquelles il est facile de déterminer $||\overrightarrow{PM'}||$

7.2) Calcul de la normale $\overrightarrow{N_p}$ à la surface réflectrice

Ainsi qu'on l'a vu au paragraphe 2, $\overrightarrow{N_p}$ est un vecteur unitaire normal à la surface réflectrice en P; dans le repère R8oi celui-ci peut se mettre sous la forme générale :

$$\overrightarrow{N_p} = \frac{\overrightarrow{grad}[X_p - f(Y_p, Z_p)]}{||\overrightarrow{grad}[X_p - f(Y_p, Z_p)]||} \quad \text{(II-41)}$$

Les cosinus directeurs $(\alpha_p, \beta_p, \gamma_p)$ du vecteur $\overrightarrow{N_p}$ dans R8oi s'expriment alors :

$$\overrightarrow{N_p} = \begin{bmatrix} \alpha_p \\ \beta_p \\ \gamma_p \end{bmatrix} = \frac{1}{D_f} \begin{bmatrix} 1 \\ -\frac{\partial f}{\partial Y_p}(Y_p, Z_p) \\ -\frac{\partial f}{\partial Z_p}(Y_p, Z_p) \end{bmatrix} \quad \text{(II-42)}$$

avec $D_f = \sqrt{1 + \frac{\partial f^2}{\partial Y_p}(Y_p, Zp) + \frac{\partial f^2}{\partial Z_p}(Y_p, Z_p)}$

Trois cas se présentent suivant les types de facettes réflectrices étudiés :

1) cas d'un module d'héliostat CETHEL III bis : les fonctions $f(Y_p,Z_p)$, $\partial f/\partial Y_p(Y_p,Z_p)$, et $\partial f/\partial Z_p(Y_p,Z_p)$ sont définies par les relations (II-13) et (II-14).

2)cas d'un concentrateur fixe équipé de facettes sphériques : f, $\partial f/\partial Y_p$ et $\partial f/\partial Z_p$ sont définies par les relations (II-17) et (II-18).

3)cas d'un concentrateur fixe équipé de facettes localement paraboloidales : f, $\partial f/\partial Y_p$ et $\partial f/\partial Z_p$ sont définies par les relations (II-19) et (II-20).

Bien entendu, dans le cas d'un héliostat plan équipé de facettes planes, les fonctions f, $\partial f/\partial Y_p$ et $\partial f/\partial Z_p$ sont identiquement nulles, et $\vec{N_p}$ est confondu avec $\vec{N_{Roi}}$.

7.3) Calcul du vecteur $\vec{R_{po}}$

Ce calcul s'effectue dans le repère Roi d'après l'expression vectorielle de la loi de Descartes donnée par la relation (II-5). Il est nécessaire de déterminer au préalable les composantes du vecteur soleil $\vec{S_o}$ dans Roi : pour cela, il faut connaître la matrice de passage du repère Rinst, dans lequel est exprimé $\vec{S_o}$, au repère Roi lié à la facette réflectrice. Cette matrice, notée $P_{Rinst-Roi}$ s'obtient de deux manières différentes, suivant que l'on a affaire à un héliostat focalisant, ou à l'un des deux autres types de surfaces réflectrices. On a :

$$P_{Rinst-Roi} = P_{1\,Rinst-Ro} \times P_{1\,Ro-Roi} \times P_{1\,Roi-Roi}$$

dans le cas de l'héliostat focalisant, et :

$$P_{Rinst-Roi} = P_{1\,Rinst-Roi} \times P_{1\,Roi-Roi}$$

dans le cas de l'héliostat plan et du concentrateur fixe. Ces deux expressions de $P_{Rinst-Roi}$ sont déduites de raisonnements similaires à ceux qui ont été exposés dans les paragraphes 5 et 6.

La séquence de calcul qui permet de déterminer l'expression du vecteur $\vec{R_{po}}$ dans Rri est donc la suivante :

1) $P_{Rinst-Roi}$ est calculée par l'une des deux relations précédentes.

2) Les cosinus directeurs de $\vec{S_o}$ dans Roi s'obtiennent par application de la transposée de la matrice précédente à (α_s, β_s, γ_s), qui sont les cosinus directeurs de $\vec{S_o}$ dans Rinst.

3) $\vec{S_o}$ et $\vec{N_p}$ étant alors tous deux exprimés dans Roi, $\vec{R_{po}}$ se calcule par la relation (II-5).

4) Par application de la matrice de passage $P_{Rri-Roi}$, on obtient enfin les cosinus directeurs de $\vec{R_{po}}$ dans le repère de calcul Rri.

7.4) Contribution d'éclairement en M'

On cherche à présent à déterminer la contribution

d'éclairement en M' de la surface élémentaire dP centrée au point P. D'après la relation (II-6), celle-ci peut s'écrire :

$$dE(M') = R\, L(\epsilon) \frac{(\vec{N_p}\ \vec{PM'})(\vec{N_o'}\ \vec{PM'})}{||\vec{PM'}||^4}\ dP$$

$\vec{PM'}$ et $\vec{R_{po}}$ étant maintenant tous deux exprimés dans Rri, il est facile d'en déduire ϵ et $L(\epsilon)$ par les relations (II-4) et (II-10). Les autres termes qui interviennent dans l'expression de dE(M') s'obtiennent de la façon suivante :

1) l'application de la matrice de passage $P_{Rri-Rsoi}$ permet de déterminer les cosinus directeurs de $\vec{N_p}$ dans Rri. Le produit scalaire $\vec{N_p}\ \vec{PM'}$ se calcule alors sans difficulté.

2) les composantes de $\vec{N_o'}$ dans Rri sont $(p'_{11}, p'_{21}, p'_{31})$. Le produit scalaire $\vec{N_o'}\ \vec{PM'}$ se calcule lui aussi sans difficulté.

3) dP est défini par la relation générale :

$$dP = \sqrt{1 + \frac{\partial f^2}{\partial Y_p}(Y_p, Z_p) + \frac{\partial f^2}{\partial Z_p}(Y_p, Z_p)}\ dY_p\ dZ_p \qquad \text{(II-43)}$$

que l'on écrit en pratique : $dP = D_f\ \Delta Y_p\ \Delta Z_p$
où D_f a été explicité dans les relations (II-42), et ΔY_p et ΔZ_p sont les pas d'intégration du maillage de la facette réflectrice considérée (fig.II-36).

En faisant la somme des valeurs de dE(M') calculées pour tous les points $P_{i,j}$ du maillage d'une facette réflectrice, on arrive à l'éclairement formé en M' par l'ensemble de la facette. Il faut ensuite répéter ces opérations pour les facettes voisines, ce qui impose d'utiliser des repères Rri et Rsoi différents, dont la détermination (et les calculs des matrices de passage qui y sont attachés) devra avoir été préalablement effectuée. Les codes de calcul auxquels nous avons ainsi abouti doivent à présent paraître bien lourds. Toutefois, leur avantage est de n'admettre aucune approximation, à partir du moment où les caractéristiques géométriques des facettes réflectrices équipant les systèmes considérés, et en particulier leur relief, ont été précisément définies. Mais même ainsi la prise en compte de certains défauts de surface fréquents sur les grandes installations solaires reste difficile, comme nous aurons l'occasion de le voir.

8) VISUALISATION DES REPARTITIONS DE LUMINANCE

Nous décrivons ici le principe des codes de simulation graphique que nous avons développés pour la représentation des répartitions de luminance observables du point M'. Nous nous limiterons au cas de l'héliostat focalisant en précisant que les cas de l'héliostat plan et du concentrateur fixe sont tous deux moins complexes, même s'ils nécessitent parfois l'usage de repères différents.

Le système d'observation (généralement un appareil photographique) est disposé dans le plan récepteur (P'), au point M' de coordonnées (X', Y', Z') dans R'. L'axe de visée est supposé confondu avec la droite M'O : l'appareil photographique vise en fait le centre de l'héliostat (fig.II-37). Ainsi que nous l'avons vu au paragraphe 5.2.1, cet axe est dirigé par le vecteur $\vec{V_o}$ qui s'obtient par la relation :

$$\vec{V_o} = \frac{\overrightarrow{OM'}}{D_v} = \frac{\overrightarrow{OO'} + \overrightarrow{O'M'}}{D_v} \qquad \text{(II-44)}$$

où D_v est la distance de visée définie par : $D_v = ||\overrightarrow{OM'}||$ (II-45)

Le calcul de $\overrightarrow{OM'}$ dans Rinst nécessite la connaissance de la matrice de passage de Rinst à R' : celle-ci est de type P_1 et peut donc être calculée par le sous-programme utilitaire HMAT appliqué aux cosinus directeurs de $\vec{N}'_o$: ceux-ci sont définis par les relations (II-26). En notant cette matrice $P_{1\ Rinst-R'}$ et en conservant les autres notations du paragraphe 5.2.1, on obtient l'expression des composantes de $\overrightarrow{OM'}$ dans Rinst :

$$\overrightarrow{OM'} = \begin{bmatrix} X'_o - X_o \\ Y'_o - Y_o \\ Z'_o - Z_o \end{bmatrix} + P_{1\ Rinst-R'} \begin{bmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{bmatrix} \qquad \text{(II-46)}$$

Les relations (II-44) à (II-46) permettent donc de déterminer précisément les cosinus directeurs (α_v, β_v, γ_v) de $\vec{V_o}$ dans Rinst.

On suppose que l'image enregistrée sur la pellicule de l'appareil photographique est, en réduction, la projection conique par rapport au point M' de la surface de l'héliostat sur le plan de visée OYvZv perpendiculaire à $\vec{V_o}$ (fig.II-37). Nous cherchons donc à déterminer, pour chaque point P de la surface réflectrice, le vecteur $\overrightarrow{OH}$ qui nous permettra de le replacer précisément sur la simulation graphique du cliché. Pour cela, nous avons besoin de deux

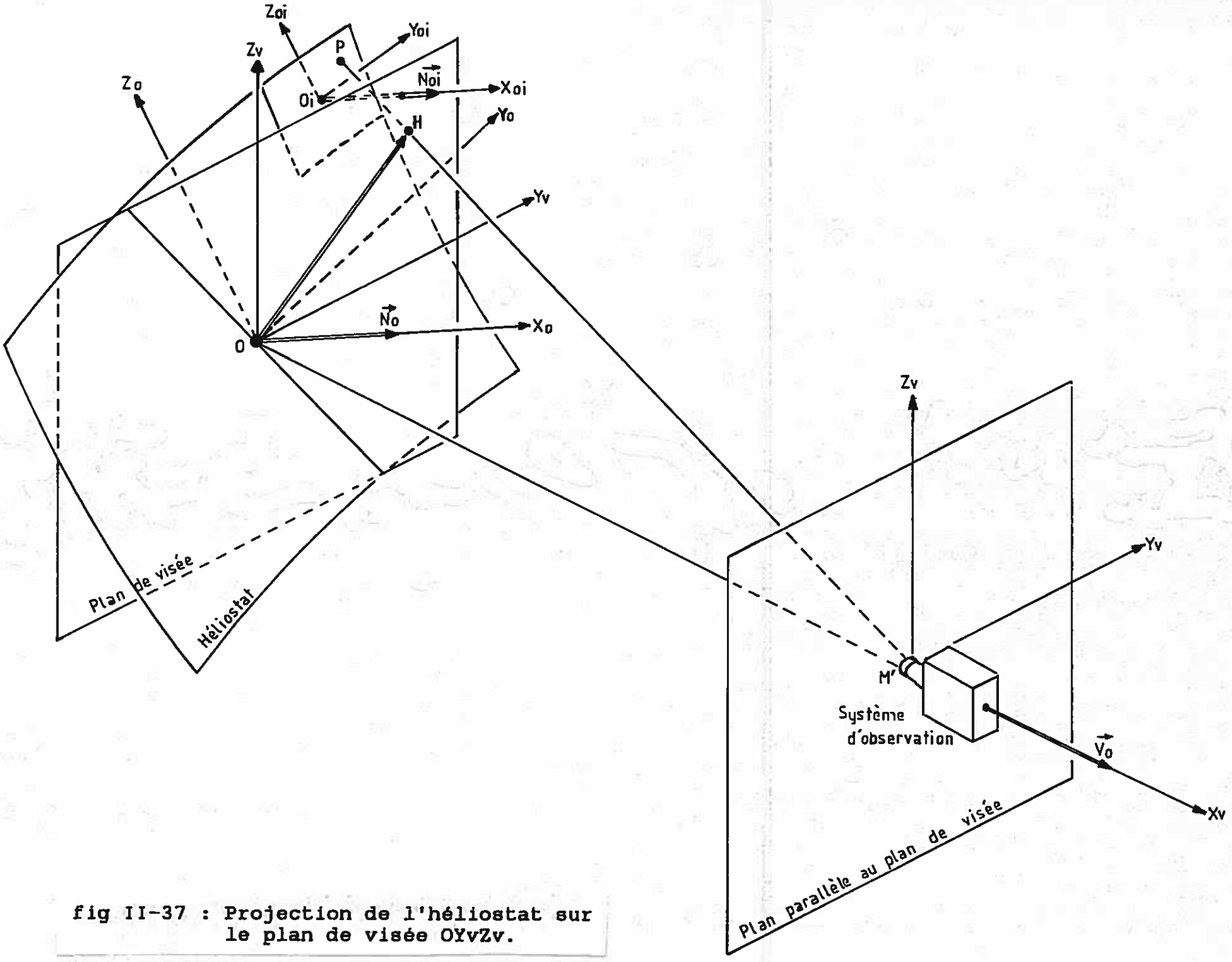


fig II-37 : Projection de l'héliostat sur le plan de visée OYvZv.

matrices, qui permettront de passer du repère Rv lié à l'axe de visée aux repères Ro et Rsoi respectivement liés à l'héliostat et au centre Oi du module réflecteur considéré. La matrice de passage de Rv dans Ro est de type P_2, et s'obtient donc par application directe de la relation (II-21) (sous-programme HIMAT) aux cosinus directeurs des vecteurs $\vec{V_o}$ et $\vec{N_o}$ dans Rinst. Nous la notons $P_{2\ Rv-Ro}$. La matrice de passage de Rv à Rsoi, quant à elle, s'obtient par composition de matrices :

$$P_{\ Rv-Rsoi} = P_{2\ Rv-Ro} \times P_{\ Ro-Rsoi} \qquad (II-47)$$

On rappelle que la détermination des matrices $P_{\ Ro-Rsoi}$ a fait l'objet des paragraphes 5.2.5 et 6 dans le cas de l'héliostat focalisant. Alors, suivant les notations du paragraphe 5.2.1, il est possible de calculer les coordonnées (X_{pv}, Y_{pv}, Z_{pv}) du vecteur $\vec{OP}$ dans Rv par la relation matricielle :

$$\vec{OP} = \vec{OOi}+\vec{OiP} = \begin{bmatrix} X_{pv} \\ Y_{pv} \\ Z_{pv} \end{bmatrix} = P_{2\ Rv-Ro} \begin{bmatrix} X_{oi} \\ Y_{oi} \\ Z_{oi} \end{bmatrix} + P_{\ Rv-Rsoi} \begin{bmatrix} X_p \\ Y_p \\ Z_p \end{bmatrix} \qquad (II-48)$$

Or, $\vec{OP}$ peut être lié à $\vec{OH}$ par la relation :

$$\vec{OH} = \vec{OM'} + \vec{M'H} = \vec{OM'} + \lambda\ \vec{M'P} = (1-\lambda)\ \vec{OM'} + \lambda\ \vec{OP}$$

où λ est tel que $\vec{OH}\ \vec{V_o} = 0$. Nous pouvons donc l'exprimer sous la forme :

$$\lambda = \frac{\vec{OM'}\ \vec{V_o}}{\vec{PM'}\ \vec{V_o}} = \frac{\vec{OM'}\ \vec{V_o}}{\vec{OM'}\ \vec{V_o} - \vec{OP}\ \vec{V_o}}$$

Comme d'autre part $\vec{OM'}\ \vec{V_o} = D_v$, on peut alors écrire :

$$\vec{OH} = D_v\ \vec{V_o} + \frac{D_v}{D_v - \vec{OP}\ \vec{V_o}} [\vec{OP} - D_v\ \vec{V_o}] \qquad (II-49)$$

d'où l'on déduit enfin les coordonnées (X_H, Y_H, Z_H) de $\vec{OH}$ dans Rv :

$$X_H = 0$$

$$Y_H = \frac{D_v\ Y_{pv}}{D_v - X_{pv}} \qquad (II-50)$$

$$Z_H = \frac{D_v\ Z_{pv}}{D_v - X_{pv}}$$

Celles-ci nous permettront de représenter l'ensemble de la surface réflectrice vue du point M', et ceci quelle que soit l'orientation de l'héliostat. Les relations (II-48) à (II-50) ont donc été regroupées dans un petit sous-programme de calcul

utilitaire, appelé PROH, dont les paramètres d'entrée sont les coordonnées (X_{oi}, Y_{oi}, Z_{oi}) et (X_p, Y_p, Z_p) des points Oi et P, ainsi que les matrices $P_{2\ Rv-Ro}$ et $P_{\ Rv-R\delta oi}$, et les paramètres de sortie sont Y_H et Z_H. L'application de ce sous-programme au cas des héliostats plans et des concentrateurs fixes ne nécessite qu'une légère modification des paramètres d'entrée, qui ne sera pas exposée ici.

Une fois que les coordonnées Y_H et Z_H ont été définies pour l'ensemble des points $P_{i,j}$ de la surface réflectrice considérée, et qu'on leur a associé les valeurs de l'angle ϵ (et les luminances $L(\epsilon)$ déduites de la relation (II-10)) correspondantes, deux modes de simulation graphique sont possibles,au gré de l'utilisateur : le premier est une représentation des luminances observées sur la surface réflectrice en fausses couleurs, rapide et facile à effectuer sur le calculateur Solar 16-40 du laboratoire. En pratique, nous avons plus souvent utilisé le deuxième mode qui consiste en une représentation en noir et blanc déduite des courbes iso-luminance (*) inscrites sur la surface réflectrice; celles-ci nous permettent en effet de réaliser des simulations graphiques plus proches de nos répartitions expérimentales de luminance, qui, ainsi qu'on le verra dans les chapitres suivants, consistent essentiellement en des séries de clichés photographiques noir et blanc.

9) ORGANIGRAMMES

Il n'était pas envisageable de reproduire ici tous les organigrammes des nombreux codes de calcul qui ont été réalisés à partir des principes exposés dans ce chapitre, d'une part parce que nous avons trois types de surfaces réflectrices fort différentes à étudier (héliostats focalisants, héliostats plans, et concentrateurs fixes), et d'autre part, parce que les séquences de calcul des facteurs de concentration C(M') ont été systématiquement séparées des codes de simulation graphique.

(*) La détermination de celles-ci a nécessité la mise au point d'un sous- programme de calcul adapté, qui n'était pas disponible à l'époque sur notre calculateur. Néanmoins, il n'y a pas lieu de revenir ici sur son principe, qui est à la fois très classique et très simplifié.

De plus, on a pu constater que plusieurs variantes sont possibles pour un même programme : cas d'héliostats focalisants sphériques ou réglés en dehors de leurs axes, introduction individuelle ou aléatoire des défauts de réglage, ou détermination directe de ceux-ci à partir de clichés, cas du concentrateur fixe d'Odeillo considéré dans sa totalité ou limité à un sous-ensemble de panneaux, etc...Enfin, et bien que ce ne soit pas leur but principal, nous avons également adapté nos codes de calcul à la détermination de cartes de flux réfléchies par des héliostats plans ou focalisants, ou à l'évaluation des variations du facteur de concentration C(M') en un point donné, en fonction de l'heure de la journée, pour certaines journées types (héliostats focalisants). Il fallait donc faire un choix et l'on trouvera finalement dans les pages qui suivent:

1) L'organigramme du code de calcul de C(M') dans le cas d'un héliostat focalisant CETHEL III bis.

2) L'organigramme du code de calcul de C(M') dans le cas d'un héliostat plan, encore qu'il soit abusif de parler alors de concentration : il s'agit plutôt d'un facteur de réflexion apparent.

3) L'organigramme du code de calcul de C(M') formé par un ensemble de panneaux réflecteurs du concentrateur paraboloïdal du four solaire de 1000 kW d'Odeillo.

4) L'organigramme du code de simulation graphique des répartitions de luminance observables sur ces panneaux; il s'agit du traitement graphique associé au code de calcul précédent.

Nous nous sommes efforcés d'indiquer, chaque fois que c'était possible, les principales variantes en les représentant par des aiguillages.

10) PREMIERS RESULTATS. LUMINANCE OBSERVABLE SUR UN PARABOLOIDE DE REVOLUTION

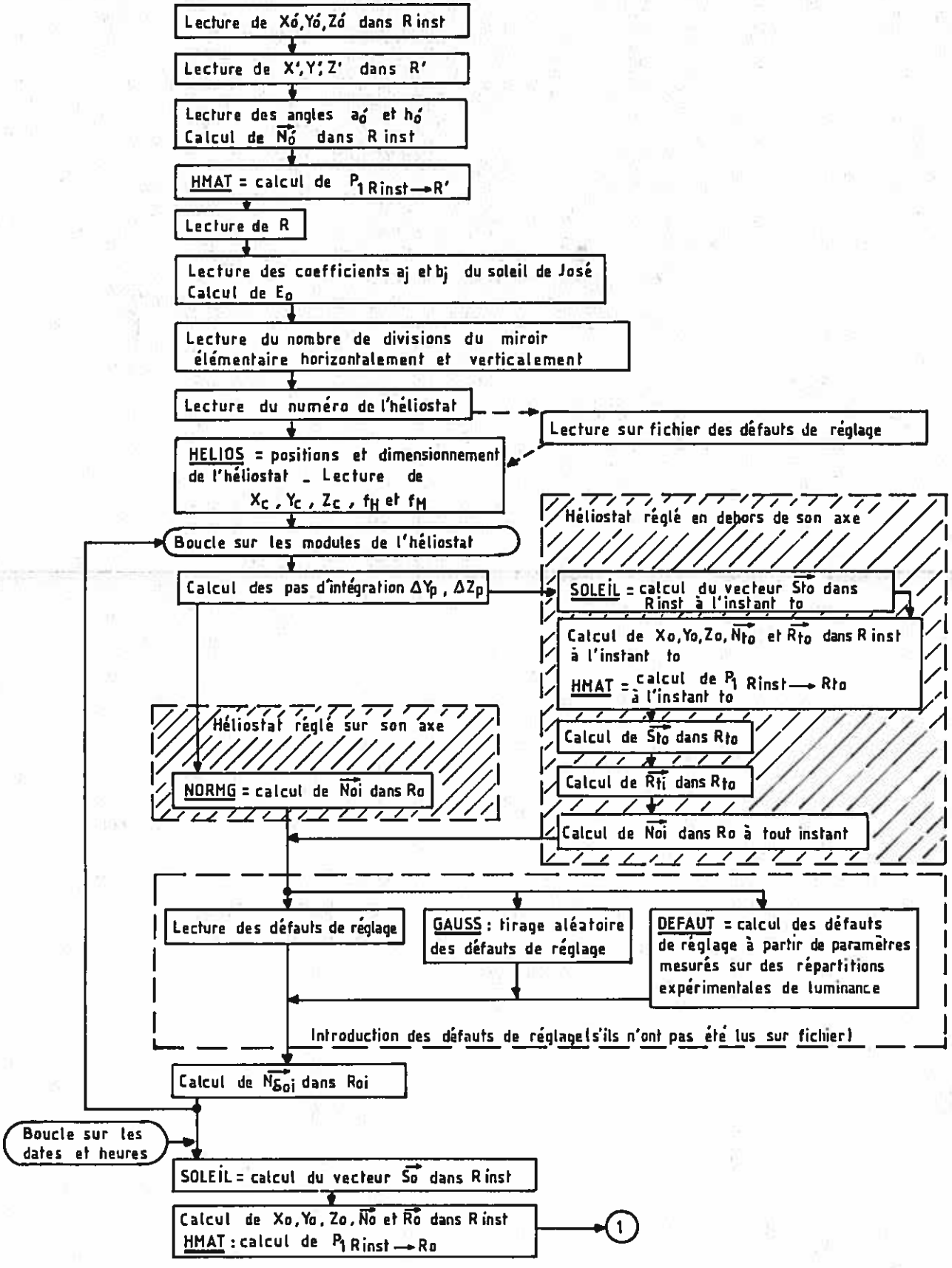
A titre d'exemple d'application de nos codes de calcul, nous avons envisagé de représenter les répartitions de luminance observables sur l'ensemble de la surface du concentrateur paraboloïdal du four solaire de 1000 kW, à partir de points d'observation situés dans le volume focal de l'installation. Nous avons ainsi introduit des décalages axiaux, latéraux, ou des combinaisons des deux précédents. Le concentrateur a été pour l'occasion supposé exempt de défauts de réglage, ce qui veut dire que

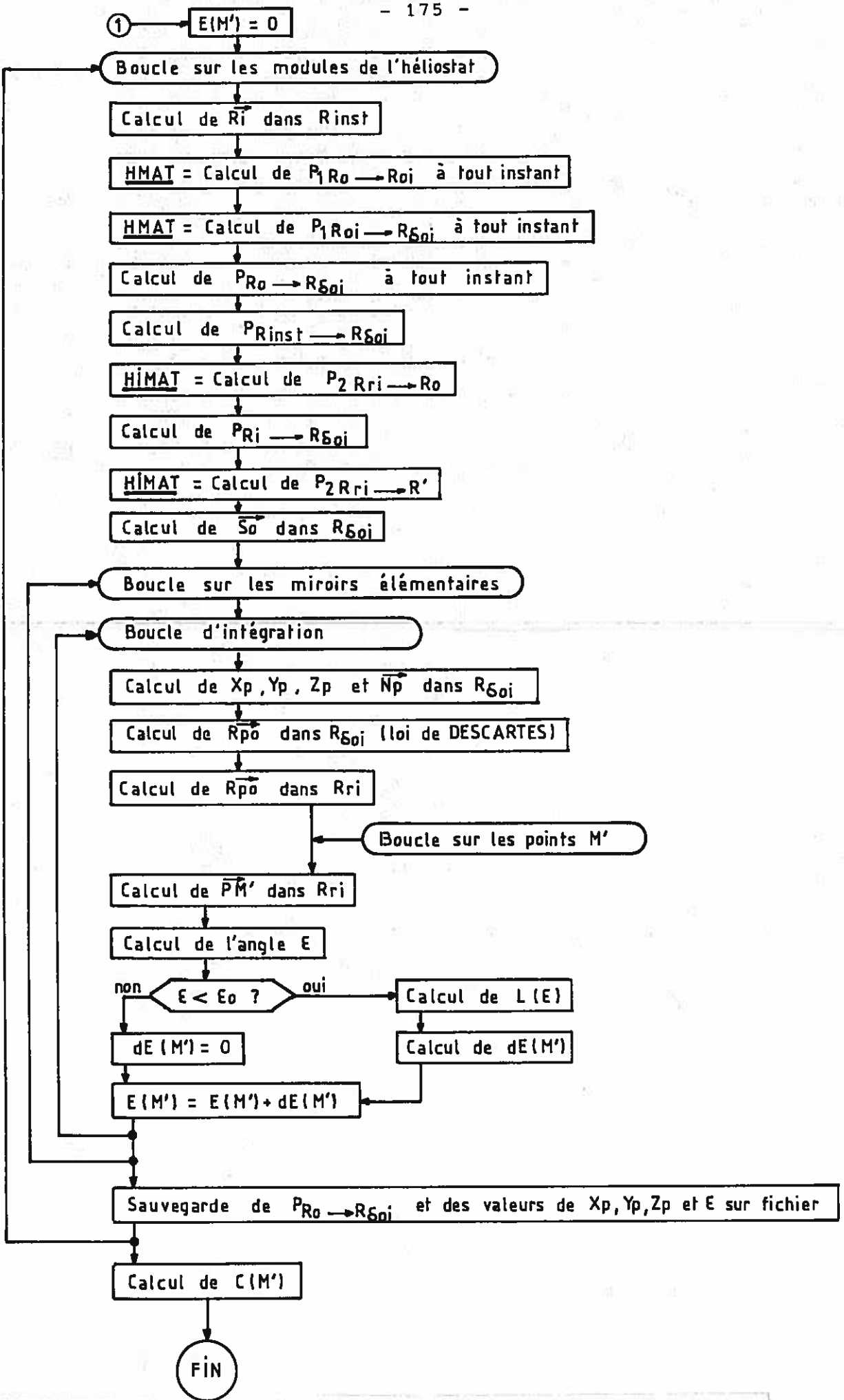
toutes les facettes réflectrices sont tangentes à la surface du paraboloïde idéal. Dans ces conditions, la disposition des courbes iso-luminance observées d'un point M' est caractéristique d'un concentrateur paraboloïdal parfait, et les résultats que nous présentons sur les planches II-1 et II-2 peuvent être extrapolés à n'importe quel système de ce type (nous pensons en particulier aux concentrateurs d'une seule pièce, tels les anciens miroirs de DCA); seuls devront être éventuellement modifiés les contours du concentrateur, les cotes des points d'observation M' étant simplement ajustées par le rapport des focales.

La planche II-1 représente, en projection sur un plan vertical Est-Ouest, les courbes iso-luminance observables d'un point M', successivement situé sur l'axe du paraboloïde, à 9 cm en avant du foyer, et dans le plan focal vertical du concentrateur, 6 cm à l'ouest du point focal. Il s'agit donc respectivement d'un décalage axial et d'un décalage latéral.

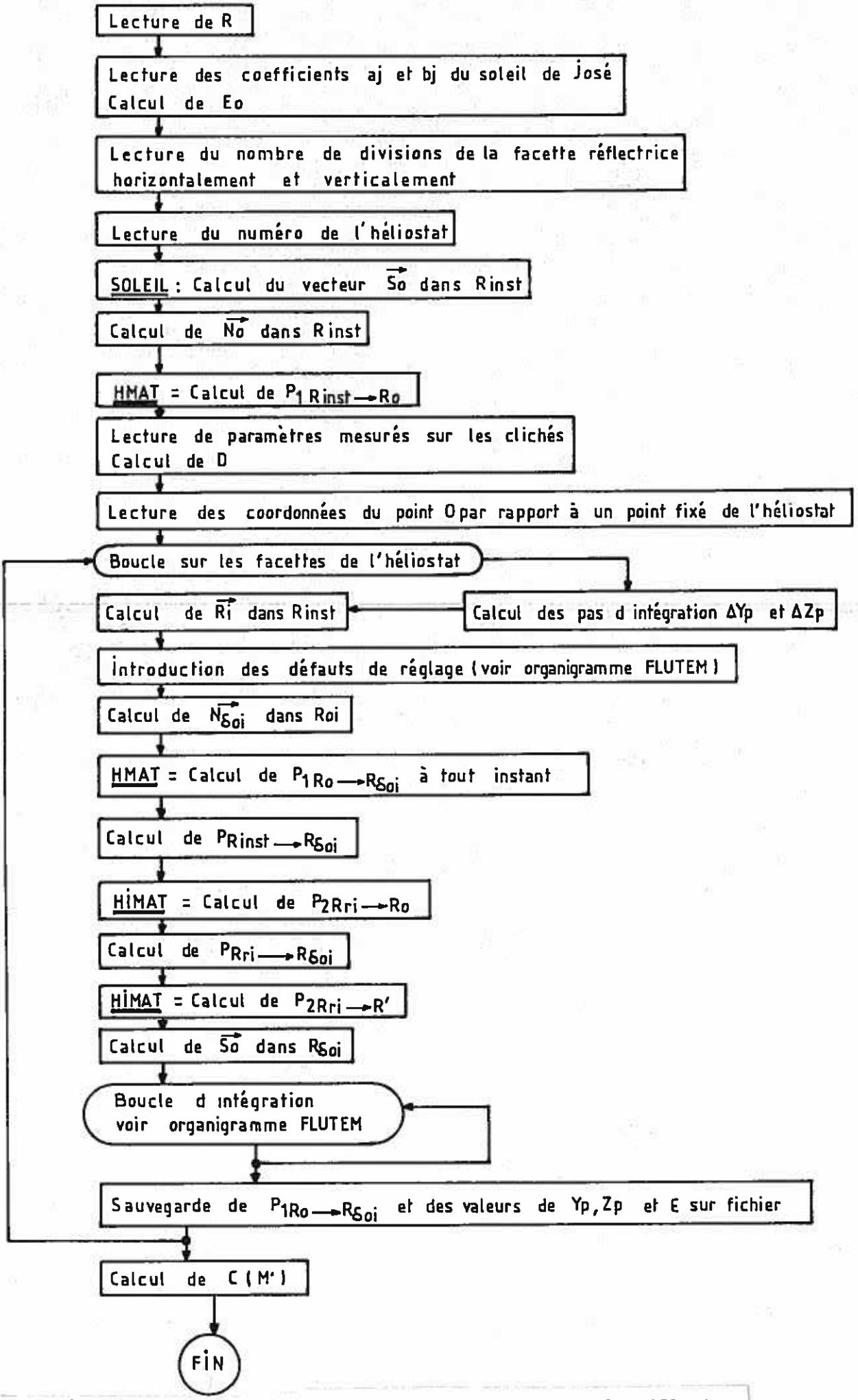
La planche II-2 nous présente deux combinaisons différentes de ces deux types de décalage. Les coordonnées de M' sont respectivement (4,0,8) et (-5,9,0), exprimées en centimètres dans le repère R' (voir le paragraphe 5.4.1), dont on suppose que les axes FY' et FZ' sont ici parallèles aux axes SYinst et SZinst du repère Rinst.

L'étude de ces planches nous permet de retrouver une règle classique d'optique géométrique : si la géométrie de l'ensemble concentrateur-point d'observation présente une quelconque symétrie, celle-ci doit se retrouver sur les répartitions de luminance vues de M'. Ainsi, dans le cas d'un décalage axial (figure supérieure de la planche II-1), la symétrie de révolution est conservée et les courbes iso-luminance sont des cercles centrés sur le sommet du paraboloïde. Par contre, dans le cas du décalage latéral (figure inférieure de la planche II-1), il ne subsiste qu'un plan de symétrie contenant le point M' et l'axe du concentrateur; on retrouve effectivement cette symétrie (par rapport au plan horizontal, dans le cas considéré ici) sur les répartitions de luminance vues de M', et le même principe reste valable pour les décalages combinés de la planche II-2. L'examen de ces courbes iso-luminance permet également de vérifier que les hypothèses d'Aparisi les concernant (voir chapitre I, paragraphe 4.2) n'étaient pas fondées.

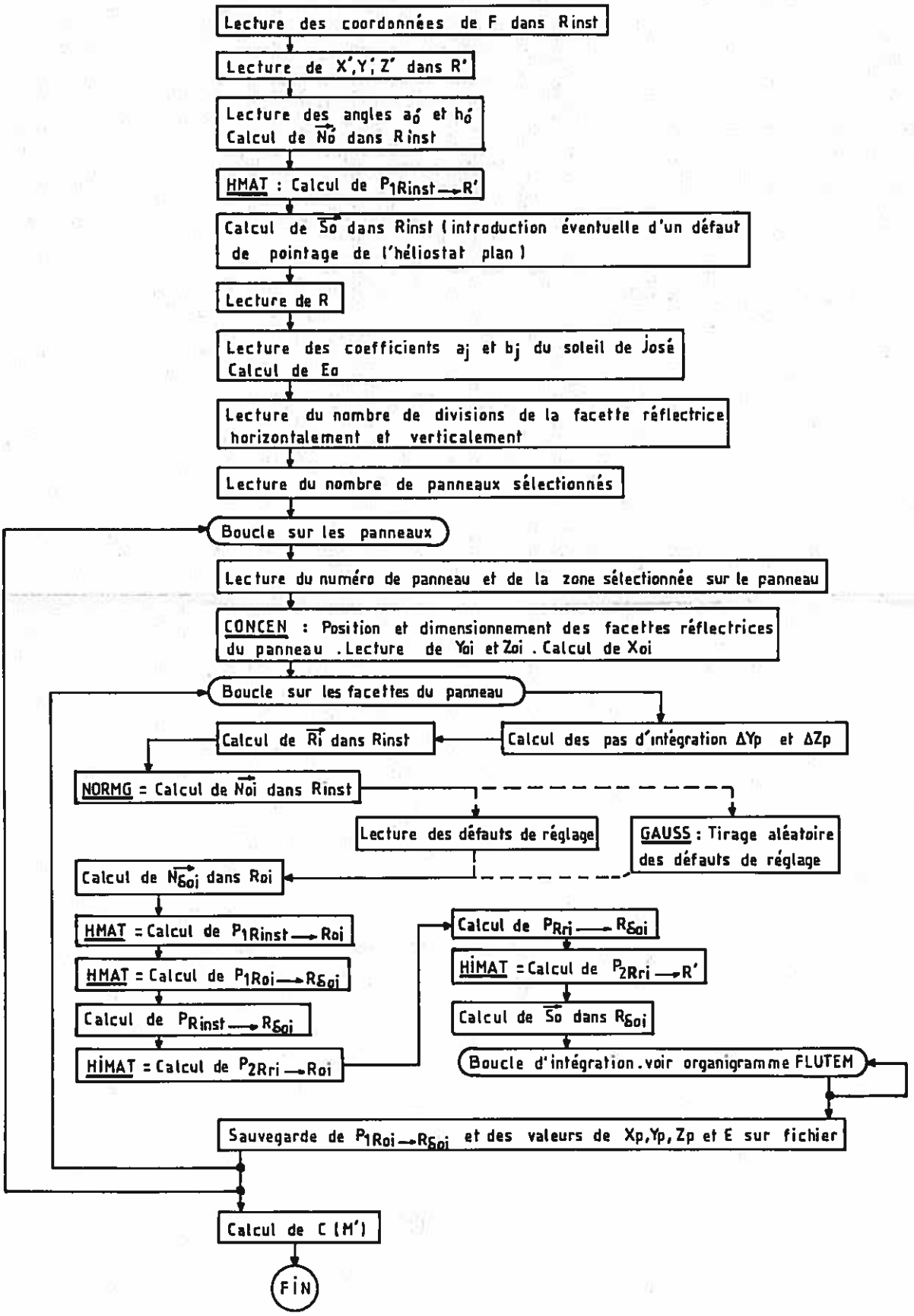

Lecture de Xó,Yó,Zó dans R inst
Lecture de X',Y',Z' dans R'
Lecture des angles aó et hó
Calcul de N⃗ó dans R inst
HMAT = calcul de P1 Rinst→R'
Lecture de R
Lecture des coefficients aj et bj du soleil de José
Calcul de Eo
Lecture du nombre de divisions du miroir élémentaire horizontalement et verticalement
Lecture du numéro de l'héliostat
Lecture sur fichier des défauts de réglage
HELIOS = positions et dimensionnement de l'héliostat _ Lecture de Xc , Yc , Zc , fH et fM
Héliostat réglé en dehors de son axe
Boucle sur les modules de l'héliostat
Calcul des pas d'intégration ΔYp , ΔZp
SOLEIL = calcul du vecteur Sto dans Rinst à l'instant to
Calcul de Xo,Yo,Zo, Nto et Rto dans R inst à l'instant to
HMAT = calcul de P1 Rinst→Rto à l'instant to
Héliostat réglé sur son axe
Calcul de Sto dans Rto
Calcul de Rti dans Rto
NORMG = calcul de Noi dans Ro
Calcul de Noi dans Ro à tout instant
Lecture des défauts de réglage
GAUSS : tirage aléatoire des défauts de réglage
DEFAUT = calcul des défauts de réglage à partir de paramètres mesurés sur des répartitions expérimentales de luminance
Introduction des défauts de réglage(s'ils n'ont pas été lus sur fichier)
Calcul de NSoi dans Roi
Boucle sur les dates et heures
SOLEIL = calcul du vecteur So dans R inst
Calcul de Xo,Yo, Zo, No et Ro dans R inst
HMAT : calcul de P1 Rinst→Ro
1



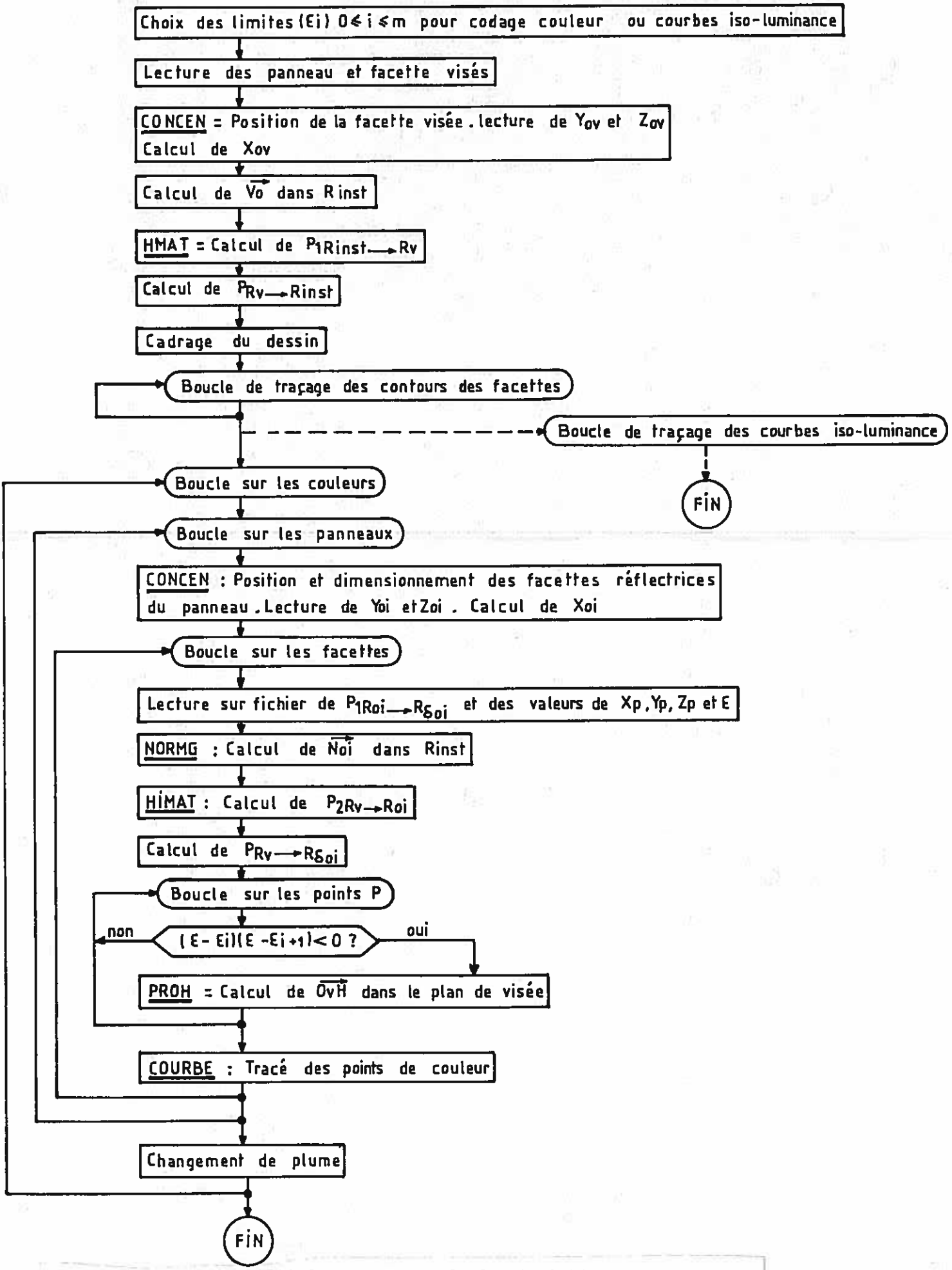
Organigramme de FLUTEM : code de calcul des facteurs de concentration C(M') formés par un héliostat focalisant CETHEL III bis



Organigramme de FLUPLA : code de calcul des facteurs de réflexion apparents formés par un héliostat plan dans un plan normal aux rayons réfléchis



Organigramme de FLUCON : code de calcul des facteurs de concentration C(M') formés par un ensemble de panneaux du concentrateur fixe du four de 1000 kW d'Odeillo

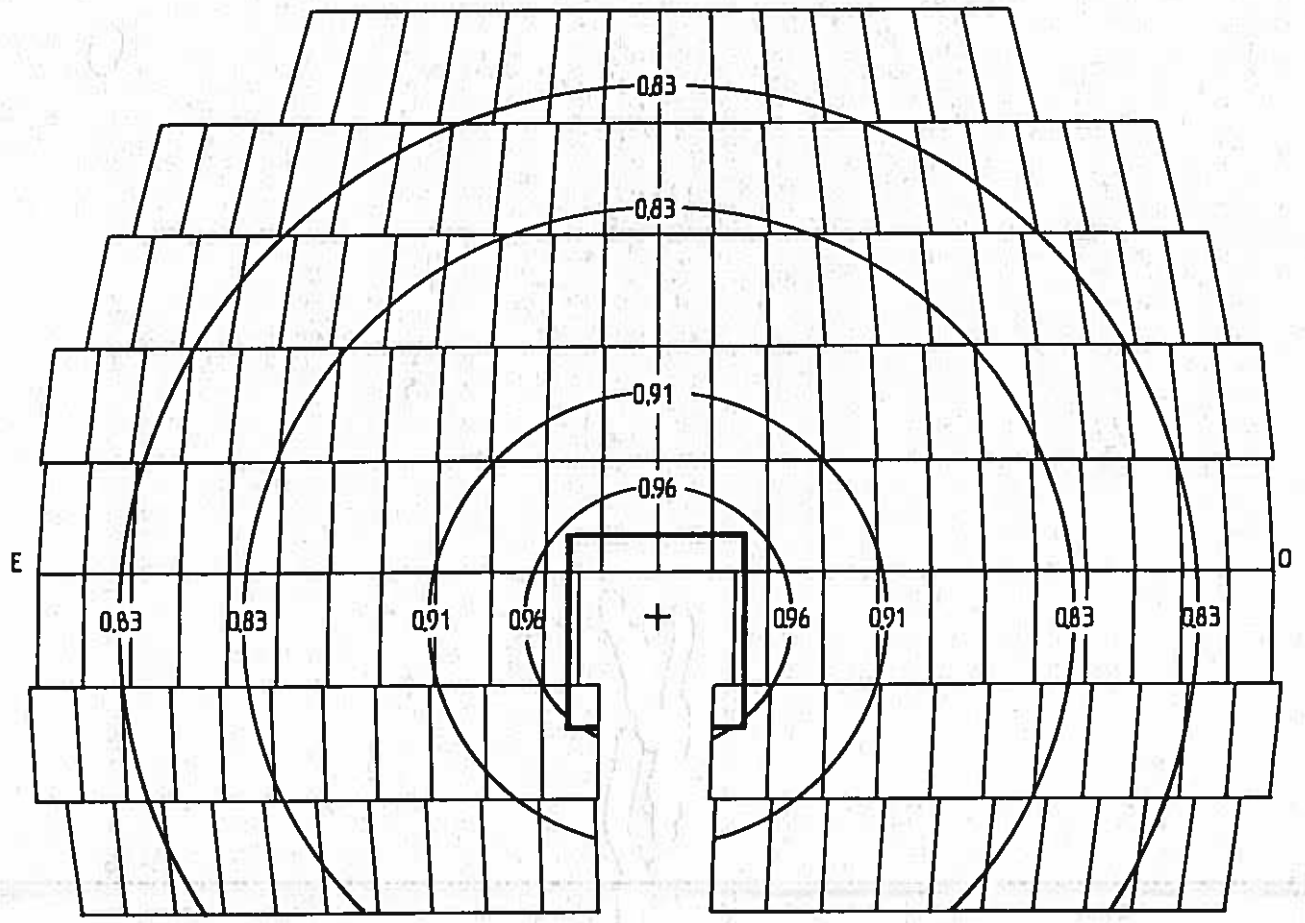


Organigramme simplifié de DESCON : code de simulation graphique des répartitions de luminance observées sur un ensemble de panneaux du concentrateur fixe du four de 1000 kW d'Odeillo

On pourrait discuter longtemps de l'intérêt de ce genre d'application de notre code de calcul. Dans le cas d'un soleil à luminance uniforme, par exemple, il pourrait servir à délimiter précisément, au voisinage du point focal, le volume qui permet d'obtenir, en tout point, une distribution uniforme de luminance. D'autre part, ces résultats pourraient être utilement intégrés à des codes de modélisation du comportement de certains systèmes récepteurs. Mais en réalité, les concentrateurs paraboliques utilisés en énergie solaire présentent tous, à des degrés divers, des imperfections spécifiques, telles leurs erreurs de surface et de réglage, qui ont pour effet de modifier considérablement les distributions de luminance théoriques; c'est d'ailleurs le but principal de cette étude que de remonter à ces erreurs, à partir de l'observation des répartitions de luminance réelles. Il n'y a donc pas lieu de s'étendre plus longuement sur ces résultats, qui sont en fait purement scolaires.

11) COMPARAISON AVEC D'AUTRES CODES DE CALCUL

Il était intéressant à plus d'un titre de confronter les résultats obtenus grâce à nos codes de calcul avec ceux de programmes dont la validité n'est plus à démontrer aujourd'hui; cela nous permettait en effet de contrôler la justesse de nos résultats, de vérifier ainsi que nos hypothèses de départ étaient bien fondées, et enfin, de mieux cerner les possibilités de notre code de calcul, en en précisant les avantages et les inconvénients vis-à-vis des multiples codes concurrents disponibles à l'heure actuelle, tant en France qu'aux Etats-Unis. Toutefois, il serait déraisonnable de vouloir entrer en compétition avec ceux-ci : notre méthode d'intégration point par point sur les surfaces réflectrices, et qui doit être réitérée pour chaque point de calcul M', réclame en effet un temps d'exécution trop important, dès lors qu'il s'agit de déterminer, sous forme de cartes de flux, les répartitions d'éclairement formées dans un plan récepteur par une installation comprenant un nombre élevé de facettes réflectrices. Par contre, si l'on considère seulement un sous-ensemble donné de cette installation (par exemple, un héliostat appartenant à un champ), les temps de calcul restent acceptables, et c'est pourquoi nous avons mis au point une variante supplémentaire de notre code de calcul des facteurs de concentration réalisés par un héliostat focalisant,


0.83
0.83
0.91
0.96
E
O
0.83
0.83
0.91
0.96
0.96
0.91
0.83
0.83

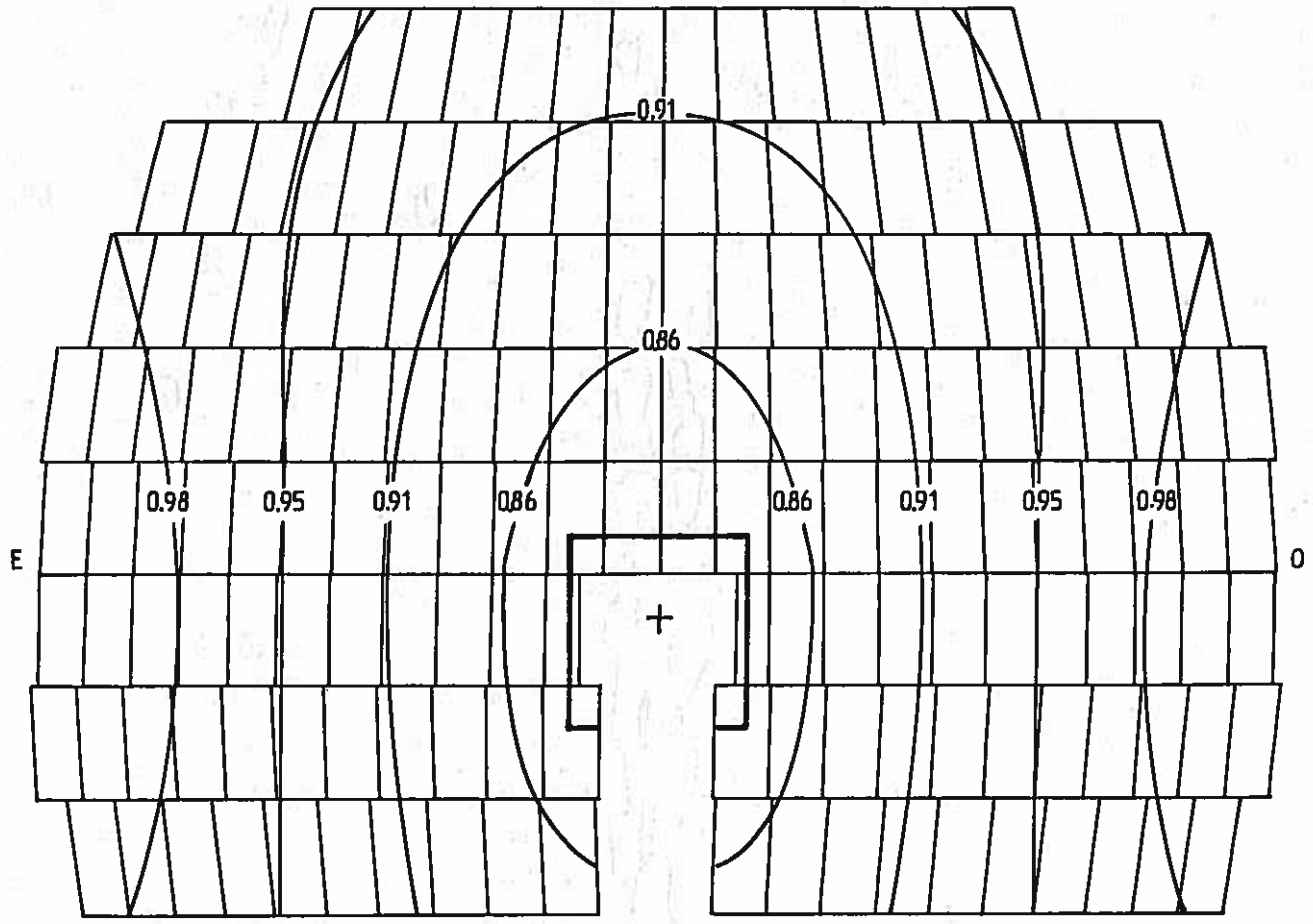
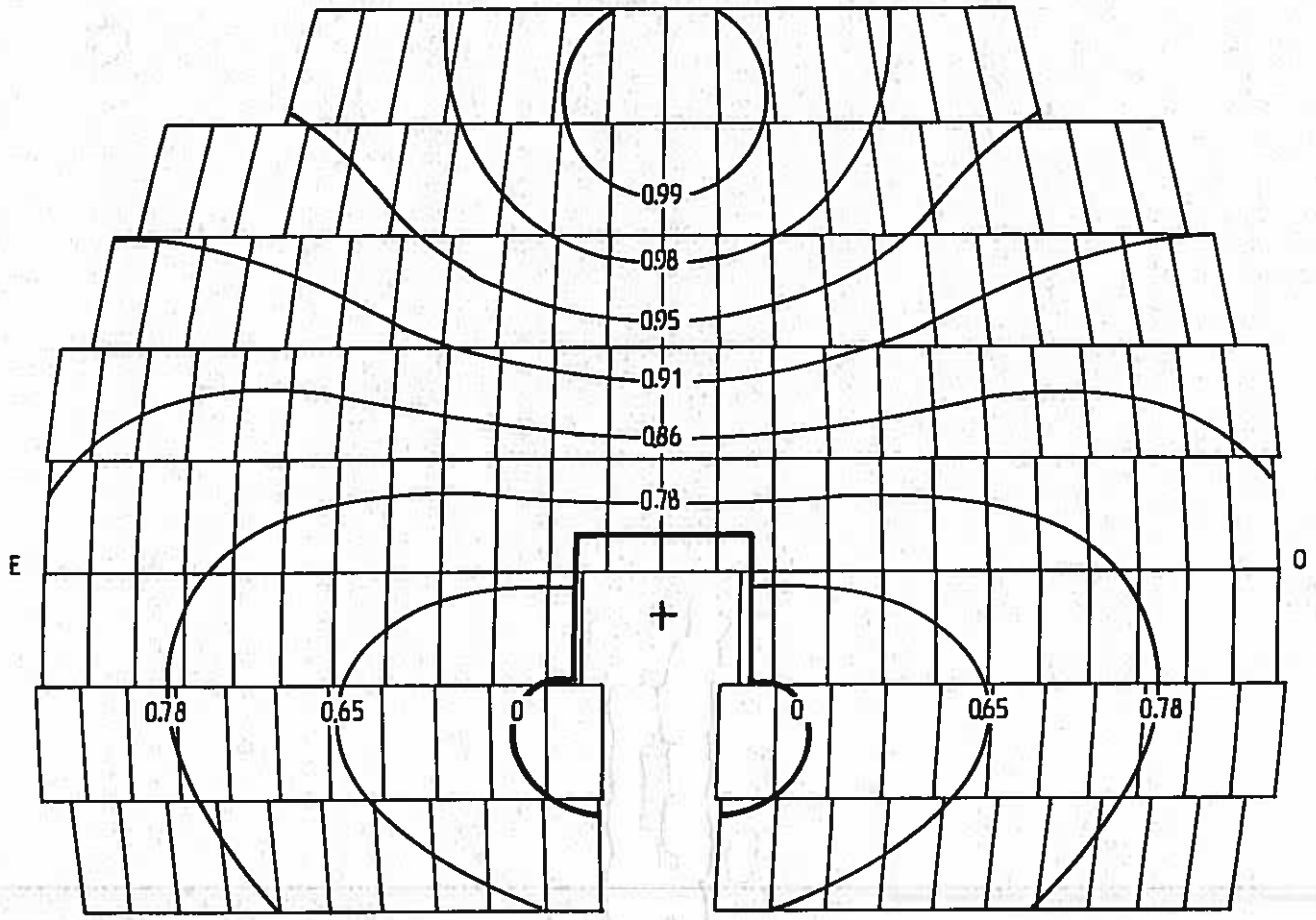

0.91
0.86
0.98
0.95
0.91
0.86
0.86
0.91
0.95
0.98
E
O

Planche II-I


0.99
0.98
0.95
0.91
0.86
0.78
E
O
0.78
0.65
0
0
0.65
0.78

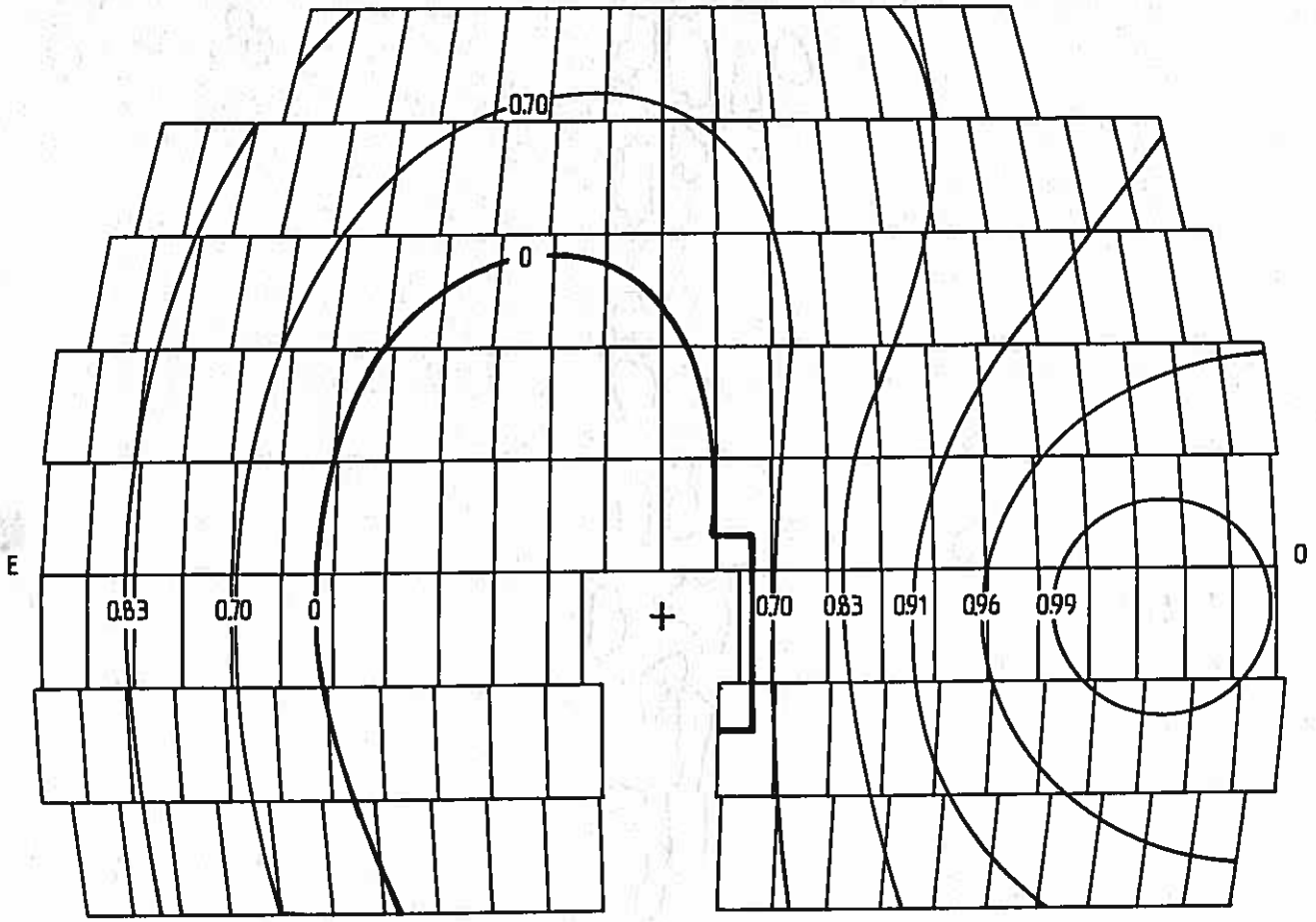

0.70
0
E
O
0.83
0.70
0
0.70
0.83
0.91
0.96
0.99

Planche II-2

destinée à établir les répartitions de densité de flux qu'il forme dans un plan cible. Pour l'occasion la surface de l'héliostat ne sera découpée qu'en 1600 éléments réflecteurs, alors que nous pouvons aller jusqu'à 12000 éléments ou plus dans le cas où seule la simulation des distributions de luminance observables sur l'héliostat fait l'objet du calcul.

A l'initiative de M.Izygon, de l'ECP, et de J.J.Bézian, du GEST, il a ensuite été décidé, dans le cadre d'une étude comparative des principaux codes de calcul français et américains [76], de confronter les résultats fournis par les trois codes suivants, et qui ne sont relatifs qu'à un seul héliostat :

1) le code américain MIRVAL (voir le paragraphe 4.3 du premier chapitre), élaboré en 1978 pour l'évaluation des performances énergétiques de différents champs d'héliostats lors de l'étude préliminaire du projet SOLAR ONE à Barstow (USA), et qui était disponible à l'ECP.

2) le code de calcul mis au point par J.J.Bézian (paragraphe 4.4.3.2 du premier chapitre) à THEMIS, et qui constitue la version la plus évoluée et la plus performante d'une lignée de programmes dont le principe de base est celui de l'approximation de Courrèges.

3) et enfin, notre propre code de calcul des performances d'un héliostat focalisant, tel qu'il vient d'être décrit dans ce chapitre.

Bien entendu, les paramètres d'entrée de ces trois programmes devaient être rigoureusement identiques, et nous les avons fixés comme suit :

* Les répartitions de densité de flux sont calculées dans le plan de la cible active (voir le paragraphe 2.3 du chapitre V) à 12h et 16h GMT au cours de la journée du 21 mars 1986.

* Le coefficient de réflexion des modules de l'héliostat vaut 0,9.

* La loi de luminance solaire est la loi de José donnée par la relation (II-10).

* Les héliostats choisis ne présentent ni dépointage, ni déréglages.

Les figures II-38 A et B représentent une coupe horizontale

des répartitions de densité de flux formées dans le plan de la cible active par l'héliostat 116, et établies par ces trois codes de calcul. A la vue de ces courbes, plusieurs remarques s'imposent.

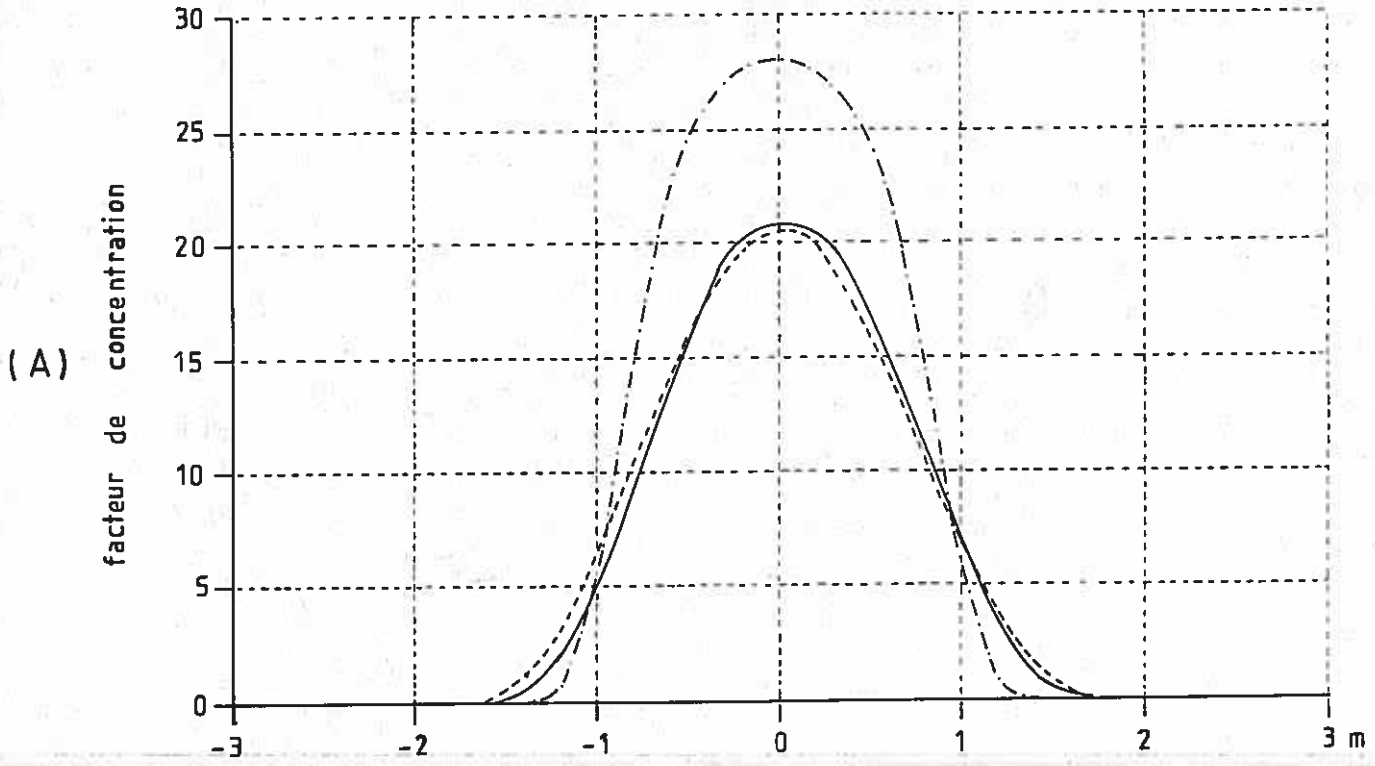
Il apparaît d'abord que les résultats obtenus grâce au programme de J.J.Bézian sont en bon accord avec les nôtres, qui avaient d'ailleurs été choisis comme référence, vu la rigueur de notre procédure d'intégration. Ces deux codes de calcul se valident donc mutuellement, et l'on ne peut que souligner la puissance de cette adaptation de l'approximation de Courrèges qui, pour une précision comparable à celle de notre modèle, qualifié d'"exact", prend des temps d'exécution nettement moins importants.

Par ailleurs, les répartitions de densité de flux calculées à partir du code américain MIRVAL semblent en léger désaccord avec les précédentes. C'est une des conséquences de la géométrie relativement complexe des modules réflecteurs de l'héliostat CETHEL III bis, qui ne peut être introduite telle quelle dans MIRVAL; celui-ci n'accepte en effet que des facettes à relief sphérique et d'égales dimensions, ce qui pose le problème du module complémentaire. Ceci montre que les grands codes de calcul américains sont en réalité moins souples que ne le prétendent leurs auteurs, et qu'il n'est pas facile de les adapter au cas de THEMIS. Toutefois, les résultats s'améliorent lorsque le calcul porte sur un plus grand nombre d'héliostats [76].

Enfin nous avons vérifié que le flux total réfléchi par l'héliostat était bien le même pour les trois codes de calcul, ce qui est un critère incontournable. Cette étude comparative nous amène donc à recommander vivement les codes Bézian ou MIRVAL pour le calcul des répartitions de densité de flux formées par un champ d'héliostats complet. Quant à notre propre code, il permet de juger de l'aptitude d'un programme donné à modéliser plus ou moins fidèlement les performances énergétiques d'un héliostat, et peut à ce titre être considéré comme un code de référence. Toutefois sa principale raison d'être demeure la simulation des distributions de luminance vues d'un point, tâche pour laquelle il n'existe, jusqu'à présent, aucun modèle concurrent.

12) CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons exposé le principe et les dif-



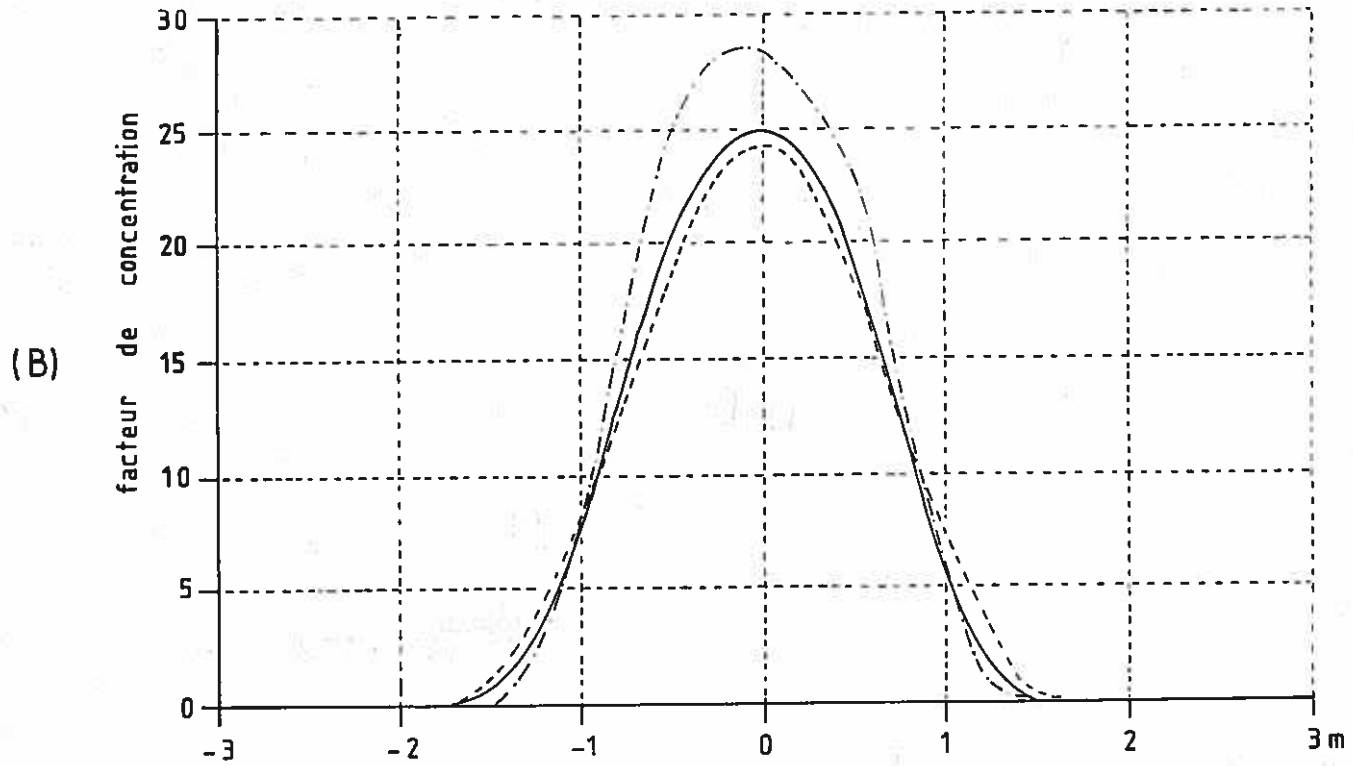


fig II-38 : Coupes horizontales des cartes de flux formées dans le plan de la cible active par l'héliostat 116 à 12h GMT (A) et 16h GMT (B). traits mixtes : code MIRVAL, traits pointillés : code Bézian, traits continus : code Hénault.

férentes étapes de nos codes de calcul, qui permettent de simuler les répartitions de luminance, observées sur les surfaces réflectrices, à partir d'un point donné, et de calculer le facteur de concentration atteint en ce point, pour trois systèmes collecteurs d'énergie solaire différents : les héliostats focalisants, les héliostats plans, et les concentrateurs fixes. Ces modèles sont à notre avis des modèles de référence, puisqu'ils ne comportent aucune approximation, et consistent essentiellement à sommer les contributions d'éclairement élémentaires données par la loi de l'étendue géométrique. La simplicité de ce principe de base, ainsi que la spécificité de leurs utilisations, distinguent nettement nos modèles d'autres codes de calcul des répartitions de densité de flux désormais classiques, tels que MIRVAL, HELIOS, ou la version de l'approximation de Courrèges modifiée par Bézian. Nos programmes se prêtent en effet à deux utilisations bien différentes :

L'application la plus intéressante est bien entendu la simulation des répartitions de luminance et du facteur de concentration, qui nous servira à remonter aux défauts de réglage des facettes réflectrices d'un système collecteur. Dans ce cas, et bien que la surface réflectrice puisse être découpée en plus de 10000 éléments, les temps de calcul sont très courts et il n'existe à l'heure actuelle aucun programme équivalent.

Une deuxième application consiste à adapter nos programmes au calcul des répartitions d'éclairement formées par une installation. Les longs temps d'exécution que nécessite cette variante conduisent à lui préférer l'un des trois codes de calcul cités plus haut. Dans ce cas nos programmes peuvent servir à valider les résultats de ces codes pour un sous-système donné de l'installation (par exemple, un héliostat appartenant à un champ).

C'est évidemment la première application que nous allons à présent développer en vue de son utilisation systématique; il apparait en effet que nos simulations graphiques ne permettent pas de remonter directement aux défauts de réglage des facettes réflectrices, mais seulement de contrôler la justesse d'une valeur d'erreur introduite, lors de la confrontation entre les distributions de luminance expérimentales et simulées. Il y aurait bien sûr moyen d'arriver à un bon accord entre ces deux distributions, en procédant par approximations successives des erreurs de réglage,

pour chacune des facettes réflectrices considérées. On pourrait également faire appel à des méthodes numériques d'itération. En fait, ces procédures sont trop lourdes et nous avons préféré chercher des relations approchées entre les défauts de réglage des facettes, et quelques paramètres simples déduits des distributions expérimentales de luminance. La détermination de ces relations fera l'objet du chapitre III. Mais nous n'abandonnerons pas nos codes de calcul pour autant, car les valeurs des défauts de réglage qui nous seront données par ces relations y seront systématiquement réintroduites, afin de vérifier qu'elles permettent effectivement de reconstituer au mieux les répartitions de luminance expérimentales; ces codes resteront donc bel et bien notre outil de calcul principal.

CHAPITRE III

EXPRESSION SIMPLIFIEE DES REPARTITIONS DE LUMINANCE DANS LE CADRE D'UNE APPROXIMATION DU PREMIER ORDRE

1) INTRODUCTION

Le chapitre précédent décrivait les méthodes numériques de simulation des répartitions de luminance observables sur les facettes réflectrices d'un système collecteur d'énergie solaire donné. Il importe à présent de savoir dans quelle mesure les défauts de réglage des facettes modifient ces répartitions de luminance, afin de définir une procédure, basée sur un système de relations simples, qui permette de remonter aux erreurs de réglage. Dans ce but, et sachant que celles-ci sont de l'ordre de quelques milliradians au maximum, nous avons pensé à utiliser une approximation, que nous souhaitions du premier ordre, afin d'éviter des calculs trop complexes. Mais les études de Teplyakov [77] sur la possibilité d'adapter la théorie des aberrations géométriques du troisième ordre à des concentrateurs solaires de grande ouverture avaient conduit à rejeter formellement ce type d'approximation; à plus forte raison, l'approximation de Gauss ne pouvait non plus nous convenir. Nous avons donc choisi, à l'échelle d'une facette réflectrice, ou au maximum d'un héliostat, une approximation hybride, permettant d'introduire les défauts de réglage des facettes et les défauts de pointage des héliostats, et qui consiste à ne développer au premier ordre que les seuls termes liés à l'ouverture de la facette sans modifier les autres, et en particulier ceux qui sont caractéristiques de la géométrie soleil-facette-plan cible. Ceci nous a conduits à une expression approchée de l'angle ϵ, défini dans le chapitre précédent, à partir de laquelle il est possible de déterminer les distributions de luminance observables sur une facette réflectrice en fonction de son relief, du type de structure sur laquelle elle est montée (héliostat ou concentrateur fixe), des défauts de réglage et de pointage introduits, et de la position exacte du point d'observation M'.

2) LES TERMES DE L'APPROXIMATION

On considère sur la figure III-1 une facette réflectrice rapportée à un repère Roi (OiXoiYoiZoi). Celle-ci est montée sur un héliostat, auquel est lié le repère Ro(OXoYoZo), et qui réfléchit les rayons solaires incidents vers un plan récepteur rapporté au repère R'(O'X'Y'Z'). On reprend en fait les notations du paragraphe

5.2.1 du chapitre II, et on désignera donc respectivement par (X_p,Y_p,Z_p),(X_{oi},Y_{oi},Z_{oi}) et $(0,Y',Z')$ les coordonnées d'un point P de la facette réflectrice dans Roi, les coordonnées du centre Oi de la facette dans Ro, et celles d'un point M' du plan récepteur dans R'. Enfin i_o est l'angle que fait la normale à l'héliostat $\vec{N_o}$ avec le vecteur soleil $\vec{S_o}$. Dans le cas plus simple d'un concentrateur fixe, on considèrera que le repère Ro n'existe pas.

En général, et sur les deux types d'installations solaires que nous considérons (simple et double réflexion), les angles d'incidence i_o du rayonnement solaire sur les facettes réflectrices ne seront jamais nuls, ni même négligeables. Si tel était le cas, cela voudrait dire que le soleil, le système récepteur, et la facette réflectrice sont alignés : cela est en principe possible, mais alors le système récepteur lui-même ferait ombre sur la facette, et la contribution d'éclairement en provenance de celle-ci serait nulle. Cette configuration, où la facette travaille sur son axe, ne présente donc pas d'intérêt pratique, et les facettes qui contribueront effectivement à l'éclairement du système récepteur sont celles qui travaillent en dehors de leur axe. Sur le concentrateur fixe du four de 1000 kW d'Odeillo, l'angle i_o peut atteindre 37 degrés pour certaines facettes situées sur sa périphérie, tandis que dans le cas des héliostats d'une centrale à tour, il dépend de la position du soleil dans le ciel, et prend des valeurs encore plus importantes à certains moments de la journée (par exemple 55 degrés au début de la matinée, pour un héliostat implanté à l'est de la tour).

Il n'était donc pas question d'effectuer des développements limités sur l'angle i_o; par contre, nous avons retenu l'hypothèse suivante : les dimensions des facettes réflectrices, des héliostats, et des taches-image qu'ils forment dans le plan récepteur, restent faibles devant les distances qui séparent les facettes du plan récepteur. Si D_i est la distance $|OiO'|$ (fig. III-1), les infiniment petits que nous choisirons sont donc Y_p/D_i et Z_p/D_i sur la surface du miroir, Y'/D_i et Z'/D_i dans le plan récepteur, et Y_{oi}/D_i et Z_{oi}/D_i dans le cas des héliostats plans ou focalisants. En particulier les fonctions caractéristiques $f(Y_p,Z_p)$ du relief des facettes réflectrices, ainsi que leurs dérivées partielles f'_y et f'_z, que nous avons explicitées dans le chapitre précédent, seront développées en fonction de Y_p/D_i et Z_p/D_i, et il en sera de même pour la fonction caractéristique $g(Y_{oi},Z_{oi})$ du support des modules réflecteurs de

l'héliostat focalisant CETHEL III bis, qui sera développée en fonction de Y_{oi}/D_i et Z_{oi}/D_i. Le choix de ces infiniment petits se justifie dans la mesure où l'ouverture apparente des surfaces réflectrices ne dépasse jamais 1,2 degré dans le cas des facettes et modules réflecteurs du concentrateur et des héliostats étudiés ici, et 2,5 degrés pour un héliostat considéré dans sa totalité. Ces valeurs ont d'ailleurs été obtenues dans les cas les plus défavorables (héliostats focalisants les plus rapprochés de la tour, facettes peu éloignées de l'axe du concentrateur, etc...)

A ces six infiniment petits, nous avons adjoint quatre autres, spécifiques aux installations solaires, et qui sont du même ordre de grandeur : il s'agit des défauts de réglage en azimut et en hauteur a_r et h_r des facettes réflectrices, et des défauts de pointage en azimut et en hauteur a_p et h_p des héliostats. Il nous faut maintenant développer l'expression approchée de ϵ, qui est déterminé par la relation (II-4), en fonction de tous ces infiniment petits, et dans différents cas de figure : nous avons en effet trois surfaces réflectrices différentes à étudier, qui peuvent être constituées de facettes de divers types.

Nous commencerons par déterminer les expressions approchées des vecteurs $\overrightarrow{PM'}$ et $\overrightarrow{R_{po}}$ dans Rri. Ceci fait l'objet des paragraphes suivants.

3) EXPRESSION DU VECTEUR $\overrightarrow{PM'}$

Nous reprenons ici l'expression des composantes de $\overrightarrow{PM'}$ dans Rri que nous avons donnée au paragraphe 7.1 du chapitre II (relation II-40)), avec X'=0. On obtient alors :

$$\overrightarrow{PM'} = \begin{cases} D_i + p'_{12}Y' + p'_{13}Z' - p_{11}X_p - p_{12}Y_p - p_{13}Z_p \\ p'_{22}Y' + p'_{23}Z' - p_{21}X_p - p_{22}Y_p - p_{23}Z_p \\ p'_{32}Y' + p'_{33}Z' - p_{31}X_p - p_{32}Y_p - p_{33}Z_p \end{cases} \quad \text{(III-1)}$$

On procède maintenant aux changements de variables suivants :

$$\begin{cases} U' = p'_{12}\,Y' + p'_{13}\,Z' \\ V' = p'_{22}\,Y' + p'_{23}\,Z' \\ W' = p'_{32}\,Y' + p'_{33}\,Z' \end{cases} \quad \text{(III-2)}$$

et

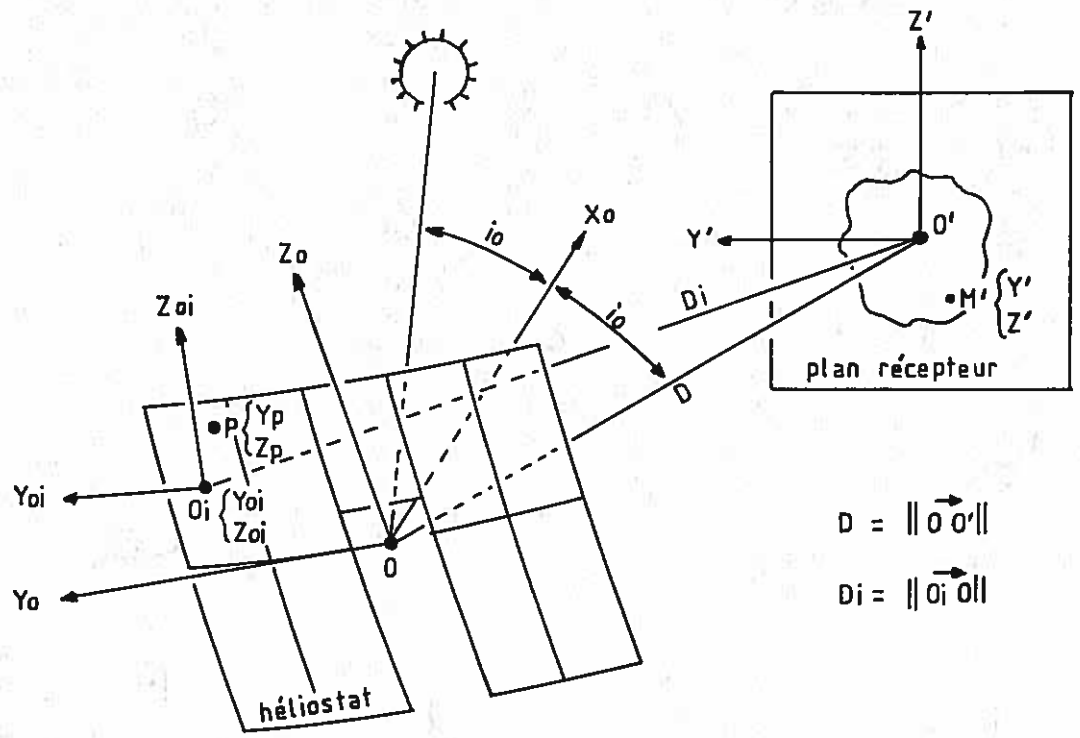


fig III-1 : Les termes de l'approximation du premier ordre.

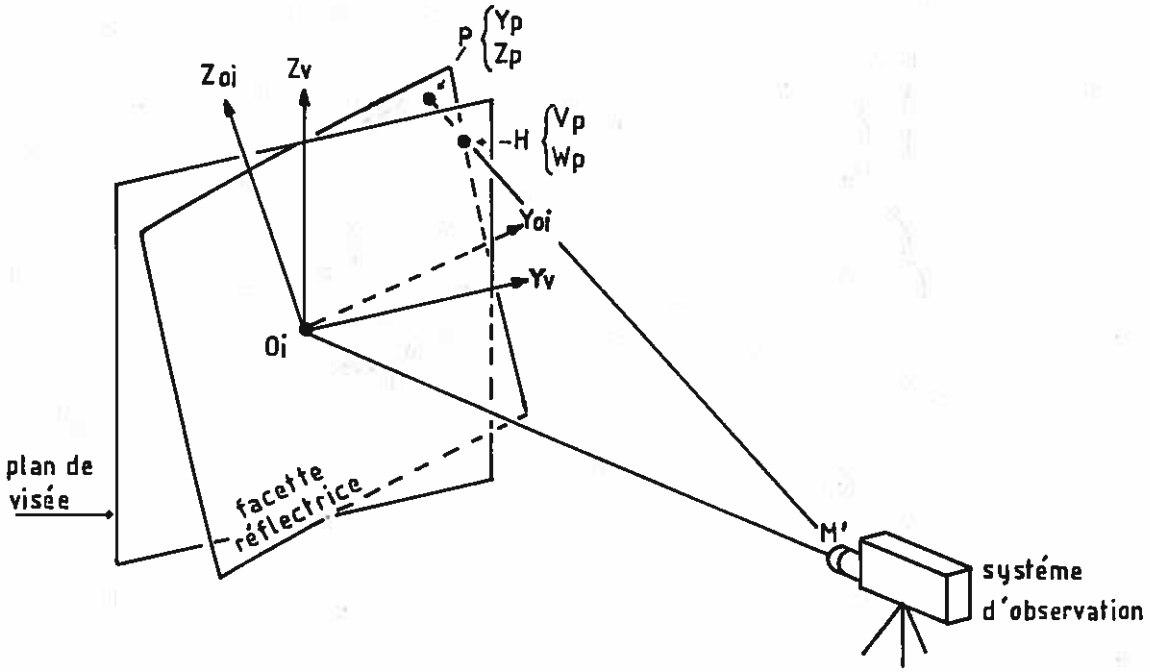


fig III-2 : Système de coordonnées héliostat (Y_p,Z_p) et de coordonnées apparentes (V_p,W_p) sur le plan de visée.

$$\begin{cases} U_p = p_{12}\, Y_p + p_{13}\, Z_p \\ V_p = p_{22}\, Y_p + p_{23}\, Z_p \\ W_p = p_{32}\, Y_p + p_{33}\, Z_p \end{cases} \qquad \text{(III-3)}$$

Par ailleurs X_p est égal à $f(Y_p,Z_p)$, qui est la fonction caractéristique du relief de la facette réflectrice. La relation (III-1) peut donc se mettre sous la forme :

$$\overrightarrow{PM'} = D_i \begin{cases} 1 + \dfrac{U'-U_p}{D_i} - p_{11}\, \dfrac{f(Y_p,Z_p)}{D_i} \\ \dfrac{V'-V_p}{D_i} - p_{21}\, \dfrac{f(Y_p,Z_p)}{D_i} \\ \dfrac{W'-W_p}{D_i} - p_{31}\, \dfrac{f(Y_p,Z_p)}{D_i} \end{cases} \qquad \text{(III-4)}$$

$\frac{U'-U_p}{D_i}$, $\frac{V'-V_p}{D_i}$ et $\frac{W'-W_p}{D_i}$ sont des infiniment petits du premier ordre, puisqu'ils peuvent être liés à $\frac{Y_p}{D_i}$, $\frac{Z_p}{D_i}$, $\frac{Y'}{D_i}$ et $\frac{Z'}{D_i}$ par les systèmes de relations linéaires (III-2) et (III-3). Il n'en est pas de même des termes en $\frac{f(Y_p,Z_p)}{D_i}$, qui sont du second ordre par rapport à $\frac{Y_p}{D_i}$ et $\frac{Z_p}{D_i}$, et ceci pour tous les types de relief que nous attribuerons aux facettes réflectrices; on pourra s'en convaincre à la lecture du paragraphe 5 où les cas des facettes toroïdales, planes, cylindriques, sphériques, et localement paraboloïdales seront successivement abordés. Nous éliminons donc les termes en $\frac{f(Y_p,Z_p)}{D_i}$ dans la relation (III-4), ce qui nous permet de réécrire les composantes de $\overrightarrow{PM'}$ dans Rri, limitées au premier ordre :

$$\overrightarrow{PM'} \approx D_i \begin{cases} 1 + \dfrac{U'-U_p}{D_i} \\ \dfrac{V'-V_p}{D_i} \\ \dfrac{W'-W_p}{D_i} \end{cases} \qquad \text{(III-5)}$$

On en déduit la norme du vecteur PM', développée au premier ordre :

$$\|\overrightarrow{PM'}\| \approx D_i \left[1 + \frac{U'-U_p}{D_i}\right] \qquad \text{(III-6)}$$

et on arrive enfin aux cosinus directeurs du vecteur unitaire dirigé suivant l'axe PM', exprimés au premier ordre dans Rri :

$$\frac{\overrightarrow{PM'}}{||PM'||} = \begin{vmatrix} 1 \\ \frac{V'-V_p}{D_i} \\ \frac{W'-W_p}{D_i} \end{vmatrix} \qquad \text{(III-7)}$$

Par ailleurs, nous attirons l'attention sur les deux dernières relations du système (III-3) :

$$\begin{cases} V_p = p_{22}\, Y_p + p_{23}\, Z_p \\ W_p = p_{32}\, Y_p + p_{33}\, Z_p \end{cases} \qquad \text{(III-8)}$$

dont les termes V_p et W_p peuvent en effet être interprétés de la façon suivante : dans le cas où le point d'observation M' est confondu avec l'origine O' du plan récepteur, et que le point visé par le système d'observation est le centre Oi de la facette réflectrice considérée, les repères Rv et Rri sont confondus et V_p et W_p sont alors les coordonnées dans Rri de la projection H du point P sur le plan de visée OiYvZv (voir la figure III-2. On se reportera également au paragraphe 8 du chapitre II). Il s'agit bien sûr de relations approchées, qui s'obtiennent en développant au premier ordre les relations exactes (II-48) et (II-50).

En pratique, ce système de coordonnées (V_p, W_p) présente au moins autant d'intérêt que le système (Y_p,Z_p), puisqu'il permet d'établir les équations des courbes iso-luminance telles qu'elles apparaissent du point d'observation, et non pas telles qu'elles sont inscrites sur la surface réflectrice. Nous serons donc amenés à l'utiliser systématiquement, sous réserve que les relations (III-8) soient inversibles. Pour cela, il est nécessaire que :

$$p_{22}\, p_{33} - p_{23}\, p_{32} \neq 0$$

Nous verrons par la suite que cette condition est satisfaite lorsque l'angle d'incidence du rayonnement solaire i_o n'est pas voisin de 90°. De même que dans le cadre de l'approximation de Courrèges, nous supposons donc qu'il n'y a pas d'incidences rasantes.

4) EXPRESSION DU VECTEUR $\overrightarrow{R_{po}}$

Ce calcul s'effectue évidemment par la loi de Descartes (relation (II-5)); il nécessite donc la connaissance précise des composantes du vecteur unitaire $\overrightarrow{N_p}$, normal à la surface réflectrice

en P. Dans l'expression de celles-ci interviennent des facteurs aussi divers que les défauts de pointage et de réglage, le type de la structure étudiée (héliostat focalisant, plan, ou concentrateur fixe), et le relief de la facette réflectrice elle-même. L'introduction de ce dernier se fera dans le paragraphe 5. Jusque-là, nous nous bornerons à le représenter par les dérivées partielles f'_y et f'_z de la fonction caractéristique $f(Y_p,Z_p)$, sans plus expliciter celles-ci. En fait, nous considérons essentiellement ici l'influence du type de la structure qui supporte les facettes réflectrices , et de ses défauts spécifiques.

4.1) Composition des matrices au premier ordre

On considère figure III-3 trois repères orthonormés R_0 $(OX_0Y_0Z_0)$, $R_1(OX_1Y_1Z_1)$ et $R_2(OX_2Y_2Z_2)$ infiniment voisins, et qui satisfont aux conditions suivantes : la matrice de passage P_{01} du repère R_0 au repère R_1 est de type P_1 (voir le paragraphe 5.1 du chapitre II), et il en est de même pour la matrice de passage P_{12} de R_1 à R_2. On peut donc légitimement se servir de la relation (II-24) afin d'obtenir les expressions générales de leurs coefficients.

On suppose maintenant que le vecteur unitaire $\vec{N_1}$ auquel est lié l'axe OX_1 de R_1, est repéré par ses angles en azimut et en hauteur a_1 et h_1 dans le repère R_0 (fig.III-3). Si a_1 et h_1 sont des infiniment petits du premier ordre, l'expression approchée des cosinus directeurs de $\vec{N_1}$ dans R_0 est :

$$\vec{N_1} = \begin{cases} \cos a_1 \cos h_1 \approx 1 \\ \sin a_1 \cos h_1 \approx a_1 \\ \sin h_1 \approx h_1 \end{cases}$$

et on en déduit par la relation (II-24) les coefficients de la matrice P_{01} développés au premier ordre :

$$P_{01} \approx \begin{bmatrix} 1 & -a_1 & -h_1 \\ a_1 & 1 & 0 \\ h_1 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

De même, le vecteur unitaire $\vec{N_2}$, qui dirige l'axe OX_2, est repéré par ses angles en azimut et en hauteur a_2 et h_2 dans R_1 (fig.III-3). a_2 et h_2 étant eux aussi des infiniment petits, les cosinus directeurs de $\vec{N_2}$ dans R_1 sont $(1, a_2, h_2)$ et l'expression de la matrice P_{12} est, au premier

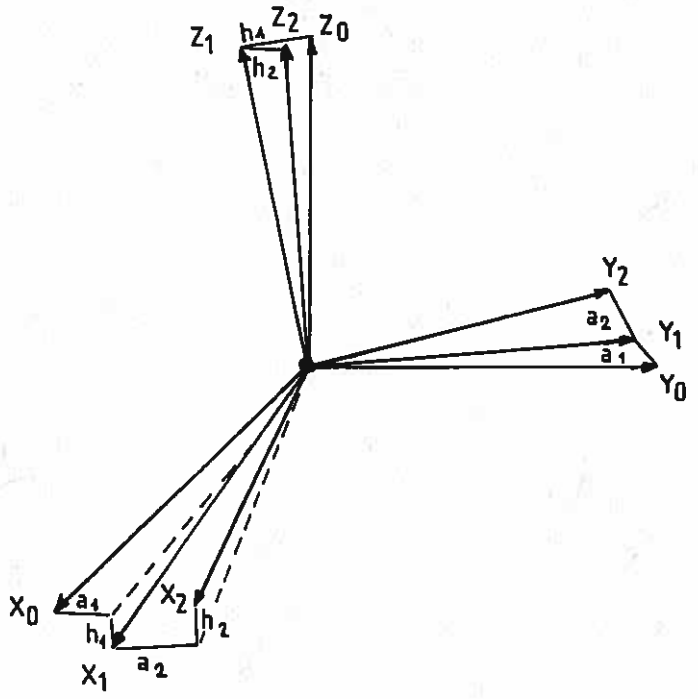


fig III-3 : Composition des matrices au premier ordre.

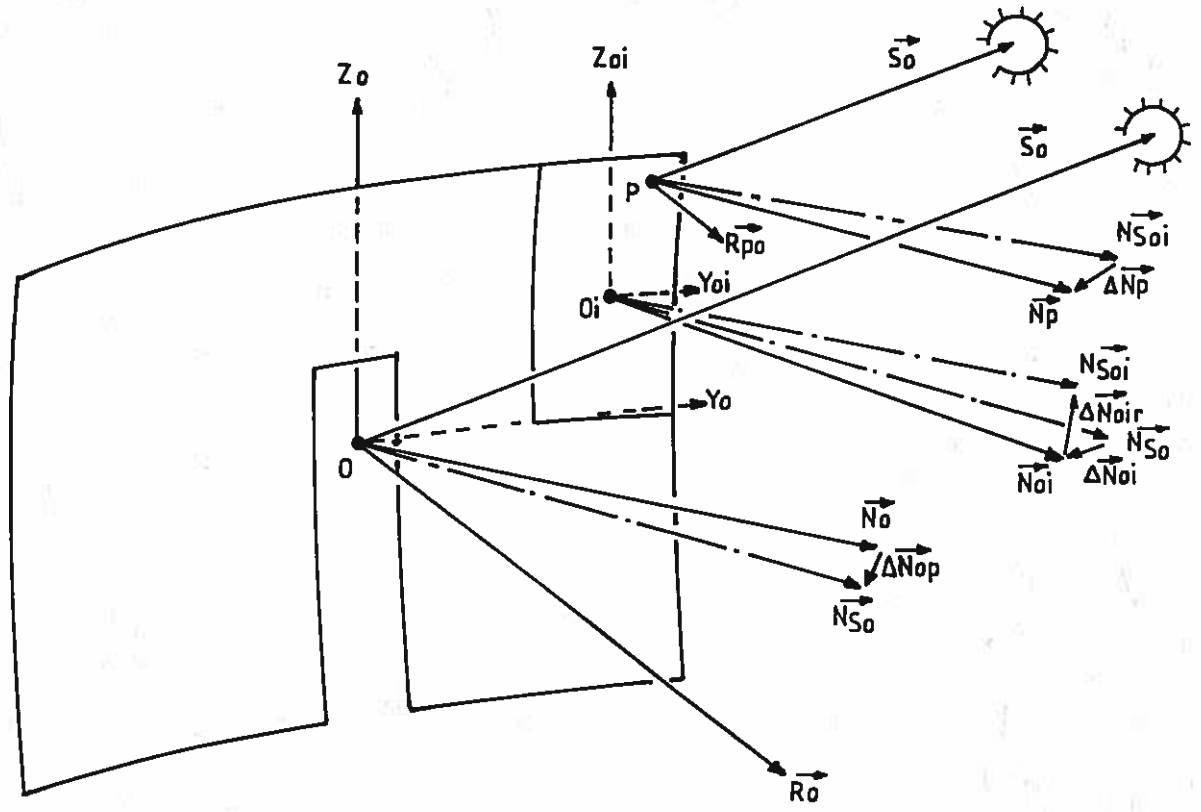


fig III-4 : Calcul de $\vec{N_p}$ dans Ro dans le cas de l'héliostat focalisant.

ordre :

$$P_{12} \approx \begin{bmatrix} 1 & -a_2 & -h_2 \\ a_2 & 1 & 0 \\ h_2 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

La composition de ces deux matrices nous permet de déterminer la matrice de passage P_{02} de R_0 à R_2 qui s'écrit, au premier ordre :

$$P_{02} \approx \begin{bmatrix} 1 & -(a_1+a_2) & -(h_1+h_2) \\ a_1+a_2 & 1 & 0 \\ h_1+h_2 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Par ailleurs, l'expression des cosinus directeurs du vecteur $\overrightarrow{N_2}$ dans le repère R_0 est donnée par la première colonne de la matrice P_{02}. On a donc, toujours au premier ordre :

$$\overrightarrow{N_2} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ a_1+a_2 \\ h_1+h_2 \end{bmatrix}$$

On constate que dans le cas d'un ensemble de repères infiniment voisins liés entre eux par des matrices de type P_1, la composition des matrices se fait par addition des infiniment petits qui caractérisent, en azimut et en hauteur, le passage d'un repère à l'autre, et qu'il en est de même pour le calcul des composantes d'un vecteur voisin de l'axe principal du repère de départ. Cette propriété nous sera particulièrement utile lors de la prise en compte des infiniment petits qui interviennent dans l'expression de $\overrightarrow{N_p}$.

4.2) Cas d'un héliostat focalisant

4.2.1) Héliostat réglé sur son axe

On sait que $\overrightarrow{R_{po}}$ est lié à $\overrightarrow{N_p}$ par l'expression vectorielle de la loi de Descartes; nous commencerons donc par déterminer les cosinus directeurs du vecteur $\overrightarrow{N_p}$ dans Ro : dans tout ce paragraphe, nous nous réfèrerons aux repères qui ont été définis dans le chapitre précédent, pour le cas de l'héliostat focalisant (paragraphe 5.2.1). A ces derniers, il est nécessaire d'adjoindre un repère Rso lié à

l'héliostat après introduction de son défaut de pointage (fig.III-4). La normale réelle à l'héliostat $\overrightarrow{N_{\delta o}}$, qui dirige l'axe principal de ce nouveau repère, s'exprime alors dans le repère Ro en fonction des infiniment petits a_p et h_p :

$$\overrightarrow{N_{\delta o}} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ a_p \\ h_p \end{bmatrix}$$

et la matrice de passage de Ro à Rδo est de type P_1.

Par ailleurs, il est équivalent d'écrire que :

$$\overrightarrow{N_{\delta o}} = \overrightarrow{N_o} + \overrightarrow{\Delta N_{op}}$$

où $\overrightarrow{\Delta N_{op}}$ a pour composantes $(0, a_p, h_p)$ au premier ordre, dans le repère Ro.

Le repère Roi, qui est lié au module réflecteur considéré, est voisin du repère Rδo (fig.III-4). Or nous avons vu au chapitre précédent (paragraphe 5.2.5.1) que la matrice de passage de Rδo à Roi était de type P_1. De plus, les cosinus directeurs de $\overrightarrow{N_{oi}}$ dans Rδo ont été définis par les relations (II-35) et (II-12). Développées au premier ordre, ces dernières s'écrivent :

$$\overrightarrow{N_{oi}} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ -\frac{Y_{oi}}{2f_H} \\ -\frac{Z_{oi}}{2f_H} \end{bmatrix}$$

$\overrightarrow{N_{oi}}$ peut également se mettre sous la forme :

$$\overrightarrow{N_{oi}} = \overrightarrow{N_{\delta o}} + \overrightarrow{\Delta N_{oi}}$$

où $\overrightarrow{\Delta N_{oi}}$ a pour composantes $\left[0, -\frac{Y_{oi}}{2f_H}, -\frac{Z_{oi}}{2f_H}\right]$ au premier ordre, dans le repère Rδo. Ces termes en $\frac{Y_{oi}}{f_H}$ et $\frac{Z_{oi}}{f_H}$ résultent bien sûr de la sphéricité de l'héliostat.

Le repère Rδoi, qui est attaché au module après introduction de ses défauts de réglage, est à son tour voisin du repère Roi, et la matrice qui permet de passer de Roi à Rδoi est également de type P_1 (voir le paragraphe 6 du chapitre précédent). Les cosinus directeurs du vecteur $\overrightarrow{N_{\delta oi}}$ s'expriment dans le repère Roi en fonction des infiniment petits a_r et h_r :

$$\overrightarrow{N_{\delta oi}} \approx \begin{vmatrix} 1 \\ a_r \\ h_r \end{vmatrix}$$

ce que l'on peut écrire :

$$\overrightarrow{N_{\delta oi}} = \overrightarrow{N_{oi}} + \overrightarrow{\Delta N_{oir}}$$

où $\overrightarrow{\Delta N_{oir}}$ a pour composantes $(0, a_r, h_r)$, toujours au premier ordre, et dans le repère Roi.

Enfin, il faut introduire le relief du module réflecteur lui-même.Le calcul exact des composantes du vecteur $\overrightarrow{N_p}$ dans Rδoi a été explicité au paragraphe 7.2 du deuxième chapitre (relations (II-41) et (II-42)). En admettant que les dérivées partielles $\partial f/\partial Y_p\ (Y_p,Z_p)$ et $\partial f/\partial Z_p\ (Y_p,Z_p)$ de la fonction caractéristique du relief des modules, que l'on note respectivement f'_y et f'_z, sont des infiniment petits du premier ordre (ceci sera justifié plus loin), on peut alors donner une expression approchée des cosinus directeurs de $\overrightarrow{N_p}$:

$$\overrightarrow{N_p} \approx \begin{vmatrix} 1 \\ -f'_y \\ -f'_z \end{vmatrix}$$

soit :

$$\overrightarrow{N_p} = \overrightarrow{N_{\delta oi}} + \overrightarrow{\Delta N_p}$$

où $\overrightarrow{\Delta N_p}$ a pour composantes $(0, -f'_y, -f'_z)$ au premier ordre dans le repère Rδoi :

En résumé, nous pouvons finalement écrire :

$$\overrightarrow{N_p} = \overrightarrow{N_o} + \overrightarrow{\Delta N}$$

avec : $\overrightarrow{\Delta N} = \overrightarrow{\Delta N_{op}} + \overrightarrow{\Delta N_{oi}} + \overrightarrow{\Delta N_{oir}} + \overrightarrow{\Delta N_p}$ (III-9)

et, en se servant du résultat préliminaire établi au paragraphe précédent, donner l'expression approchée des composantes de $\overrightarrow{\Delta N}$ dans Ro :

$$\overrightarrow{\Delta N} = \begin{vmatrix} 0 \\ a_p + a_r - \dfrac{Y_{oi}}{2f_H} - f'_y \\ h_p + h_r - \dfrac{Z_{oi}}{2f_H} - f'_z \end{vmatrix} \qquad \text{(III-10)}$$

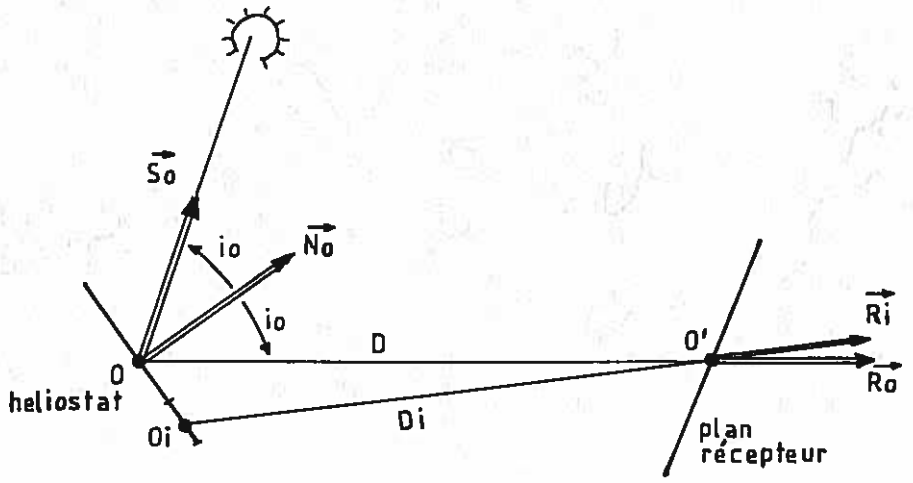


fig III-5 : Développement de $\vec{R_i}$ en fonction de $\vec{R_o}$ et $\vec{OO_i}/D$.

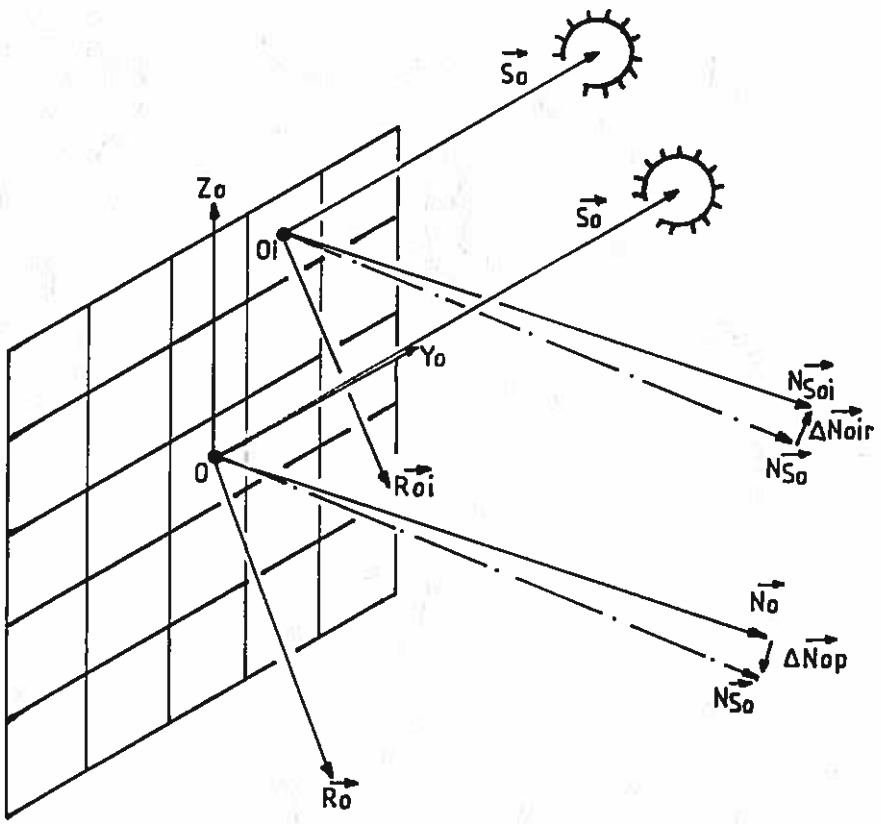


fig III-6 : Calcul de $\vec{N_{Soi}}$ dans Ro dans le cas de l'héliostat plan.

Nous réécrivons maintenant l'expression vectorielle de la loi de Descartes :

$$\vec{R_{po}} = 2(\vec{S_o}\vec{N_p})\ \vec{N_p} - \vec{S_o} \qquad \text{(II-5)}$$

En tenant compte de la relation (III-9), on trouve que :

$$\vec{R_{po}} = 2\ [\vec{S_o}\vec{N_o} + \vec{S_o}\vec{\Delta N}](\vec{N_o} + \vec{\Delta N}) - \vec{S_o}$$

et, en ne conservant que les termes du premier ordre :

$$\vec{R_{po}} \approx \vec{R_o} + 2[\ (\vec{S_o}\vec{N_o})\ \vec{\Delta N} + (\vec{S_o}\vec{\Delta N})\ \vec{N_o}]$$

où $\vec{R_o}$ est le vecteur cible défini par la relation (II-25).
On sait que $\vec{S_o}\vec{N_o} = \vec{N_o}\vec{R_o} = \cos i_o$; on rappelle que i_o est l'angle d'incidence des rayons solaires sur la surface de l'héliostat (fig. III-1). Par ailleurs, en multipliant les termes de la relation (II-25) par $\vec{\Delta N}$, on trouve que :

$$\vec{S_o}\vec{\Delta N} + \vec{R_o}\vec{\Delta N} = 2 \cos i_o\ \vec{N_o}\vec{\Delta N} \approx 0$$

En tenant compte de ces deux remarques, on arrive à l'expression finale du vecteur $\vec{R_{po}}$:

$$\vec{R_{po}} = \vec{R_o} + 2\ [\cos i_o\ \vec{\Delta N} - (\vec{R_o}\vec{\Delta N})\vec{N_o}] \qquad \text{(III-11)}$$

Il nous reste maintenant à déterminer les composantes de ce vecteur dans le repère Rri. Pour cela, il est avantageux de développer $\vec{R_o}$ en fonction du vecteur unitaire $\vec{R_i}$, qui dirige l'axe OiO' (fig.III-5). On a bien sûr :

$$\vec{OiO'} = \vec{OO'} - \vec{OOi} = D\vec{R_o} - \vec{OOi}$$

et

$$R_i = \frac{D\vec{R_o} - \vec{OOi}}{||D\vec{R_o} - \vec{OOi}||} = \frac{\vec{R_o} - \frac{\vec{OOi}}{D}}{||\vec{R_o} - \frac{\vec{OOi}}{D}||} \qquad \text{(III-12)}$$

où $\frac{\vec{OOi}}{D}$ n'est composé que d'infiniment petits du premier ordre. On peut alors développer $||\vec{R_o} - \frac{\vec{OOi}}{D}||$ en fonction de ce terme :

$$||\vec{R_o} - \frac{\vec{OOi}}{D}|| \approx 1 - \vec{R_o}\,\frac{\vec{OOi}}{D}$$

et en déduire que :

$$\vec{R_i} \approx \vec{R_o} - \frac{\vec{OOi}}{D} + \frac{(\vec{R_o}\,\vec{OOi})}{D}\,\vec{R_o} = \vec{R_o} + \vec{\Delta R} \qquad \text{(III-13)}$$

au premier ordre, avec $\vec{R_o}\,\vec{\Delta R} = 0$ (III-14)

En tirant $\vec{R_o}$ de la relation (III-13), et en le remplaçant dans

l'expression de $\overrightarrow{R_{po}}$ donnée par (III-11), on trouve que :

$$\overrightarrow{R_{po}} \approx \overrightarrow{R_i} + \frac{\overrightarrow{OOi}}{D} - \frac{(\overrightarrow{R_i}\ \overrightarrow{OOi})}{D}\overrightarrow{R_i} + 2\ [\cos i_o\ \overrightarrow{\Delta N} - (\overrightarrow{R_o}\ \overrightarrow{\Delta N})\ \overrightarrow{N_o}] \qquad \text{(III-15)}$$

Par ailleurs la relation (III-12) permet d'exprimer la distance D_i, qui est égale à la norme du vecteur $\overrightarrow{OiO'}$, en fonction de $\frac{\overrightarrow{OOi}}{D}$:

$$D_i = ||\overrightarrow{OiO'}|| \approx D\left[1 - \overrightarrow{R_o}\ \frac{\overrightarrow{OOi}}{D}\right] \qquad \text{(III-16)}$$

au premier ordre.

Nous cherchons maintenant les composantes du vecteur $\frac{\overrightarrow{OOi}}{D}$ dans le repère Ro; celles-ci s'écrivent :

$$\frac{\overrightarrow{OOi}}{D} = \begin{vmatrix} \frac{g(Y_{oi},Z_{oi})}{D} \\ \frac{Y_{oi}}{D} \\ \frac{Z_{oi}}{D} \end{vmatrix}$$

où $g(Y_{oi},Z_{oi})$ est la fonction caractéristique du support des modules de l'héliostat focalisant. Dans le cas de l'héliostat CETHEL III bis, l'expression de $g(Y_{oi},Z_{oi})$ est définie par la relation (II-11); un développement limité de celle-ci en Y et Z nous donne :

$$g(Y_{oi},Z_{oi}) \approx \frac{Y_{oi}^2+Z_{oi}^2}{4f_H}$$

$\frac{Y_{oi}^2}{Df_H}$ et $\frac{Z_{oi}^2}{Df_H}$ sont des termes du second ordre qui n'entrent pas dans le cadre de notre approximation; ils seront donc négligés et l'expression du vecteur $\frac{\overrightarrow{OOi}}{D}$ dans Ro est finalement :

$$\frac{\overrightarrow{OOi}}{D} \approx \begin{vmatrix} 0 \\ \frac{Y_{oi}}{D} \\ \frac{Z_{oi}}{D} \end{vmatrix} \qquad \text{(III-17)}$$

Pour exprimer les composantes de $\overrightarrow{R_{po}}$ au premier ordre dans Rri, il est nécessaire de déterminer la matrice de passage de Rri à Ro, puisque $\overrightarrow{\Delta N}$ et $\overrightarrow{OOi}/D$ ne sont jusqu'ici connus que dans ce dernier repère. En introduisant le repère intermédiaire Rro lié au vecteur

cible $\vec{R_o}$, il est possible d'exprimer celle-ci sous la forme d'un produit de deux matrices de type P_2 (on se reportera aux définitions des repères Ro,Rro et Rri, dont les axes Y sont toujours contenus dans un plan horizontal :

$$P_{Rri-Ro} = P_{2\ Rri-Rro} \times P_{2\ Rro-Ro}$$

Les repères Rri et Rro étant voisins, et respectivement liés aux vecteurs $\vec{R_i}$ et $\vec{R_o}$, il est possible, en utilisant les relations (III-13) et (III-14), et l'expression générale d'une matrice de type P_2 donnée par (II-21), de mettre la matrice $P_{2\ Rri-Rro}$ sous la forme:

$$P_{2\ Rri-Rro} = I + \Delta P$$

où I est la matrice identité, et ΔP est une matrice dont la première diagonale n'est constituée que d'éléments nuls, et dont les autres éléments sont des termes du premier ordre.

Alors, les relations suivantes, qui donnent les composantes des vecteurs $\vec{\Delta N}$ et $\vec{OOi}/D$ exprimées dans le repère Rri, à partir de leurs composantes dans le repère Ro :

$$\vec{\Delta N}_{(Rri)} = (I+\Delta P) \times P_{2\ Rro-Ro}\ \vec{\Delta N}\ (Ro)$$

$$\frac{\vec{OOi}}{D}(Rri) = (I+\Delta P) \times P_{2\ Rro-Ro} \frac{\vec{OOi}}{D}\ (Ro)$$

peuvent respectivement être remplacées par leurs expressions approchées au premier ordre, reproduites ci-dessous :

$$\vec{\Delta N}_{(Rri)} = P_{2\ Rro-Ro}\ \vec{\Delta N}(Ro) \qquad \text{(III-18)}$$

$$\frac{\vec{OOi}}{D}(Rri) = P_{2\ Rro-Ro}\ \frac{\vec{OOi}}{D}(Ro)$$

Le calcul approché des composantes de $\vec{R_{po}}$ dans le repère Rri ne nécessite finalement que la connaissance d'une seule matrice de passage, $P_{2\ Rro-Ro}$, commune à tous les modules réflecteurs d'un héliostat. Bien sûr, il était parfaitement envisageable d'utiliser les matrices de passage de Rri à Ro telles quelles, sans autrement chercher à les approximer. On aurait ainsi probablement gagné en précision, mais, en contrepartie, cela aurait eu pour conséquence d'alourdir les calculs numériques, ainsi que les expressions théoriques des courbes d'égale luminance qui seront données dans le paragraphe 5. Nous avons donc finalement préféré la simplicité et la

rapidité de calcul, en choisissant de n'utiliser que la matrice $P_{2\ Rro-Ro}$, dont nous noterons désormais les coefficients :

$$P_{2\ Rro-Ro} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} \end{bmatrix} \qquad \text{(III-19)}$$

Dans ces conditions, on donne les expressions des composantes des vecteurs $\overrightarrow{R_o}$, $\overrightarrow{N_o}$, $\overrightarrow{\Delta N}$, et $\frac{\overrightarrow{OOi}}{D}$ dans le repère Rri, qui sont toutes nécessaires au calcul de $\overrightarrow{R_{po}}$ par la relation (III-15) :

$$\overrightarrow{R_o} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \qquad \overrightarrow{N_o} \approx \begin{bmatrix} C_{11} \\ C_{21} \\ C_{31} \end{bmatrix}$$

$$\overrightarrow{\Delta N} \approx \begin{bmatrix} C_{12}(a_p+a_r - \frac{Y_{oi}}{2f_H} - f'_y) + C_{13}(h_p+h_r - \frac{Z_{oi}}{2f_H} - f'_z) \\ C_{22}(a_p+a_r - \frac{Y_{oi}}{2f_H} - f'_y) + C_{23}(h_p+h_r - \frac{Z_{oi}}{2f_H} - f'_z) \\ C_{32}(a_p+a_r - \frac{Y_{oi}}{2f_H} - f'_y) + C_{33}(h_p+h_r - \frac{Z_{oi}}{2f_H} - f'_z) \end{bmatrix}$$

$$\text{et } \frac{\overrightarrow{OOi}}{D} \approx \frac{1}{D} \begin{bmatrix} C_{12}\ Y_{oi} + C_{13}\ Z_{oi} \\ C_{22}\ Y_{oi} + C_{23}\ Z_{oi} \\ C_{32}\ Y_{oi} + C_{33}\ Z_{oi} \end{bmatrix}$$

En remplaçant ces expressions dans la relation (III-15), et en tenant compte que :

$$C_{11}\ C_{22} - C_{12}\ C_{21} = C_{33}$$

$$C_{11}\ C_{23} - C_{13}\ C_{21} = -\ C_{32}$$

$$C_{11}\ C_{32} - C_{31}\ C_{12} = -\ C_{23}$$

$$C_{11}\ C_{33} - C_{13}\ C_{31} = C_{22}$$

puisque $P_{2\ Rro-Ro}$ est une matrice orthogonale droite (voir le paragraphe 5.1 du deuxième chapitre), on arrive enfin à l'expression des composantes du vecteur $\overrightarrow{R_{po}}$ dans Rri, développées au premier ordre dans le cas de l'héliostat focalisant sphérique :

$$\overrightarrow{R_{po}} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ 2\,C_{33}(a_p+a_r-f'_y) - 2\,C_{32}(h_p+h_r-f'_z) \\ \qquad + (\frac{C_{22}}{D} - \frac{C_{33}}{f_H})\,Y_{oi} + (\frac{C_{23}}{D} + \frac{C_{32}}{f_H})Z_{oi} \\ -2\,C_{23}(a_p+a_r-f'_y) + 2\,C_{22}(h_p+h_r-f'_z) \\ \qquad + (\frac{C_{23}}{f_H} + \frac{C_{32}}{D})\,Y_{oi} + (\frac{C_{33}}{D} - \frac{C_{22}}{f_H})Z_{oi} \end{bmatrix} \quad \text{(III-20)}$$

Dans cette expression un peu complexe, il y a lieu de distinguer :

- Les termes en a_r, h_r, a_p et h_p, qui traduisent les effets des défauts spécifiques que sont les erreurs de réglage et de pointage.
- Les termes en f'_y et f'_z qui caractérisent le relief des modules réflecteurs
- Les termes en $\frac{Y_{oi}}{f_H}$ et $\frac{Z_{oi}}{f_H}$ qui résultent de la sphéricité de l'héliostat.
- Les termes en $\frac{Y_{oi}}{D}$ et $\frac{Z_{oi}}{D}$ qui sont caractéristiques de l'implantation du module considéré sur l'héliostat.

Ce sont les quatre derniers termes, qui, en se combinant, rendent compte de la dispersion des rayons réfléchis par l'héliostat au cours de la journée : il s'agit en fait d'un effet d'astigmatisme et de courbure de champ de l'héliostat sphérique.

4.2.2) Héliostat réglé en dehors de son axe

Ainsi qu'on l'a vu au chapitre précédent, ce cas est encore plus complexe que celui de l'héliostat sphérique. Toutefois, il ne nécessite la modification que d'un seul terme, qui est $\overrightarrow{\Delta N_{oi}}$. Par ailleurs la matrice de passage de Rso à Roi est là aussi de type P_1 (cf.paragraphe 5.2.5.2 du chapitre précédent). Bien qu'en pratique aucun des héliostats focalisants du champ de THEMIS ne soit réglé en dehors de son axe, nous allons donner quelques éléments en vue de la résolution de ce cas, sans aller jusqu'au bout des calculs, mais dans le but de prouver que l'approximation du premier ordre s'y adapte parfaitement.

Les seuls termes qui changent par rapport au paragraphe précédent sont donc les composantes de $\overrightarrow{\Delta N_{oi}}$. Afin de déterminer celles-ci, nous introduisons le vecteur soleil $\overrightarrow{S_{to}}$, le vecteur

unitaire normal à l'héliostat $\vec{N_{to}}$, et le vecteur cible $\vec{R_{to}}$, correspondant à la position du soleil pour laquelle l'héliostat est optimisé; $\vec{S_{to}}$, $\vec{N_{to}}$ et $\vec{R_{to}}$ sont bien évidemment liés par la loi de Descartes. A l'instant de réglage t_o, et seulement à cet instant, $\vec{R_{oi}}$, vecteur unitaire repérant la direction du rayon principal réfléchi au centre Oi du module considéré, est confondu avec $\vec{R_i}$. L'expression de $\vec{R_{oi}}$ peut donc être déduite de celle du vecteur $\vec{R_{po}}$ donnée par la relation (III-15) en remplaçant $\vec{\Delta N}$ par $\vec{\Delta N_{oi}}$, puisque le réglage hors-axe est indépendant du type des facettes réflectrices qui équipent l'héliostat, et que cette opération est censée s'effectuer en l'absence de dépointages; on peut alors écrire, au premier ordre :

$$\vec{R_{oi}} \approx \vec{R_{oi}} + \frac{\vec{OOi}}{D} - \frac{(\vec{R_{to}}\ \vec{OOi})}{D}\vec{R_{to}} + 2\ [\cos i_{to}\ \vec{\Delta N_{oi}} - (\vec{R_{to}}\ \vec{\Delta N_{oi}})\ \vec{N_{to}}]$$

où i_{to} est l'angle d'incidence des rayons solaires à l'instant de réglage initial t_o. On en déduit que :

$$2\ [\cos i_{to}\ \vec{\Delta N_{oi}} - (\vec{R_{to}}\ \vec{\Delta N_{oi}})\ \vec{N_{to}}] \approx \frac{(\vec{R_{to}}\ \vec{OOi})}{D}\vec{R_{to}} - \frac{\vec{OOi}}{D} \qquad \text{(III-21)}$$

et, en multipliant membre à membre les termes de cette équation par le vecteur $\vec{N_{to}}$, on arrive à la relation :

$$-2\ (\vec{R_{to}}\ \vec{\Delta N_{oi}}) \approx (\vec{R_{to}}\ \frac{\vec{OOi}}{D})\cos i_{to}$$

valable au premier ordre. Nous pouvons alors tirer l'expression de $\vec{\Delta N_{oi}}$ de la relation (III-21) :

$$\vec{\Delta N_{oi}} \approx \frac{1}{2\cos i_{to}}\left[\frac{(\vec{R_{to}}\ \vec{OOi})}{D}\frac{\vec{R_{to}} - \vec{S_{to}}}{2} - \frac{\vec{OOi}}{D}\right] \qquad \text{(III-22)}$$

Cette dernière relation nous permet de déterminer les composantes de $\vec{\Delta N_{oi}}$ dans Rso en fonction de la position du soleil choisie pour l'optimisation de l'héliostat, et des termes du premier ordre Y_{oi}/D et Z_{oi}/D. Il resterait ensuite à reprendre les calculs qui ont été menés au paragraphe précédent avec cette nouvelle expression de $\vec{\Delta N_{oi}}$; nous venons donc de montrer qu'il est possible, dans le cas d'un héliostat focalisant réglé en dehors de son axe, de déterminer précisément les composantes du vecteur $\vec{R_{po}}$ dans le repère Rri.

Par ailleurs, la relation (III-22) s'applique également à l'héliostat réglé sur son axe. Dans ce cas $\overrightarrow{S_{to}}$, $\overrightarrow{N_{to}}$ et $\overrightarrow{R_{to}}$ sont confondus et $i_{to}=0$. On retrouve alors :

$$\overrightarrow{\Delta N_{oi}} \approx -\frac{\overrightarrow{OOi}}{2D} \approx \begin{vmatrix} 0 \\ -\frac{Y_{oi}}{2D} \\ -\frac{Z_{oi}}{2D} \end{vmatrix}$$

où D est la focale idéale de l'héliostat sphérique réglé sur son axe.

4.3) Cas d'un héliostat plan

En toute rigueur, un héliostat plan peut être considéré comme un héliostat sphérique de courbure nulle, ou de focale f_H infinie. En principe cela revient à annuler le terme $\overrightarrow{\Delta N_{oi}}$ dans les relations (III-9). De plus, les héliostats plans sont toujours équipés de facettes planes à l'origine (ce qui n'exclut pas une déformation ultérieure de leur relief) : dans ce cas la fonction caractéristique du relief des facettes $f(Y_p,Z_p)$ reste constante et ses dérivées partielles f'_y et f'_z sont nulles. On peut donc également éliminer le terme $\overrightarrow{\Delta N_p}$ des relations (III-9), pour finalement écrire, dans le repère Ro (fig.III-6) :

$$\overrightarrow{\Delta N} = \overrightarrow{\Delta N_{op}} + \overrightarrow{\Delta N_{oir}} \approx \begin{vmatrix} 0 \\ a_p+a_r \\ h_p+h_r \end{vmatrix} \qquad \text{(III-23)}$$

A partir de là, le calcul des composantes du vecteur $\overrightarrow{R_{po}}$, exprimées au premier ordre dans le repère Rri, se fait exactement de la même manière que dans le cas d'un héliostat focalisant réglé sur son axe (paragraphe 4.2.1), y compris l'approximation des matrices P_{Rri-Ro} par la matrice P_{Rro-Ro}, que l'on notera de la même manière (relation (III-19)). A signaler simplement que cette matrice est cette fois-ci de type P_1, puisque le repère Rro lié au rayon principal réfléchi par l'héliostat est ici le repère Rinst lui-même (voir le paragraphe 5.3.1 du chapitre précédent). Dans ces conditions, on arrive à l'expression suivante des cosinus directeurs de $\overrightarrow{R_{po}}$ dans Rri, développés au premier ordre :

$$\overrightarrow{R_{po}} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ 2C_{33}(a_p+a_r) - 2C_{32}(h_p+h_r) + C_{22}\frac{Y_{oi}}{D} + C_{23}\frac{Z_{oi}}{D} \\ -2C_{23}(a_p+a_r) + 2C_{22}(h_p+h_r) + C_{32}\frac{Y_{oi}}{D} + C_{33}\frac{Z_{oi}}{D} \end{bmatrix} \qquad \text{(III-24)}$$

où a_r, h_r, a_p et h_p sont les défauts de réglage et de pointage de l'héliostat plan, et Y_{oi}/D et Z_{oi}/D les termes de translation qui caractérisent, au premier ordre, le passage du repère Ro au repère Rri. Ces derniers pourront être éliminés par l'adoption d'un système de coordonnées unique pour toutes les facettes réflectrices, et rapporté au point origine O choisi sur l'héliostat, lorsque l'équation des courbes iso-luminance sera établie.

4.4) Cas d'un concentrateur fixe

Dans ce paragraphe, nous nous réfèrerons aux repères qui ont été définis au paragraphe 5.4.1 du deuxième chapitre. Le problème d'une facette réflectrice montée sur un concentrateur fixe est en même temps plus simple et plus complexe que celui d'un héliostat focalisant : plus simple, parce qu'ici le repère de travail Rri est directement lié aux rayons réfléchis par la facette, et plus complexe, parce qu'il faut éventuellement introduire les défauts de pointage en azimut et en hauteur a_p et h_p de l'héliostat qui éclaire la facette : dans cette perspective, le vecteur soleil effectif $\vec{S}$ peut être défini, pour la facette considérée, par :

$$\vec{S} = \vec{S_o} + \vec{\Delta S} \qquad \text{(III-25)}$$

où $\vec{S_o}$ et $\vec{\Delta S}$ ont respectivement pour composantes dans Rinst (1,0,0) et (0, a_p, h_p) (fig.III-7); il s'agit évidemment d'expressions développées au premier ordre.

D'autre part, le vecteur $\overrightarrow{N_{soi}}$, qui dirige l'axe principal du repère Rsoi, lié à la facette après introduction de ses défauts de réglage,s'exprime, au premier ordre dans le repère Roi :

$$\overrightarrow{N_{soi}} = \overrightarrow{N_{oi}} + \overrightarrow{\Delta N_{oir}}$$

où $\overrightarrow{\Delta N_{oir}}$ a pour composantes (0, a_r, h_r), a_r et h_r étant les erreurs de réglage en azimut et en hauteur de la facette réflectrice considérée.

Le relief de la facette est ensuite introduit dans Rsoi de la

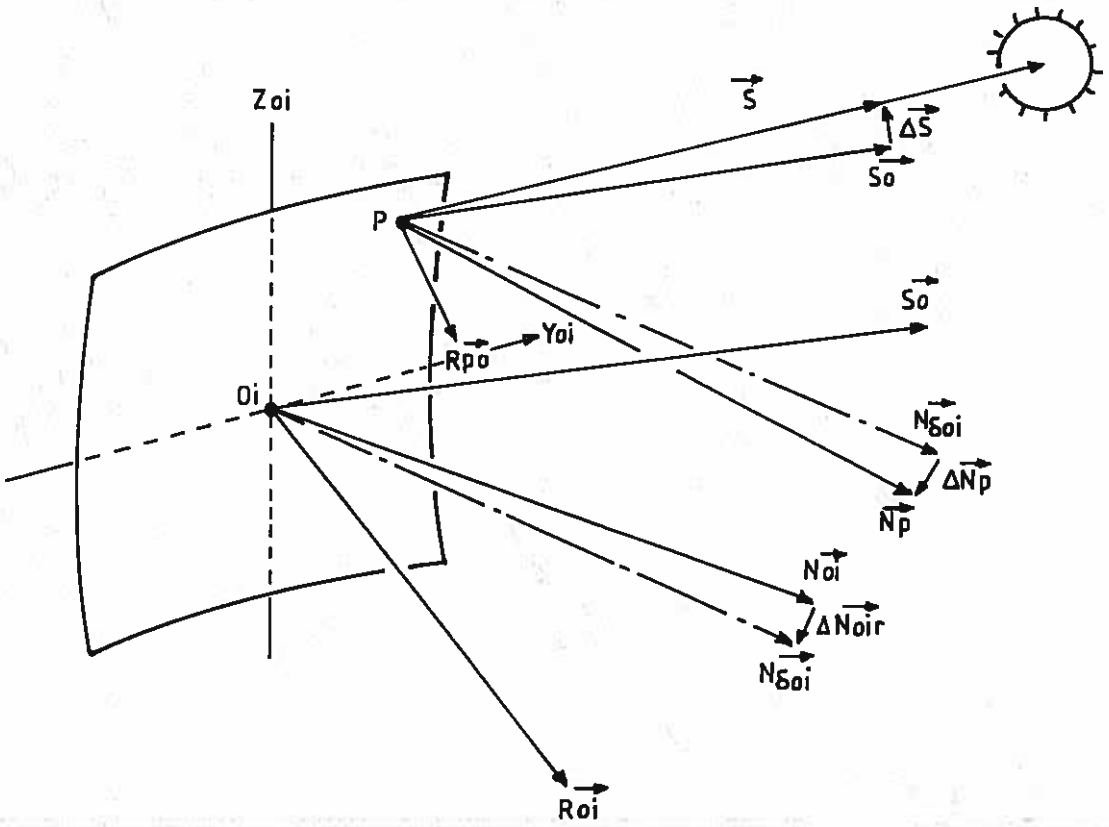


fig III-7 : Calcul de $\overrightarrow{N_p}$ dans Roi dans le cas d'une facette de concentrateur fixe.

même manière que dans le cas de l'héliostat focalisant, et l'on peut finalement écrire, dans le repère Roi :

$$\overrightarrow{N_p} = \overrightarrow{N_{oi}} + \overrightarrow{\Delta N}$$

$$\overrightarrow{\Delta N} = \overrightarrow{\Delta N_{oir}} + \overrightarrow{\Delta N_p} = \begin{cases} 0 \\ a_r - f'_y \\ h_r - f'_z \end{cases} \qquad \text{(III-26)}$$

Alors, en introduisant les relations (III-25) et (III-26) dans l'expression vectorielle de la loi de Descartes (II-5), et en se limitant aux termes du premier ordre, on obtient :

$$\overrightarrow{R_{po}} \approx \overrightarrow{R_{oi}} + 2(\overrightarrow{N_{oi}}\ \overrightarrow{\Delta S})\ \overrightarrow{N_{oi}} - \overrightarrow{\Delta S} + 2\ [\cos i_o\ \overrightarrow{\Delta N} - (\overrightarrow{R_{oi}}\ \overrightarrow{\Delta N})\ \overrightarrow{N_{oi}}] \qquad \text{(III-27)}$$

Dans le cas du concentrateur fixe $\overrightarrow{R_{oi}} = \overrightarrow{R_i}$. Les composantes du

dernier terme de la relation (III-27) se calculent donc facilement dans Rri à l'aide de la matrice $P_{2\ Rri-Roi}$, dont on notera les coefficients de la même façon que dans les paragraphes qui précèdent :

$$P_{2\ Rri-Roi} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} \end{bmatrix} \qquad \text{(III-28)}$$

Par contre, l'expression dans Rri des composantes du terme $2(\overrightarrow{N_{oi}}\ \overrightarrow{\Delta S})\ \overrightarrow{N_{oi}} - \overrightarrow{\Delta S}$, qui caractérise le dépointage de l'héliostat plan, n'est obtenue qu'au terme d'un calcul long et compliqué, que nous ne reproduirons pas ici; nous ne donnons que l'expression finale des cosinus directeurs du vecteur $\overrightarrow{R_{po}}$ dans Rri, développés au premier ordre :

$$\overrightarrow{R_{po}} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ 2C_{33}(a_r - f'_y) - 2C_{32}(h_r - f'_z) - \left[\frac{C_{22}\ a_p - C_{32}\ h_p)}{\sqrt{C_{22}^2 + C_{32}^2}}\right] \\ -2C_{23}(a_r - f'_y) + 2C_{22}(h_r - f'_z) - \left[\frac{C_{32}\ a_p + C_{22}\ h_p)}{\sqrt{C_{22}^2 + C_{32}^2}}\right] \end{bmatrix} \qquad \text{(III-29)}$$

où les termes entre crochets sont caractéristiques du défaut de pointage de l'héliostat plan. On constate que pour un même héliostat éclairant un ensemble de facettes du concentrateur, les effets du dépointage différent d'une facette à l'autre, puisque les coefficients C_{22} et C_{32} sont étroitement liés à l'implantation des facettes réflectrices. Pour la suite, nous ne tiendrons plus compte de l'effet de ces dépointages, qui présentent d'ailleurs des fluctuations très rapides dans le cas d'un héliostat plan asservi en boucle fermée.

5) ALLURE DES COURBES ISO-LUMINANCE EN FONCTION DU TYPE DES FACETTES

Connaissant maintenant les expression des vecteurs $\overrightarrow{PM'}/||PM'||$ et $\overrightarrow{R_{po}}$ dans le repère Rri pour les trois types de structure qui nous intéressent (héliostats focalisants, héliostats plans et concentrateurs fixes), l'expression approchée de l'angle ϵ que font entre eux ces deux vecteurs s'obtiendra par développement

de la relation suivante :

$$\epsilon^2 \approx \sin^2\epsilon = \left|\left|\overrightarrow{R_{po}} \wedge \frac{\overrightarrow{PM'}}{||PM'||}\right|\right|^2 \qquad \text{(III-30)}$$

Cette relation nous donne également, pour un angle ϵ donné tel que $0 \leqslant \epsilon \leqslant \epsilon_o$, l'équation des courbes d'égale luminance observées du point M' sur la ou les facettes réflectrices considérées. C'est donc l'allure de ces courbes iso-luminance que nous allons examiner ici, en fonction du type et des défauts de la structure étudiée, et en introduisant maintenant le relief des facettes réflectrices choisies pour l'équiper.

5.1) Cas général : facettes toroidales

Avant d'établir l'équation des courbes iso-luminance observables sur une telle facette, nous revenons sur l'expression générale des vecteurs $\overrightarrow{PM'}/||PM'||$ et $\overrightarrow{R_{po}}$; nous rappelons en effet que

$$\frac{\overrightarrow{PM'}}{||PM'||} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{V'-V_p}{D_i} \\ \frac{W'-W_p}{D_i} \end{bmatrix} \qquad \text{(III-7)}$$

où D_i est en principe la distance $||\overrightarrow{OiO'}||$. Toutefois, dans le cas d'un héliostat focalisant ou d'un héliostat plan, la relation (III-16) nous autorise à remplacer, au premier ordre , D_i par D dans l'expression de $\frac{\overrightarrow{PM'}}{||PM'||}$, D étant la distance qui sépare le point origine O du repère lié à l'héliostat et le point O'. Nous noterons donc désormais :

$$\frac{\overrightarrow{PM'}}{||PM'||} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{V'-V_p}{D} \\ \frac{W'-W_p}{D} \end{bmatrix} \qquad \text{(III-31)}$$

avec $D=||\overrightarrow{OO'}||$ dans le cas des héliostats,

et $D=||\overrightarrow{OiO'}||$ dans le cas de facettes réflectrices montées sur un concentrateur fixe.

Par ailleurs, on peut écrire les composantes de $\overrightarrow{R_{po}}$ sous la forme :

$$\overrightarrow{R_{po}} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ -2C_{33}f'_y + 2C_{32}f'_z - \frac{V_o}{D} \\ 2C_{23}f'_y - 2C_{22}f'_z - \frac{W_o}{D} \end{bmatrix} \qquad \text{(III-32)}$$

avec

$$\begin{cases} V_o = -2DC_{33}(a_p+a_r)+2DC_{32}(h_p+h_r)-(C_{22}-C_{33}\frac{D}{f_H})Y_{oi}-(C_{23}+C_{32}\frac{D}{f_H})Z_{oi} \\ W_o = 2DC_{23}(a_p+a_r)-2DC_{22}(h_p+h_r)-(C_{32}+C_{23}\frac{D}{f_H})Y_{oi}-(C_{33}-C_{22}\frac{D}{f_H})Z_{oi} \end{cases} \qquad \text{(III-33)}$$

dans le cas d'un héliostat focalisant sphérique,

$$\begin{cases} V_o = -2DC_{33}(a_p+a_r)+2DC_{32}(h_p+h_r)-C_{22}Y_{oi}-C_{23}Z_{oi} \\ W_o = 2DC_{23}(a_p+a_r)-2DC_{22}(h_p+h_r)-C_{32}Y_{oi}-C_{33}Z_{oi} \end{cases} \qquad \text{(III-34)}$$

dans le cas d'un héliostat plan, et

$$\begin{cases} V_o = -2DC_{33}\,a_r + 2DC_{32}\,h_r \\ W_o = 2DC_{23}\,a_r - 2DC_{22}\,h_r \end{cases} \qquad \text{(III-35)}$$

dans le cas d'un concentrateur fixe. Le choix des paramètres D, V_o et W_o suffit donc à caractériser le type de structure étudié, ainsi que ses défauts spécifiques.

En remplaçant les relations (III-31) et (III-32) dans (III-30), on peut alors établir l'équation la plus générale des courbes iso-luminance, donnée par :

$$D^2\epsilon^2 = (V_p - 2DC_{33}f'_y + 2DC_{32}f'_z - (V'+V_o))^2 + (W_p + 2DC_{23}f'_y - 2DC_{22}f'_z - (W'+W_o))^2 \qquad \text{(III-36)}$$

Nous introduisons maintenant le relief d'une facette toroïdale, dont on suppose qu'elle présente ses deux rayons de courbure principaux R_y et R_z suivant les directions OiYoi et OiZoi. L'équation caractéristique de cette surface est, au deuxième ordre :

$$X_p = f(Y_p,Z_p) \approx \frac{Y_p^2}{2R_y} + \frac{Z_p^2}{2R_z} \qquad \text{(III-37)}$$

avec $f'_y \approx \frac{Y_p}{R_y}$ et $f'_z \approx \frac{Z_p}{R_z}$

Par ailleurs, le système de relations (III-8) qui permet le passage des coordonnées (Y_p, Z_p) du point P aux coordonnées (V_p, W_p) du point H, projection de P sur le plan de visée, peut être réécrit, au premier ordre :

$$\begin{cases} V_p = C_{22}\, Y_p + C_{23}\, Z_p \\ W_p = C_{32}\, Y_p + C_{33}\, Z_p \end{cases} \qquad \text{(III-38)}$$

Ces relations approchées restent valables pour une position de M' différente du point O', puisque dans tous les cas les repères Rri, Rro et Rv sont confondus, ou, au pire, infiniment voisins (fig.III-8). Cela dit, un tel système n'est inversible que si son déterminant Δ est non nul. Les propriétés particulières des matrices de coefficients (C_{ij}) nous permettent d'écrire, d'après le paragraphe 5.1 du chapitre II :

$$\Delta = C_{22}\, C_{33} - C_{23}\, C_{32} = C_{11} = \cos i_o \neq 0$$

Ceci revient à supposer que l'angle d'incidence moyen i_o des rayons solaires sur la facette (ou l'héliostat) considérée est différent de 90° : en pratique cela est toujours réalisé lors du fonctionnement normal des deux installations que nous étudions ici. L'inversion du système (III-38) conduit alors aux relations :

$$\begin{cases} Y_p = \dfrac{C_{33}\, V_p - C_{23}\, W_p}{\cos i_o} \\ Z_p = \dfrac{-C_{32}\, V_p + C_{22}\, W_p}{\cos i_o} \end{cases} \qquad \text{(III-39)}$$

En reportant ces expressions de Y_p et Z_p dans les relations (III-37), puis (III-36), on arrive finalement à l'équation des courbes iso-luminance observables sur une facette réflectrice toroïdale :

$$D^2\epsilon^2 = [AV_p + CW_p - (V'+V_o)]^2 + [BW_p + CV_p - (W'+W_o)]^2 \qquad \text{(III-40)}$$

$$\text{où } A = 1 - \frac{2D}{\cos i_o}\left[\frac{C_{33}^2}{R_y} + \frac{C_{32}^2}{R_z}\right]$$

$$\text{où } B = 1 - \frac{2D}{\cos i_o}\left[\frac{C_{23}^2}{R_y} + \frac{C_{22}^2}{R_z}\right] \qquad \text{(III-41)}$$

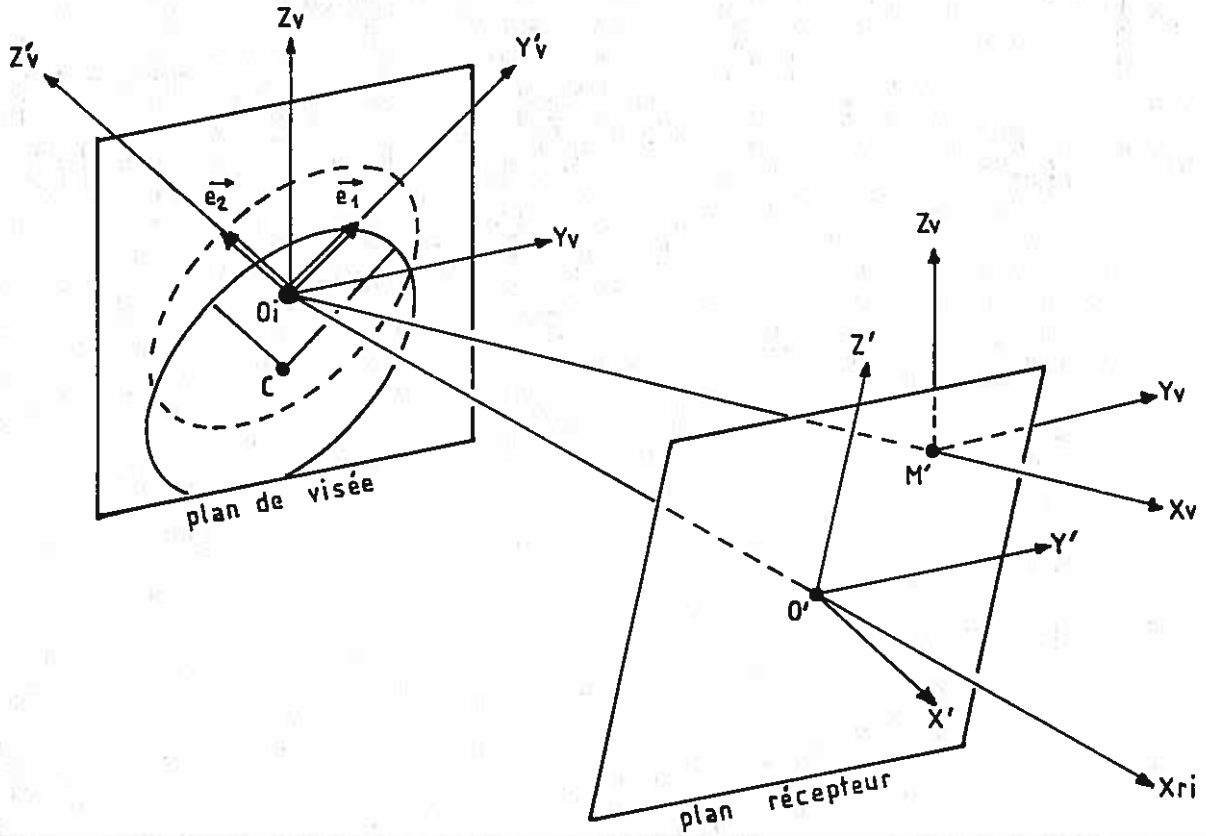


fig III-8 : Courbes iso-luminance apparentes dans le plan de visée. Le plus souvent, C ne sera pas confondu avec Oi.

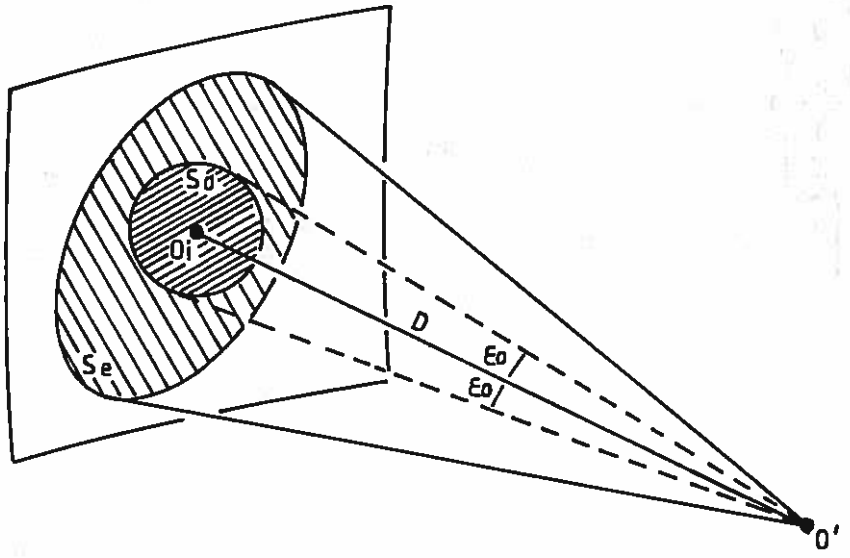


fig III-9 : Définition du facteur de concentration intrinsèque C_I d'une facette réflectrice.

et $C = \frac{2D}{\cos i_o}\left[\frac{C_{33}C_{23}}{R_y} + \frac{C_{22}C_{32}}{R_z}\right]$

Les courbes iso-luminance cherchées sont, à l'évidence, des coniques. Mais nous désirons déterminer précisément tous leurs paramètres. Pour cela on peut remarquer que l'expression de $D^2\epsilon^2$ donnée dans (III-40) est une forme quadratrique en V_p et W_p dont la matrice Q a pour éléments :

$$Q = \begin{bmatrix} A^2 + C^2 & (A+B)C \\ (A+B)C & B^2 + C^2 \end{bmatrix} \qquad \text{(III-42)}$$

Or, Q est le carré d'une matrice q qui s'exprime simplement :

$$q = \begin{bmatrix} A & C \\ C & B \end{bmatrix} \qquad \text{(III-43)}$$

Il serait bien sûr intéressant de diagonaliser cette dernière matrice; or celle-ci est symétrique réelle : on sait alors qu'il est toujours possible de trouver une base orthonormée de vecteurs propres $\vec{e_1}$ et $\vec{e_2}$, dont les valeurs propres associées sont respectivement λ_1 et λ_2. On note :

$$\vec{e_1} = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{e_2} = \begin{bmatrix} -\beta \\ \alpha \end{bmatrix} \qquad \text{(III-44)}$$

avec $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. Si V'_p et W'_p sont les coordonnées du point H exprimées dans un repère $OiY'_vZ'_v$ lié à $\vec{e_1}$ et $\vec{e_2}$ (fig.III-8), les relations de passage de (V'_p, W'_p) à (V_p, W_p) s'écrivent alors :

$$\begin{cases} V_p = \alpha V'_p - \beta W'_p \\ W_p = \beta V'_p + \alpha W'_p \end{cases} \qquad \text{(III-45)}$$

Comme d'autre part on sait que :

$(AV_p+CW_p)^2 + (BW_p+CV_p)^2 = \lambda_1^2 V_p'^2 + \lambda_2^2 W_p'^2$

et que

$$\begin{bmatrix} A & C \\ C & B \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \lambda_1 \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} A & C \\ C & B \end{bmatrix}\begin{bmatrix} -\beta \\ \alpha \end{bmatrix} = \lambda_2 \begin{bmatrix} -\beta \\ \alpha \end{bmatrix}$$

puisque $\vec{e_1}$ et $\vec{e_2}$ sont les vecteurs propres de la matrice q, on peut déterminer l'équation des courbes iso-luminance dans le nouveau repère lié à $\vec{e_1}$ et $\vec{e_2}$

en utilisant les relations précédentes pour développer, puis factoriser l'expression de $D^2\epsilon^2$ donnée par (III-40) :

$$D^2\epsilon^2 = [\lambda_1 V'_p - \alpha(V'+V_o) - \beta(W'+W_o)]^2 + [\lambda_2 W'_p + \beta(V'+V_o) - \alpha(W'+W_o)]^2 \quad \text{(III-46)}$$

C'est là l'équation d'une ellipse que l'on met sous la forme :

$$1 = \frac{[V'_p - V'_C]^2}{(D\epsilon/\lambda_1)^2} + \frac{[W'_p - W'_C]^2}{(D\epsilon/\lambda_2)^2} \quad \text{(III-47)}$$

Pour un angle ϵ donné (par exemple ϵ_o, qui est le rayon angulaire du soleil), la courbe iso-luminance est donc une ellipse (fig.III-8) dont les axes, qui valent respectivement $\frac{2D\epsilon_o}{\lambda_1}$ et $\frac{2D\epsilon_o}{\lambda_2}$, sont dirigés par les vecteurs $\vec{e_1}$ et $\vec{e_2}$, et dont les coordonnées du centre C sont données par la relation vectorielle :

$$\overrightarrow{OiC} = V'_C \vec{e_1} + W'_C \vec{e_2}$$

$$\text{avec } V'_C = \frac{\alpha(V'+V_o) + \beta(W'+W_o)}{\lambda_1} \quad \text{(III-48)}$$

$$W'_C = \frac{-\beta(V'+V_o) + \alpha(W'+W_o)}{\lambda_2}$$

Ces résultats sont importants; ils nous permettent en effet de tirer trois enseignements fondamentaux :

1) Dans le cadre d'une approximation du premier ordre, les courbes iso-luminance observables d'un point M' sur les facettes réflectrices d'une installation sont, le plus souvent (sauf cas de dégénérescence où l'une au moins des valeurs propres λ_1 et λ_2 est nulle), des ellipses dont l'orientation et les dimensions dépendent du type de facette étudié, et de la disposition géométrique de l'ensemble soleil-facette-point cible.

2) Par contre, une translation du point d'observation M' (qui se traduit par une modification des coordonnées V' et W') au voisinage du point cible aura pour seul effet de décaler les courbes iso-luminance dans le plan de visée, sans faire apparaître aucune déformation de celles-ci. Dans le repère $OiY'_VZ'_V$, ce décalage est caractérisé par une translation de vecteur :

$$\vec{T}_{M'} = \begin{vmatrix} \frac{\alpha V' + \beta W'}{\lambda_1} \\ -\frac{\beta V' + \alpha W'}{\lambda_2} \end{vmatrix}$$

3) Il en est de même de tous les termes qui interviennent

dans V_o et W_o, et qui sont donnés par les relations (III-33) à (III-35), pour les trois types de structure envisagés. Ainsi les dépointages des héliostats, les termes qui rendent compte de leur éventuelle sphéricité et des effets de l'astigmatisme, et les défauts de réglage des facettes réflectrices n'ont tous qu'une seule et même conséquence, qui est de faire subir une translation aux répartitions de luminance observées sur la surface réflectrice. A titre d'exemple, nous donnons l'expression du vecteur $\overrightarrow{T_r}$ qui caractérise, dans le repère $OiY'_vZ'_v$, la translation introduite par les seuls défauts de réglage. Cette expression s'applique aussi bien aux héliostats qu'aux concentrateurs fixes :

$$\overrightarrow{T_r} = \begin{bmatrix} \frac{2D}{\lambda_1}\left[(\beta C_{23} - \alpha C_{33})a_r + (\alpha C_{32} - \beta C_{22})h_r\right] \\ \\ \frac{2D}{\lambda_2}\left[(\beta C_{33} + \alpha C_{23})a_r - (\beta C_{32} + \alpha C_{22})h_r\right] \end{bmatrix} \qquad \text{(III-49)}$$

Dès lors, le principe de nos mesures est acquis : si, en général, les erreurs de réglage n'introduisent que des translations des distributions de luminance, il nous suffira de mesurer ces dernières sur chaque facette réflectrice, pour remonter ensuite à ses erreurs de réglage par des relations linéaires du type de (III-49).

Nous examinerons plus en détail l'application de ce principe d'évaluation aux héliostats plans du four de 1000 kW d'Odeillo et aux héliostats focalisants de la centrale THEMIS dans les paragraphes 5.2.3 et 5.3.3. Il nous reste à présent à formuler une autre remarque, et à revenir sur le cas des facettes toroïdales.

L'équation (III-47) nous permet en effet de déterminer le facteur de concentration intrinsèque C_I lié au relief de la facette réflectrice. Nous définissons celui-ci comme le rapport entre la surface apparente de l'image du soleil, telle qu'elle apparaîtrait à travers une facette réflectrice de dimensions infinies, et la surface apparente du disque solaire lui-même, tel qu'on pourrait l'observer du point M' si la facette était plane (fig.III-9). C_I est bien sûr différent de C(M'), d'abord parce qu'il n'y est pas tenu compte de la loi de luminance solaire $L(\epsilon)$, mais surtout parce que les miroirs ont évidemment une surface limitée; en conséquence C(M') n'atteindra jamais des valeurs infinies, alors que cela est possible pour C_I. Quoi qu'il en soit, la surface de l'ellipse image du soleil à travers la surface réflectrice vaut :

$$Se = \frac{\pi D^2 \epsilon_o^2}{\lambda_1 \lambda_2}$$

alors que la surface apparente du soleil sur une facette plane située à distance D est égale à $So = \pi D^2 \epsilon_o^2$

On en déduit donc que :

$$C_I = \frac{Se}{So} = \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2} \qquad \text{(III-50)}$$

Nous montrerons dans le chapitre IV que C_I peut être rapproché du facteur de concentration défini par Lipps [62] dans la formulation de sa vue en trou d'épingle (voir le paragraphe 4.4.3.1 du chapitre I). Par ailleurs, il est toujours possible d'écrire que $C(M') = R\, C_I$ dans le cas d'un soleil à luminance uniforme, et lorsqu'on est sûr que les répartitions de luminance vues de M' ne débordent pas sur les contours apparents du miroir.

Cette définition de C_I nous amène à nous interroger sur ce qu'il advient lorsque l'une des deux valeurs propres λ_1 ou λ_2 s'annule. Dans ce cas C_I devient infini, mais l'équation des courbes iso-luminance donnée par la relation (III-46) reste valable; plusieurs cas de dégénérescence sont ainsi possibles, et nous aurons l'occasion de les étudier plus loin.

Enfin, nous avons appliqué notre procédure de calcul, consistant à déterminer successivement les coefficients A, B et C de la matrice q, ainsi que ses valeurs propres, puis ses vecteurs propres, au cas des facettes toroïdales, en vue d'établir l'équation de leurs courbes iso-luminance. Toutefois, l'apparition d'un radical irréductible dans l'équation aux valeurs propres de la matrice q ne nous a pas permis d'arriver à un résultat simple. Comme d'autre part l'étude de ces facettes est assez anecdotique, puisqu'on n'en trouve ni à Odeillo, ni à THEMIS, nous avons renoncé à donner ici l'expression exacte de λ_1 et λ_2. Quoi qu'il en soit, tous les éléments nécessaires à la mise en oeuvre d'une solution numérique pour ce type de facettes ont été donnés plus haut. Nous allons à présent examiner les cas des facettes planes, cylindriques, et sphériques, en gardant toujours la même démarche.

5.2) Facettes planes

5.2.1) Cas idéal

Nous considérons d'abord le cas le plus simple où $V_o = W_o = 0$. Cela revient par exemple à supposer que la facette réflectrice plane est montée sur un concentrateur fixe, et que son orientation est parfaite. En fait nous nous intéressons seulement ici aux caractéristiques géométriques des courbes iso-luminance observées à travers la facette réflectrice étudiée, en fonction de son relief, et nous introduirons par la suite les termes de translation spécifiques aux types et aux défauts des structures considérées.

Dans le cas des facettes planes, on a bien sûr $f'_y = f'_z = 0$. Il est possible de se servir des expressions de A, B et C données au paragraphe précédent (relations (III-41)) pour une facette toroïdale, en faisant tendre R_y et R_z vers l'infini. On obtient alors :

$$A = B = 1 \quad \text{et} \quad C = 0$$

Dans ces conditions, il est inutile de chercher à diagonaliser la matrice q : l'équation des courbes iso-luminance se déduit directement de l'expression de $D^2\epsilon^2$ donnée par la relation (III-40), et on trouve :

$$D^2\epsilon^2 = (V_p - V')^2 + (W_p - W')^2$$

Les courbes iso-luminance sont donc, aux termes de translation liés à la position du point M' près, des cercles de rayon $D\epsilon$. En particulier, l'image du disque solaire à travers la facette plane a pour rayon $D\epsilon_o$. A priori, il n'était pas nécessaire de développer tout un système de relations approchées pour retrouver ce résultat évident. Mais nous allons à présent considérer que cette facette réflectrice est montée sur un héliostat plan.

5.2.2) Cas d'une facette d'héliostat plan présentant un défaut de réglage

Nous choisissons maintenant les expressions de V_o et W_o données par les relations (III-34), et qui prennent en compte les défauts de réglage des facettes réflectrices et le dépointage de l'héliostat plan, ainsi que les termes de translation en Y_{oi} et Z_{oi} liés à la position du centre de la facette considérée sur la surface de l'héliostat. Alors l'équation des courbes iso-luminance apparentes devient :

$$D^2\epsilon^2 = [V_p + 2DC_{33}(a_p+a_r) - 2DC_{32}(h_p+h_r) + C_{22}Y_{oi} + C_{23}Z_{oi}]^2$$
$$+ [W_p - 2DC_{23}(a_p+a_r) + 2DC_{22}(h_p+h_r) + C_{32}Y_{oi} + C_{33}Z_{oi}]^2 \quad \text{(III-51)}$$

Il convient maintenant de se reporter aux définitions des repères choisis au paragraphe 5.3.1 du chapitre précédent : dans le cas de l'héliostat plan en effet, les termes V' et W' n'apparaissent plus dans la relation (III-51), puisque le point d'observation M'_o est toujours pris comme origine du plan récepteur, et qu'il est situé dans le prolongement de l'axe du faisceau idéalement réfléchi par l'héliostat. Par ailleurs, c'est le point O qui est visé par le système d'observation placé en M'_o, et il est alors plus commode d'utiliser des coordonnées se rapportant directement à ce point. C'est ainsi que les coordonnées Y_{po} et Z_{po} d'un point P appartenant à une facette réflectrice de centre Oi s'expriment, dans le repère Ro (cf.fig.II-33) :

$$\begin{cases} Y_{po} = Y_{oi} + Y_p \\ Z_{po} = Z_{oi} + Z_p \end{cases} \qquad \text{(III-52)}$$

et que les coordonnées (V_{po}, W_{po}) de la projection du point P sur le plan de visée OYinstZinst s'obtiennent par les relations (III-38) appliquées à Y_{po} et Z_{po} :

$$\begin{cases} V_{po} = C_{22}\, Y_{po} + C_{23}\, Z_{po} \\ W_{po} = C_{32}\, Y_{po} + C_{33}\, Z_{po} \end{cases} \qquad \text{(III-53)}$$

En utilisant les relations (III-52) et (III-53), ainsi que les relations (III-38), on arrive à l'équation des courbes iso-luminance observables du point M'_o, en fonction des coordonnées apparentes V_{po} et W_{po} d'un point P, rapportées au point origine O de l'héliostat :

$$D^2\epsilon^2 = (V_{po}-V_c)^2 + (W_{po}-W_c)^2 \qquad \text{(III-54)}$$

où V_c et W_c sont les coordonnées apparentes du centre du disque solaire vu à travers la facette considérée, et rapportées au point O :

$$\begin{cases} V_c = -\,2DC_{33}(a_p+a_r) + 2DC_{32}(h_p+h_r) \\ W_c = \;\;2DC_{23}(a_p+a_r) - 2DC_{22}(h_p+h_r) \end{cases} \qquad \text{(III-55)}$$

Il nous faut maintenant préciser comment s'effectue le choix du point origine O sur la surface de l'héliostat.

5.2.3) Méthode d'estimation de l'erreur de réglage

On commence à se douter que les répartitions de luminance observables sur un ensemble de facettes réflectrices planes se présenteront comme des sections juxtaposées du disque solaire, et decalées les unes par rapport aux autres par l'effet de leurs erreurs de réglage (fig.III-10). La mesure de V_c et W_c sur les distributions de luminance expérimentales doit donc nous permettre, pour une facette donnée, de remonter aux termes (a_p+a_r) et (h_p+h_r), par inversion des relations (III-55). Or, les défauts de pointage en azimut et en hauteur de l'héliostat plan a_p et h_p, qui sont communs au groupe de facettes considéré, ne nous intéressent pas. Pour les éliminer, nous avions le choix entre deux méthodes.

La première méthode consiste à fixer le point origine O sur un point caractéristique de l'héliostat (centre d'une facette particulière, ou croisement de quatre facettes, etc...). Des coordonnées apparentes V_{ci} et W_{ci} du centre Ci de l'image du disque solaire observée sur la $i^{ème}$ facette réflectrice, nous déduisons alors ses erreurs cumulées (a_p+a_{ri}) et (h_p+h_{ri}). a_p et h_p sont ensuite éliminées par soustraction des moyennes arithmétiques des valeurs de (a_p+a_{ri}) et (h_p+h_{ri}) obtenues pour l'ensemble du groupe de facettes étudié. Mais cette méthode a pour conséquence de rendre les valeurs moyennes des erreurs de réglage nulles, ce qui peut ne pas être le cas en réalité.

La deuxième méthode consiste à placer le point O au centre énergétique des répartitions de luminance réellement observées à travers l'héliostat, par des critères graphiques. Dans ces conditions l'axe OM'_o est dirigé suivant le faisceau effectivement réfléchi par l'héliostat : cela revient à éliminer les défauts de pointage des relations (III-55), puisque ceux-ci ne contribuent qu'à décaler la position du centre énergétique sur la surface de l'héliostat. L'axe OM'_o ne repère plus alors exactement la direction idéale des rayons réfléchis, qui est parallèle à l'axe du concentrateur, mais en reste infiniment voisin, ce qui nous permet de ne rien changer à la matrice $P_{l\ Rinst-Ro}$, et à ses coefficients (C_{ij}).

C'est cette deuxième méthode que nous avons finalement choisie. Alors, si V_{ci} et W_{ci} sont les coordonnées apparentes du centre Ci du disque solaire dont les contours sont observés sur la $i^{ème}$ facette, les relations (III-55) se réduisent à :

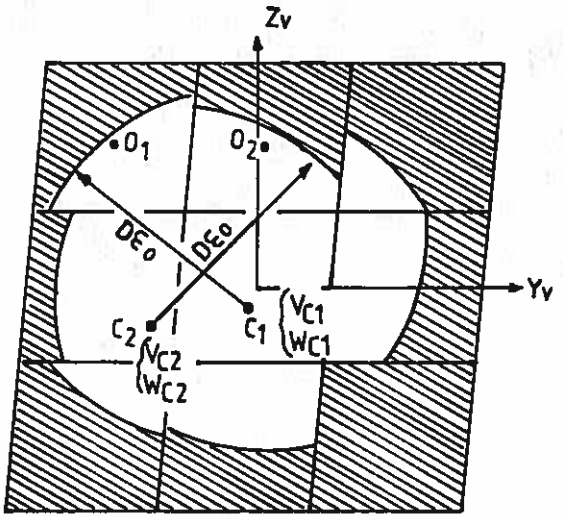


fig III-10 : Images du soleil vues à travers un groupe de facettes planes présentant des défauts de réglage. Les zones hachurées correspondent à des zones obscures.

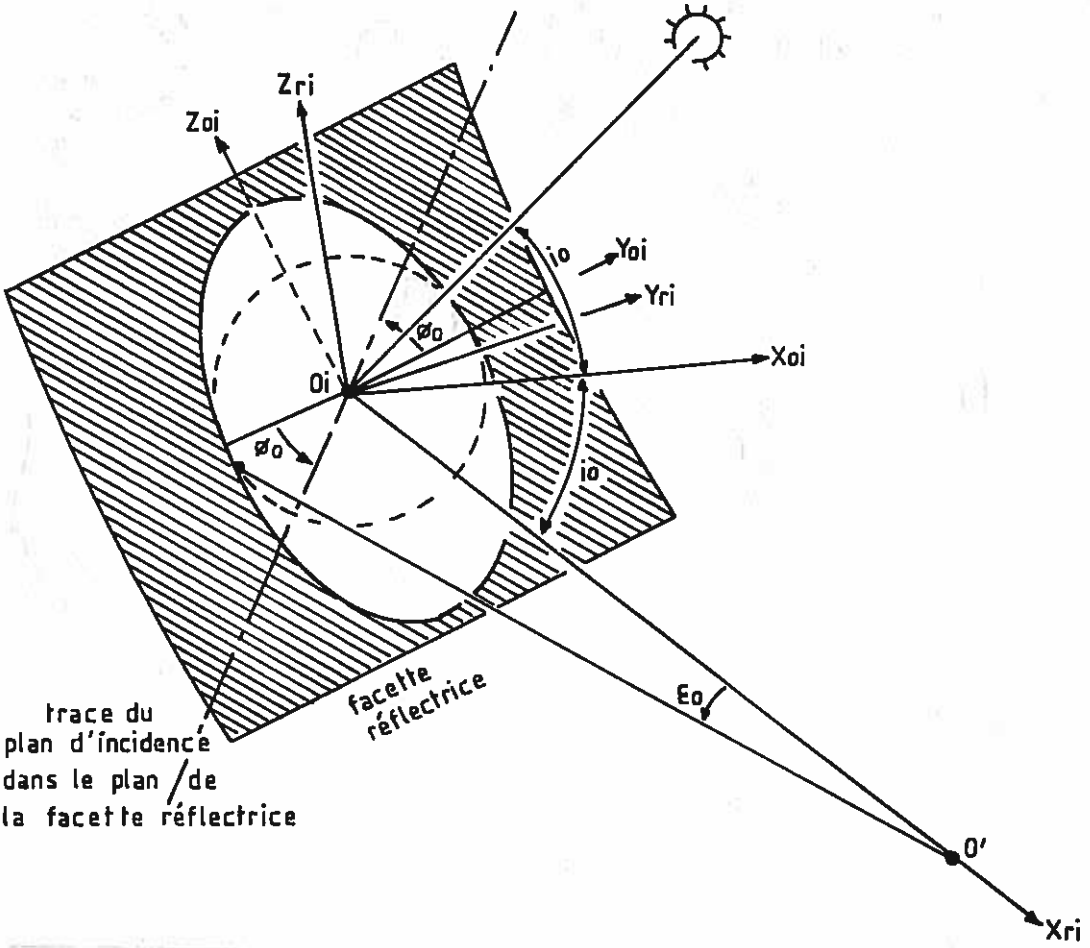


fig III-11 : Image du soleil vue à travers une facette cylindrique.

$$\begin{cases} V_{ci} = -\ 2D\ (C_{33}\ a_{ri} - C_{32}\ h_{ri}) \\ W_{ci} = 2D\ (C_{23}\ a_{ri} - C_{22}\ h_{ri}) \end{cases}$$

et l'on en déduit les relations linéaires qui nous donnent enfin, au premier ordre, les expressions de a_{ri} et h_{ri} :

$$a_{ri} = -\ \frac{C_{22}\ V_{ci} + C_{32}\ W_{ci}}{2D \cos i_o}$$

$$h_{ri} = -\ \frac{C_{23}\ V_{ci} + C_{33}\ W_{ci}}{2D \cos i_o} \qquad \text{(III-56)}$$

Le principe de la méthode de détermination des défauts de réglage d'héliostats plans consiste donc à appliquer systématiquement ces relations aux valeurs de V_{ci} et W_{ci} mesurées à partir des distributions de luminance expérimentales, enregistrées par exemple sous forme d'un cliché photographique. En traitant de la même façon plusieurs de ces clichés, on obtiendra suffisamment de valeurs de a_{ri} et h_{ri} en vue d'en réaliser une analyse statistique. A titre d'exemple, la planche III-1 nous montre un de ces clichés, ainsi que la simulation qui en a été faite grâce à notre code de calcul "héliostats plans" décrit au chapitre précédent, et dans lequel ont été introduites les valeurs d'erreurs de réglage déduites des relations (III-56). On observe une bonne concordance entre les répartitions de luminance expérimentales et simulées : cela est la preuve que notre approximation du premier ordre est très satisfaisante dans le cas d'héliostats plans.

5.3) Facettes cylindriques

5.3.1) Cas idéal

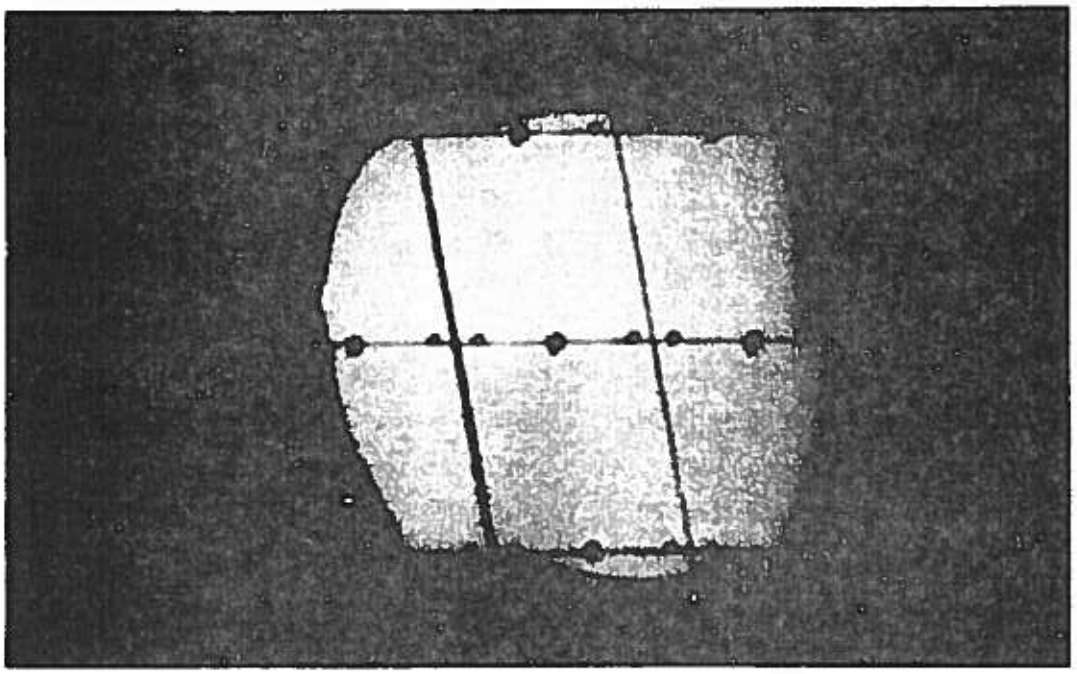
Ici aussi nous commencerons par considérer le cas où $V_o = W_o = 0$. L'équation caractéristique du relief d'un miroir élémentaire cylindrique est, au deuxième ordre :

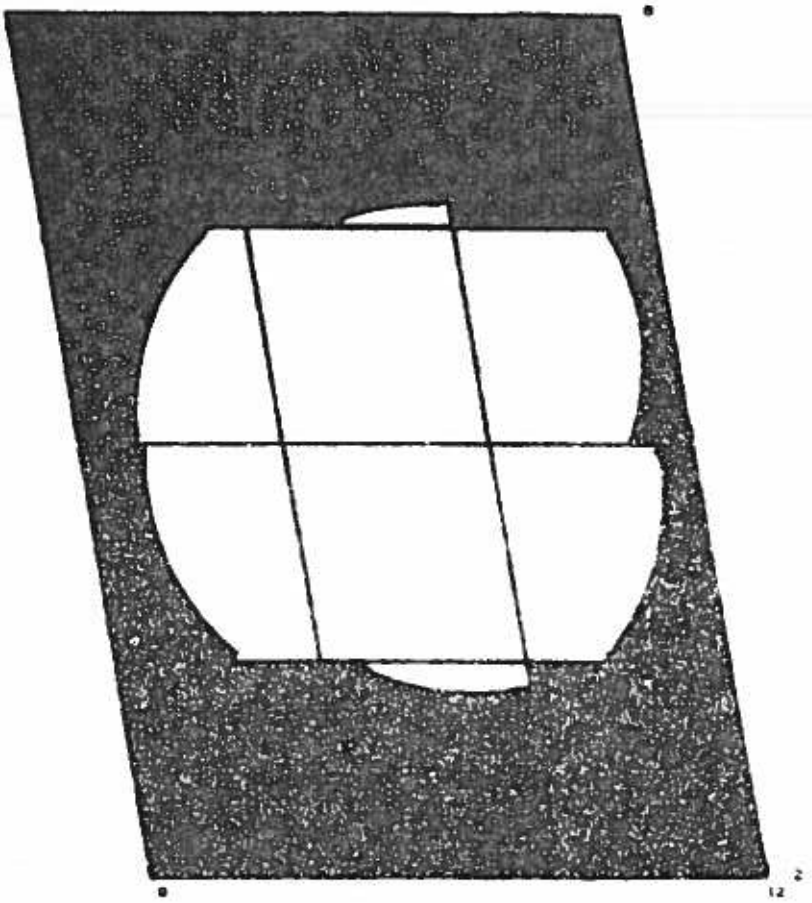
$$X_p = f(Y_p, Z_p) \approx \frac{Z_p^2}{4f} \qquad \text{(III-57)}$$

où 2f est le rayon du cylindre, et en supposant que l'axe de ce dernier est parallèle à l'axe OiYoi : On en déduit que :

$$f'_y \approx 0$$

$$f'_z \approx \frac{Z_p}{2f} \qquad \text{(III-58)}$$





HELIOSTAT 7

LE 10/ 9/ 85 A 10h 41m

COORDONNEES DU CENTRE

YC= 0.798 M
ZC= 1.010 M

ECLAIREMENT AU POINT N°
E= 798.031W/M2

FACTEUR DE REFLEXION
R= 0.7980

Planche III-1 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat plan n° 7.

au premier ordre.

Les expressions de A, B et C sont obtenues en reprenant les relations (III-41), avec R_z=2f et en faisant tendre R_y vers l'infini. On trouve alors :

$$A = 1 - \frac{D\,C_{32}^2}{f\cos i_o};\quad B = 1 - \frac{D\,C_{22}^2}{f\cos i_o}\quad \text{et } C = \frac{D\,C_{22}\,C_{32}}{f\cos i_o} \qquad \text{(III-59)}$$

L'équation aux valeurs propres de la matrice q s'écrit par ailleurs :

$$\lambda^2 - \text{trace}(q)\,\lambda + \det(q) = 0 \qquad \text{(III-60)}$$

C'est là une équation du second degré en λ dont le discriminant δ est égal à :

$$\delta = [\text{trace}(q)]^2 - 4\det(q) \qquad \text{(III-61)}$$

En appliquant cette dernière relation aux coefficients A, B et C de la matrice q, on trouve, compte tenu que $C_{22}^2+C_{32}^2 = 1-C_{12}^2 =$ $1 - \sin^2 i_o \cos^2\phi_o$, d'après les expressions générales des matrices de coefficients (C_{ij}) données au paragraphe 5.1 du chapitre précédent :

$$\delta = \frac{D^2}{\cos^2 i_o}\left[\frac{1 - \sin^2 i_o \cos^2\phi_o}{f}\right]^2$$

et on en déduit finalement les valeurs propres λ_1 et λ_2 qui sont les racines de l'équation (III-60)

$$\lambda_1 = 1 - \frac{D(1-\sin^2 i_o \cos^2\phi_o)}{f\cos i_o} \qquad \text{(III-62)}$$

$$\lambda_2 = 1$$

Il est facile alors de déterminer les vecteurs propres $\vec{e_1}$ et $\vec{e_2}$ qui dirigent les axes OiY'_v et OiZ'_v contenus dans le plan de visée :

$$\vec{e_1} = \begin{cases} -\dfrac{C_{32}}{\sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}} = \alpha \\ \dfrac{C_{22}}{\sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}} = \beta \end{cases} \qquad \vec{e_2} = \begin{cases} \dfrac{C_{22}}{\sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}} \\ \dfrac{C_{32}}{\sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}} \end{cases} \qquad \text{(III-63)}$$

En remplaçant ces dernières relations dans (III-47) et (III-48), et sous réserve que λ_1 soit différent de 0, on arrive enfin à l'équation des courbes iso-luminance observables sur une facette réflectrice cylindrique :

$$1 = \frac{[V'_p-V'_C]^2}{(D\epsilon/\lambda_1)^2} + \frac{[W'_p-W'_C]^2}{D^2\epsilon^2} \qquad \text{(III-64)}$$

Dans le cas général, ces courbes sont des ellipses dont nous donnons

ci-dessous les caractéristiques, lorsque $\epsilon=\epsilon_o$; il s'agit alors des contours de l'image solaire observée à travers la surface réflectrice (fig.III-11).

1) Les grand axe et petit axe de l'ellipse valent respectivement :

$$2a = \frac{2D\epsilon_o}{1 - \frac{D(1-\sin^2 i_o \cos^2\phi_o)}{f \cos i_o}} \quad \text{et} \quad 2b = 2D\epsilon_o \qquad \text{(III-65)}$$

On peut constater que dans le cas d'une facette cylindrique, le petit axe de l'ellipse image du soleil sera toujours égal au diamètre apparent du soleil lui-même.

2) La direction du grand axe de l'ellipse est repérée dans le plan $O_i Y_v Z_v$ par le vecteur $\vec{e_1}$ de coordonnées :

$$\vec{e_1} = \begin{cases} -\dfrac{C_{32}}{\sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}} \\ \dfrac{C_{22}}{\sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}} \end{cases}$$

3) Les coordonnées apparentes du centre de l'ellipse dans le repère $O_i Y'_v Z'_v$ attaché aux axes de l'ellipse sont exprimées par les relations :

$$V'_c = \frac{-C_{32}\,V' + C_{22}\,W'}{\lambda_1 \sqrt{C_{22}^2 + C_{32}^2}}$$

$$W'_c = \frac{-C_{22}\,V' + C_{32}\,W'}{\sqrt{C_{22}^2 + C_{32}^2}} \qquad \text{(III-66)}$$

Par ailleurs, lorsque $D = \frac{f \cos i_o}{1 - \sin^2 i_o \cos^2\phi_o}$, la valeur de λ_1 s'annule; dans ce cas, les courbes iso-luminance se réduisent à une famille de droites parallèles. En pratique cette condition ne sera qu'exceptionnellement réalisée dans le cadre de l'application aux héliostats focalisants du champ de THEMIS : aussi ne l'envisagerons-nous pas ici.

5.3.2) Cas d'un module d'héliostat CETHEL III bis présentant un défaut de réglage

L'équation caractéristique du relief d'un module réflecteur de l'héliostat CETHEL III bis, qui est constitué de trois surfaces cylindriques mises en regard, est donnée par la relation (II-13).

Dans l'annexe III, on a montré que cette équation s'écrit, au second ordre :

$$X_p = f(Y_p, Z_p) \approx n_1 Y_p + \frac{Z_p^2}{4f_M} \qquad \text{(III-67)}$$

Alors $f'_y \approx n_1$

$$f'_z \approx \frac{Z_p}{2f_M} \qquad \text{(III-68)}$$

au premier ordre.

Le terme f'_y est une constante non nulle, qu'il n'est plus possible d'apparenter à la forme générale donnée dans les relations (III-37); il est alors nécessaire de l'introduire directement dans l'équation (III-36).

Par ailleurs, nous devons maintenant utiliser les expressions de V_o et W_o caractéristiques de l'héliostat focalisant réglé sur son axe (relations (III-33)), et qui prennent en compte le dépointage et les déréglages de l'héliostat, ainsi que l'aberration d'astigmatisme. Pour des raisons de commodité, nous avons également regroupé les termes qui dépendent de n_1 dans V_o et W_o.

Alors, les courbes iso-luminance observables à travers le module réflecteur sont les mêmes que celles du paragraphe précédent, à cette différence que les expressions des coordonnées (V'_C, W'_C) du centre des ellipses images, exprimées dans le repère $OiY'_VZ'_V$ lié aux vecteurs $\vec{e_1}$ et $\vec{e_2}$, ont changé. Les relations (III-63) à (III-65), où f_M doit remplacer f, restent donc valables, mais les relations (III-66) doivent être modifiées :

$$V'_C = \frac{-C_{32}(V'+V_o) + C_{22}(W'+W_o)}{\lambda_1 \sqrt{C_{22}^2 + C_{32}^2}}$$

$$W'_C = -\frac{C_{22}(V'+V_o) + C_{32}(W'+W_o)}{\sqrt{C_{22}^2 + C_{32}^2}} \qquad \text{(III-69)}$$

$$\text{où} \begin{cases} V_o = -2DC_{33}(a_p+a_r-n_1)+2DC_{32}(h_p+h_r)-(C_{22}-C_{33}\frac{D}{f_H})Y_{oi}-(C_{23}+C_{32}\frac{D}{f_H})Z_{oi} \\ W_o = 2DC_{23}(a_p+a_r-n_1)-2DC_{22}(h_p+h_r)-(C_{32}+C_{23}\frac{D}{f_H})Y_{oi}-(C_{33}-C_{22}\frac{D}{f_H})Z_{oi} \end{cases} \qquad \text{(III-70)}$$

On voit que le système de relations qui lie V'_C et W'_C aux défauts de réglage en azimut et en hauteur a_r et h_r du module réflecteur est relativement plus complexe que dans le cas des héliostats plans. Toutefois, il s'agit quand même d'un système linéaire dont la plupart des paramètres sont connus; nous allons

maintenant en tirer notre procédure d'estimation des défauts de réglage de l'héliostat focalisant.

5.3.3) Méthode d'estimation de l'erreur de réglage

Dans le cas de l'héliostat focalisant, il n'est pas possible de se rapporter au centre énergétique des répartitions de luminance que l'on observe sur sa surface; en effet, et contrairement au point origine de l'héliostat plan, l'origine O du repère Ro lié à l'héliostat focalisant est un point fixe invariablement situé au centre de sa surface. De plus, les coordonnées V'_c et W'_c du centre des ellipses images sont elles-mêmes rapportées aux points Oi, centres des modules réflecteurs. Enfin, la détermination de ce centre énergétique, dont l'emplacement est lié au dépointage de l'héliostat et à la position du point d'observation M', si elle est simple dans le cas d'un héliostat plan, ne serait pas sans poser de sérieux problèmes pour des surfaces concaves. Dans ces conditions, il ne nous reste guère qu'une solution pour éliminer les termes qui nous embarrassent; il s'agit de la première méthode qui a été évoquée dans le paragraphe 5.2.3.

Nous allons donc supposer que le système d'observation est placé au point O', ce qui a pour effet d'annuler les termes V' et W', et déterminer, pour chaque module réflecteur, ses erreurs cumulées a_{ci} et h_{ci}, telles que :

$$a_{ci} = a_p + a_{ri}$$
$$h_{ci} = h_p + h_{ri}$$

a_{ri} et h_{ri} étant les erreurs de réglage en azimut et en hauteur du $i^{ème}$ module. Lorsque a_{ci} et h_{ci} sont connues pour tous les modules réflecteurs de l'héliostat, on calcule leurs moyennes arithmétiques $\langle a_{ci} \rangle$ et $\langle h_{ci} \rangle$, et on fait l'hypothèse que, pour chacun des modules considérés :

$$a_{ri} = a_{ci} - \langle a_{ci} \rangle$$
$$h_{ri} = h_{ci} - \langle h_{ci} \rangle$$

Cela revient à supposer que les moyennes arithmétiques des erreurs de réglage sont nulles sur tout héliostat du champ de THEMIS. Cette hypothèse n'est pas trop déraisonnable si l'on considère que, dans le cas contraire, il en résulterait un défaut de pointage global de l'ensemble de la surface réflectrice [42].

Par ailleurs, nous négligerons les défauts d'assemblage du module qui ont pour conséquence de modifier les valeurs effectives

de n_1 dans les relations (III-70); bien qu'en principe notre méthode permette l'évaluation de ces défauts, leur prise en compte rendrait l'exploitation des distributions de luminance expérimentales beaucoup trop complexe en pratique. Nous considérerons donc que l'orientation de la section cylindrique centrale d'un module courant est caractéristique de l'orientation globale du module, ce qui nous permettra de prendre n_1 égal à 0 dans les relations (III-70).

Dans ces conditions, il est possible de réécrire les systèmes de relations (III-69) et (III-70) sous une forme plus simple :

$$V'_c - V'_{co} = \frac{2D}{\lambda_1 \sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}} [(C_{22}C_{23}+C_{32}C_{33})a_{ci} - (C_{22}^2+C_{32}^2)h_{ci}]$$

$$W'_c - W'_{co} = \frac{2D}{\sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}} \cos i_o \, a_{ci} \qquad \text{(III-71)}$$

où V'_{co} et W'_{co} sont les coordonnées qui donneraient, dans le repère $OiY'_vZ'_v$, la position du centre de l'ellipse image du soleil s'il n'existait ni dépointage de l'héliostat, ni déréglages de ses modules réflecteurs. V'_{co} et W'_{co} sont données par les relations :

$$V'_{co} = \frac{1}{\lambda_1 \sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}} \{-(C_{22}C_{23}+C_{32}C_{33})Y_{oi} \frac{D}{f_H} + \left[(C_{22}^2+C_{32}^2)\frac{D}{f_H} - \cos i_o\right] Z_{oi}\}$$

$$W'_{co} = \frac{1}{\sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}} \{ \left[C_{22}^2+C_{32}^2 - \cos i_o \frac{D}{f_H}\right] Y_{oi} + [C_{22}C_{23}+C_{32}C_{33}] Z_{oi}\} \qquad \text{(III-72)}$$

On constate qu'en général V'_{co} et W'_{co} ne sont pas nuls, et qu'ils restent liés aux termes Y_{oi} et Z_{oi} caractéristiques de l'astigmatisme de l'héliostat sphérique; ainsi, même dans le cas d'un héliostat parfaitement réglé et parfaitement pointé, les centres des ellipses images ne seront que rarement confondus avec les centres des modules réflecteurs, et il en résultera une perte en concentration. Cela dit, la procédure d'évaluation des défauts de réglage d'un module réflecteur, qui a été réalisée sous la forme d'un petit sous-programme de calcul, peut être décomposée en sept étapes (fig. III-12).

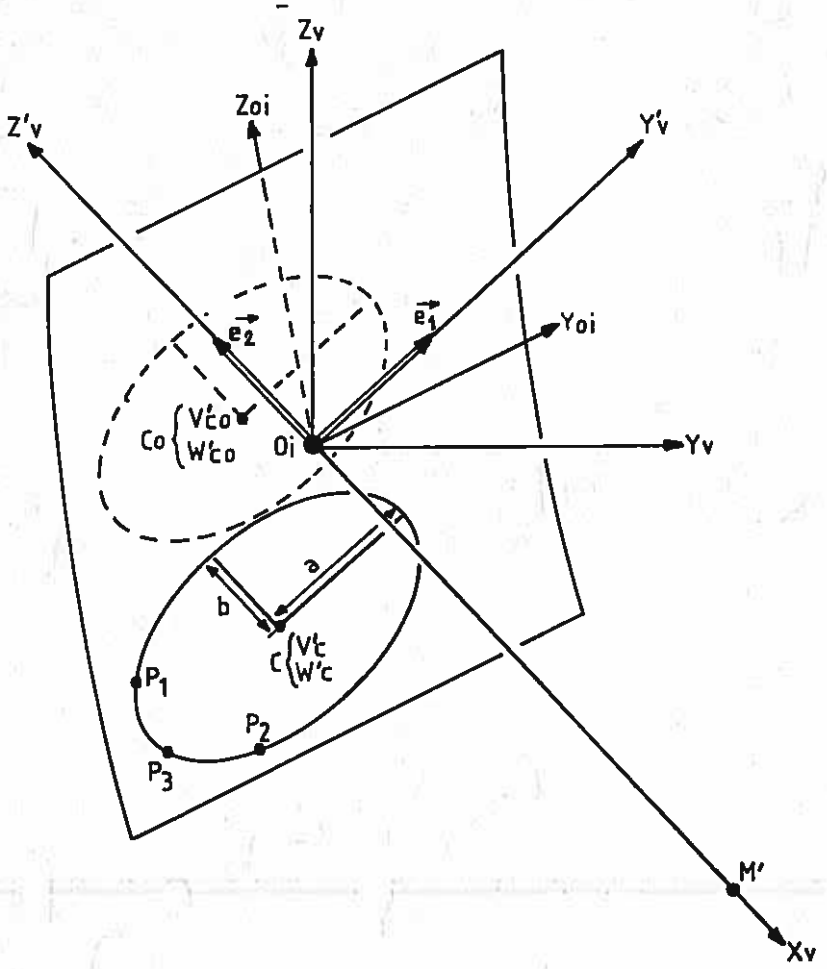


fig III-12 : Evaluation des défauts de réglage d'un module d'héliostat cylindrique.

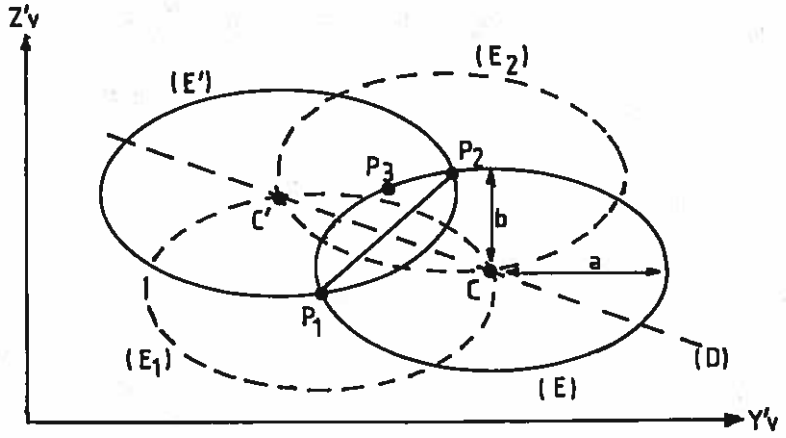


fig III-13: Calcul du centre C de l'ellipse image du soleil à partir des trois points P_1, P_2 et P_3.

1) Des coefficients (C_{ij}) de la matrice $P_{2\ Rro-Ro}$, on déduit les valeurs des axes de l'ellipse, ainsi que leur orientation dans le plan OiYvZv par les relations (III-65) et (III-63). S'il s'avère que λ_1 est nul, on s'arrête ici.

2) Si λ_1 n'est pas nul, on calcule V'_{co} et W'_{co} par les relations (III-72).

3) On choisit trois points P_1, P_2, et P_3 sur les contours de l'ellipse image du soleil effectivement observée à travers le module considéré. Les coordonnées (Y_{p1}, Z_{p1}), (Y_{p2},Z_{p2}), et (Y_{p3},Z_{p3})de ces points sont initialement exprimées dans le repère Rsoi lié au module réflecteur.

4) Par application des relations (III-38), on détermine les coordonnées apparentes (V_{p1}, W_{p1}), (V_{p2},W_{p2}), et (V_{p3},W_{p3}) de ces trois points dans le plan de visée OiYvZv.

5) Par application de la matrice de passage des repères $OiY'_vZ'_v$ à OiYvZv, que l'on note p, aux coordonnées apparentes des points P_1, P_2 et P_3, on déduit les coordonnées apparentes (V'_{p1}, W'_{p1}), (V'_{p2},W'_{p2}), et (V'_{p3},W'_{p3}) de ces trois points dans le repère $OiY'_vZ'_v$ lié aux axes de l'ellipse. La matrice p s'exprime en fonction des cosinus directeurs des vecteurs propres $\vec{e_1}$ et $\vec{e_2}$ de la matrice q :

$$p = \frac{1}{\sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}} \begin{bmatrix} -C_{32} & C_{22} \\ -C_{22} & -C_{32} \end{bmatrix}$$

6) A partir des nouvelles coordonnées de ces points, on déduit les coordonnées V'_c et W'_c du centre de l'ellipse image à laquelle ils appartiennent, et qui est effectivement observée à travers le module, dans le repère $OiY'_vZ'_v$.

7) Alors, l'inversion du système (III-71) permet de calculer les valeurs de a_{ci} et h_{ci} pour le module considéré.

Parmi ces sept étapes, seule la sixième nécessite quelques explications supplémentaires. Examinons la figure III-13 : le problème consiste à déterminer le centre C d'une ellipse à laquelle

appartiennent les points P_1, P_2 et P_3. Or, on connait déjà les valeurs des axes 2a et 2b de l'ellipse, et on sait qu'ils restent parallèles aux axes du repère $OiY'_vZ'_v$. Les coordonnées V'_c et W'_c du centre de l'ellipse image peuvent donc être déduites du système de relations :

$$\begin{cases} \frac{(V'_{p1}-V'_c)^2}{a^2} + \frac{(W'_{p1}-W'_c)^2}{b^2} = 1 \\ \frac{(V'_{p2}-V'_c)^2}{a^2} + \frac{(W'_{p2}-W'_c)^2}{b^2} = 1 \end{cases}$$

qui expriment que les points P_1 et P_2 appartiennent à l'ellipse cherchée. On remarque que ce système d'intersection entre les ellipses (E_1) et (E_2) peut être réduit à un système d'intersection entre l'ellipse (E_1) et la droite (D) (fig.III-13). En reportant l'équation de cette dernière dans la première relation du système précédent, on arrive à une équation du second degré en W'_c :

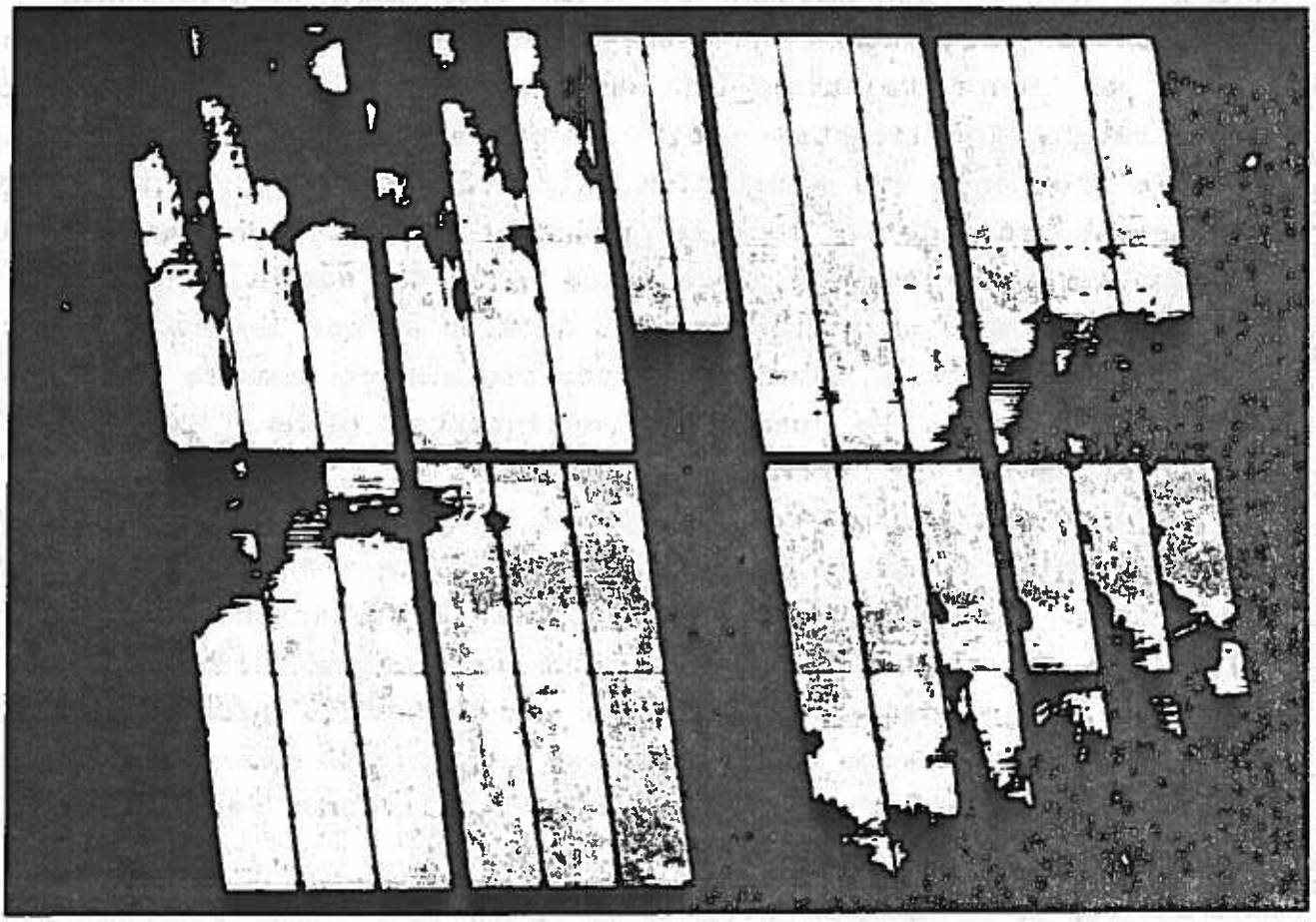
$$\left[\frac{b_o^2}{a_o^2a^2} + \frac{1}{b^2}\right]W'^2_c + 2\left[\frac{(V'_{p1}-c_o/a_o)b_o}{a_oa^2} - \frac{W'_{p1}}{b^2}\right]W'_c + \frac{(V'_{p1}-c_o/a_o)^2}{a^2} + \frac{W'^2_{p1}}{b^2} - 1 = 0$$

où $a_o = \frac{V'_{p2}-V'_{p1}}{a^2}$, $b_o = \frac{W'_{p2}-W'_{p1}}{b^2}$

et $c_o = \frac{1}{2}\left[\frac{V'^2_{p2}-V'^2_{p1}}{a^2} + \frac{W'^2_{p2}-W'^2_{p1}}{b^2}\right]$

Le discriminant de cette équation est toujours supérieur ou égal à 0. Il y a donc en général deux racines distinctes, ou une racine double lorsque les points P_1 et P_2 sont symétriques par rapport à C. Lorsque deux positions du centre de l'ellipse C et C' sont possibles, et que P_3 a été choisi sur l'arc $\overset{\frown}{P_1P_2}$, le centre C de l'ellipse cherchée et le point P_3 ne sont pas situés du même côté de la droite P_1P_2. Cette condition géométrique simple nous permet d'éliminer ici le point C' (fig.III-13).

L'application systématique de cette procédure d'exploitation des distributions de luminance aux héliostats focalisants du champ de THEMIS devrait en principe nous permettre de remonter aux répartitions d'erreurs de réglage caractéristiques de la méthode employée. La planche III-2 présente un cliché des distributions de luminance observées sur l'héliostat 94 lors d'un tir sur la lune (voir le chapitre V). A partir de ce cliché, les erreurs de réglage



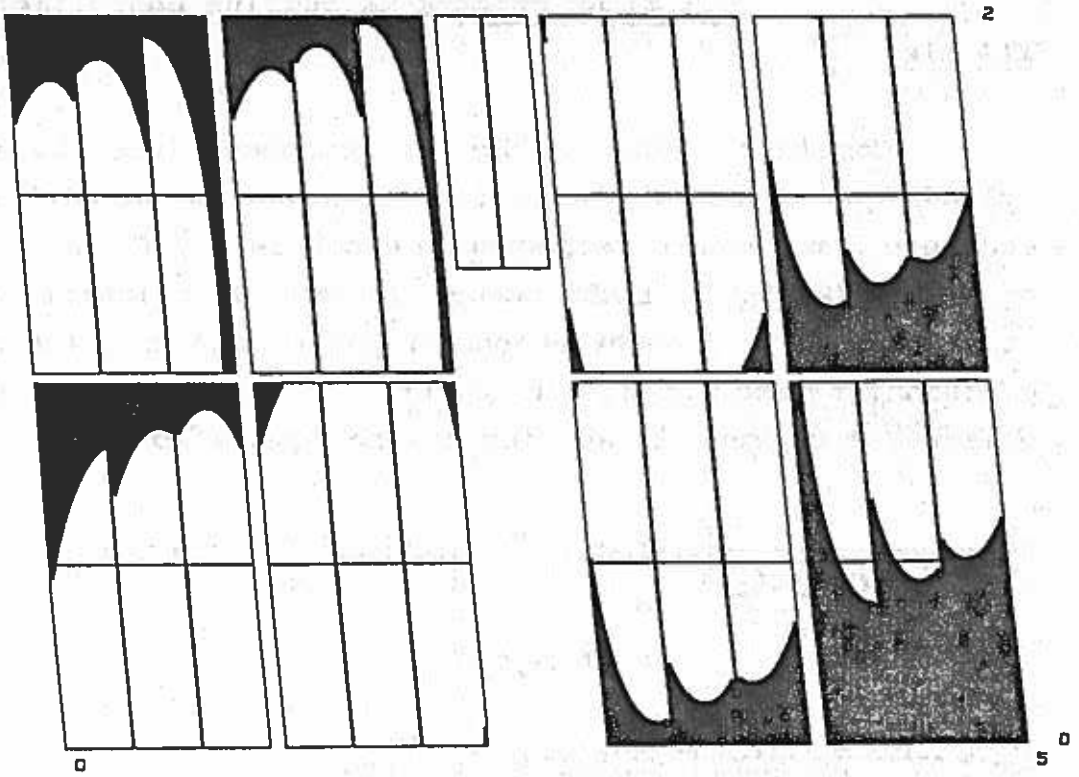


Planche III-2 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat CETHEL III bis n° 94, lors d'un tir sur la lune. Cliché effectué à 23 h 24 dans la nuit du 5/2 au 6/2/1985.

des modules réflecteurs ont été estimées par la méthode décrite plus haut, et leurs valeurs, introduites dans notre code de calcul "héliostats focalisants" (voir le chapitre précédent), nous ont permis d'obtenir une simulation du cliché de départ. Celle-ci est également reproduite sur la planche III-2. L'analyse et les commentaires auxquels se prêtent ces résultats seront donnés dans le chapitre V, mais on peut d'ores et déjà noter que les accords entre les répartitions de luminance expérimentale et simulée sont moins bons que dans le cas des héliostats plans. Par contre, l'approximation du premier ordre s'est là aussi révélée très satisfaisante et nous a toujours permis de replacer les points P_1, P_2 et P_3 à moins de 10 cm de leurs positions mesurées sur le cliché. Nous avons estimé que cela correspondait à une erreur inférieure à 0,1 mrad sur la mesure des défauts de réglage, compte tenu de l'amplification des décalages liés à ces défauts suivant le grand axe de l'ellipse image (due au facteur $1/\lambda_1$). Vu les valeurs des déréglages qui affectent communément les héliostats de THEMIS, cette imprécision ne prête pas à conséquence.

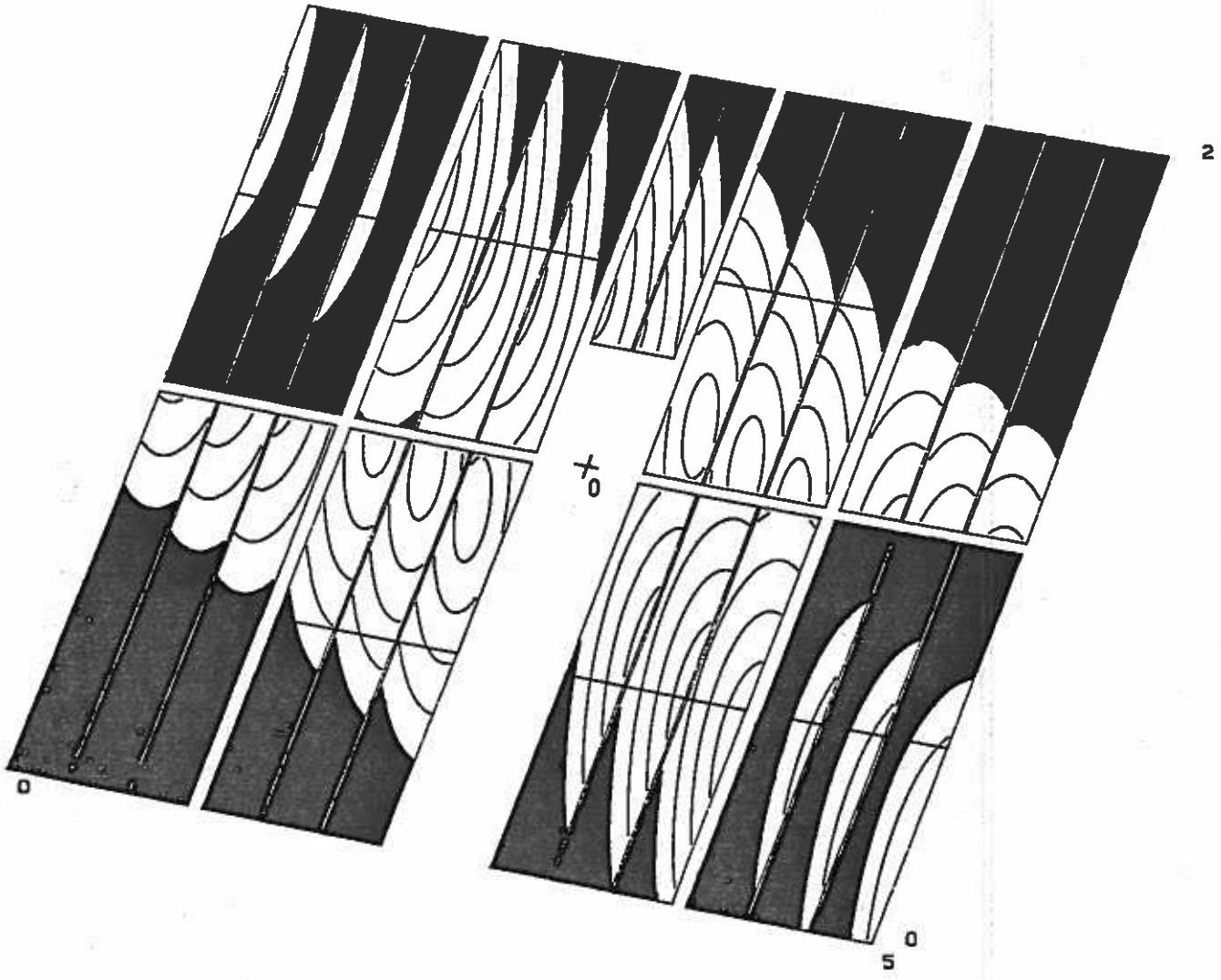
5.3.4) Un critère de qualité pour l'héliostat CETHEL III bis

Considérons une courbe iso-luminance inscrite sur la section cylindrique située à droite (en regardant le miroir) de la section centrale d'un module réflecteur de centre Oi. On a alors $n_1 = (a+a_o/2)/f_M$. En l'absence de défauts de pointage et de réglage, et si le système d'observation est positionné au point de tir O', les coordonnées dans $OiY'_VZ'_V$ du centre de l'ellipse image du soleil observée à travers la section cylindrique s'écrivent :

$$V'_{CO} = \frac{1}{\lambda_1 \sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}}\left[C_{12}C_{13}Y_{oi}\frac{D}{f_H} + \left[(C_{22}^2+C_{32}^2)\frac{D}{f_H} - \cos i_o\right]Z_{oi} + 2\,D\,C_{12}C_{13}n_1\right]$$

$$W'_{CO} = \frac{1}{\sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}}\left[\left[C_{22}^2+C_{32}^2-\cos i_o\frac{D}{f_H}\right]Y_{oi} - C_{12}C_{13}Z_{oi} - 2D\cos i_o\, n_1\right]$$

Considérons maintenant la courbe iso-luminance inscrite sur la section cylindrique qui est symétrique de la précédente par



HELIOSTAT 93

LE 21/ 6/ 86 A 16: 0: 0

REGLAGE INITIAL :
SUR L'AXE

COORDONNEES DU POINT M'
FO'= 1.650 M
Y'= 2.035 M
Z'= -12.260 M

DEPOINTAGE DE L'HELIOSTAT
XDP= 0.000 M
YDP= 0.000 M
ZDP= 0.000 M

ECLAIREMENT AU POINT M'
E= 12264.586W/M2

FACTEUR DE CONCENTRATION
C= 12.2648

fig III-14 : Répartitions de luminance observables sur un héliostat focalisant parfaitement pointé et parfaitement réglé. Les courbes iso-luminance intermédiaires correspondent à des valeurs relatives de 0,76, 0,88, 0,95 et 0,99.

rapport au centre O de l'héliostat : il faut alors remplacer Y_{oi}, Z_{oi} et n_1 respectivement par $-Y_{oi}$, $-Z_{oi}$ et $-n_1$ dans les relations précédentes. On constate que les coordonnées V''_{co} et W''_{co} du centre de l'ellipse image observée sur cette section cylindrique sont telles que :

$$V''_{co} = - V'_{co}$$
$$W''_{co} = - W'_{co}$$

dans $OiY'_vZ'_v$. Comme d'autre part, les ellipses images présentent toutes les mêmes dimensions et orientations, lesquelles sont obtenues à partir des coefficients (C_{ij}) de la matrice $P_{2\ Rro-Ro}$, on peut conclure que, dans le cas d'un héliostat focalisant parfaitement réglé et parfaitement asservi sur le soleil, les répartitions de luminance doivent être symétriques par rapport au centre O de l'héliostat.

On retrouve ce résultat sur la figure III-14, qui nous présente la simulation graphique des répartitions de luminance observables sur la surface d'un tel héliostat. On peut constater que la symétrie n'y est pas rigoureuse : cela est dû essentiellement au fait que nous avons confondu les matrices P_{Rri-Ro} et $P_{2\ Rro-Ro}$ (cf. paragraphe 4.2.1). Il s'agit donc d'un critère du premier ordre, qui semble valable sur l'ensemble du champ d'héliostats de THEMIS. En se reportant alors à la photographie VII qui représente l'aspect du champ complet lors d'une expérience de tir sur la lune (cf. chapitre V), on pourra essayer de repérer les héliostats qui sont bien réglés et bien pointés : nous laissons au lecteur le soin de les dénombrer...

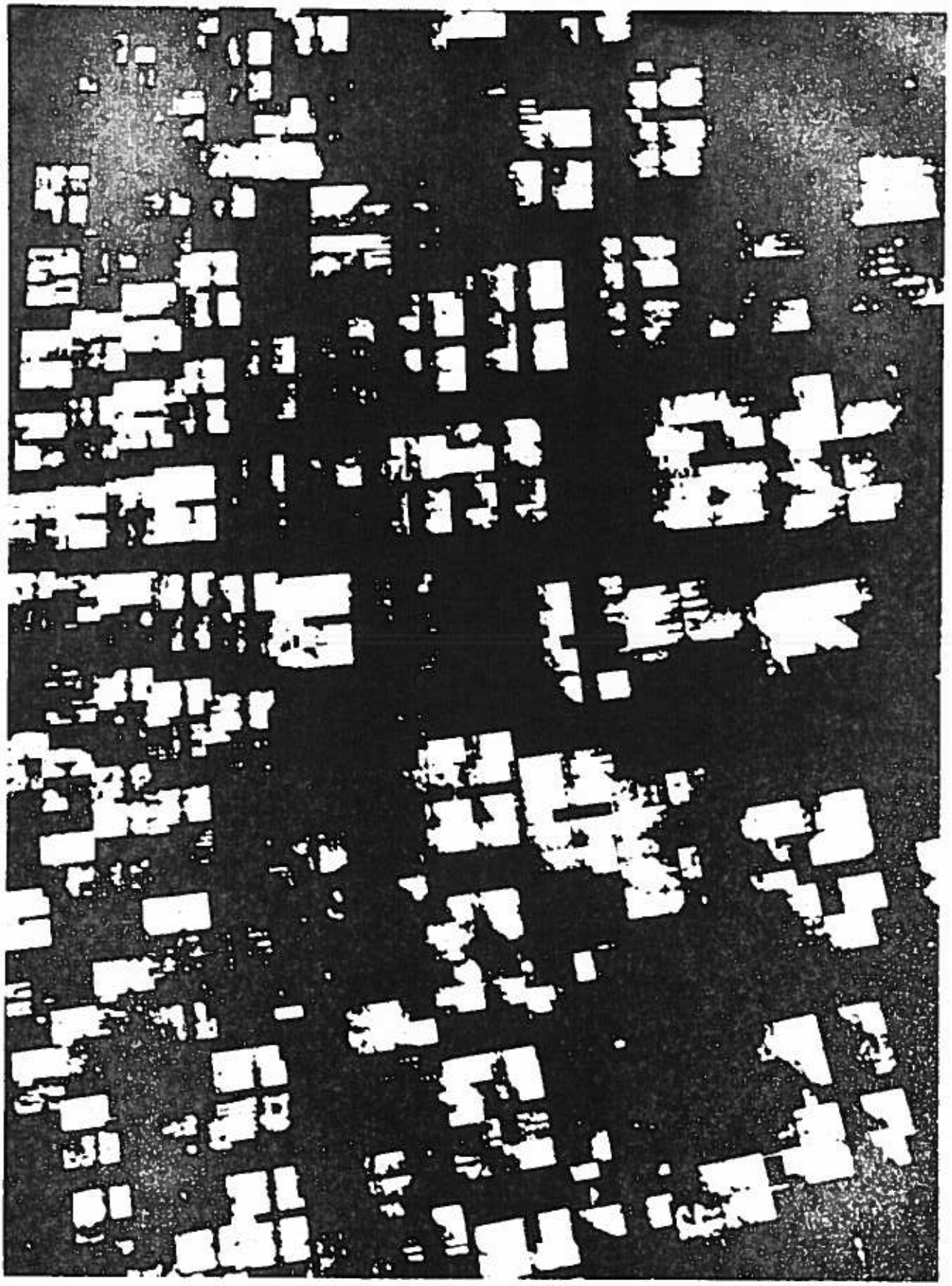
Enfin, ce critère de qualité s'applique également au cas des héliostats focalisants réglés en dehors de leur axe, puisqu'au premier ordre, ce réglage n'introduit que des termes proportionnels à Y_{oi} et Z_{oi} dans l'expression de $\overrightarrow{\Delta N_{oi}}$, et donc de $\overrightarrow{R_{po}}$ (voir paragraphe 4.2.2).

5.4) Facettes sphériques

Ces facettes seront surtout utilisées pour équiper des concentrateurs fixes de fours solaires [5]. Nous ne nous intéressons ici qu'au cas où V', W', V_o et W_o sont nuls.

Au deuxième ordre, l'équation caractéristique du relief d'une facette réflectrice sphérique s'écrit :

$$X_p = f(Y_p,Z_p) \approx \frac{Y_p^2 + Z_p^2}{4f} \qquad \text{(III-73)}$$



Photographie VII Le champ d'héliostats de THEMIS lors d'un tir sur la lune.

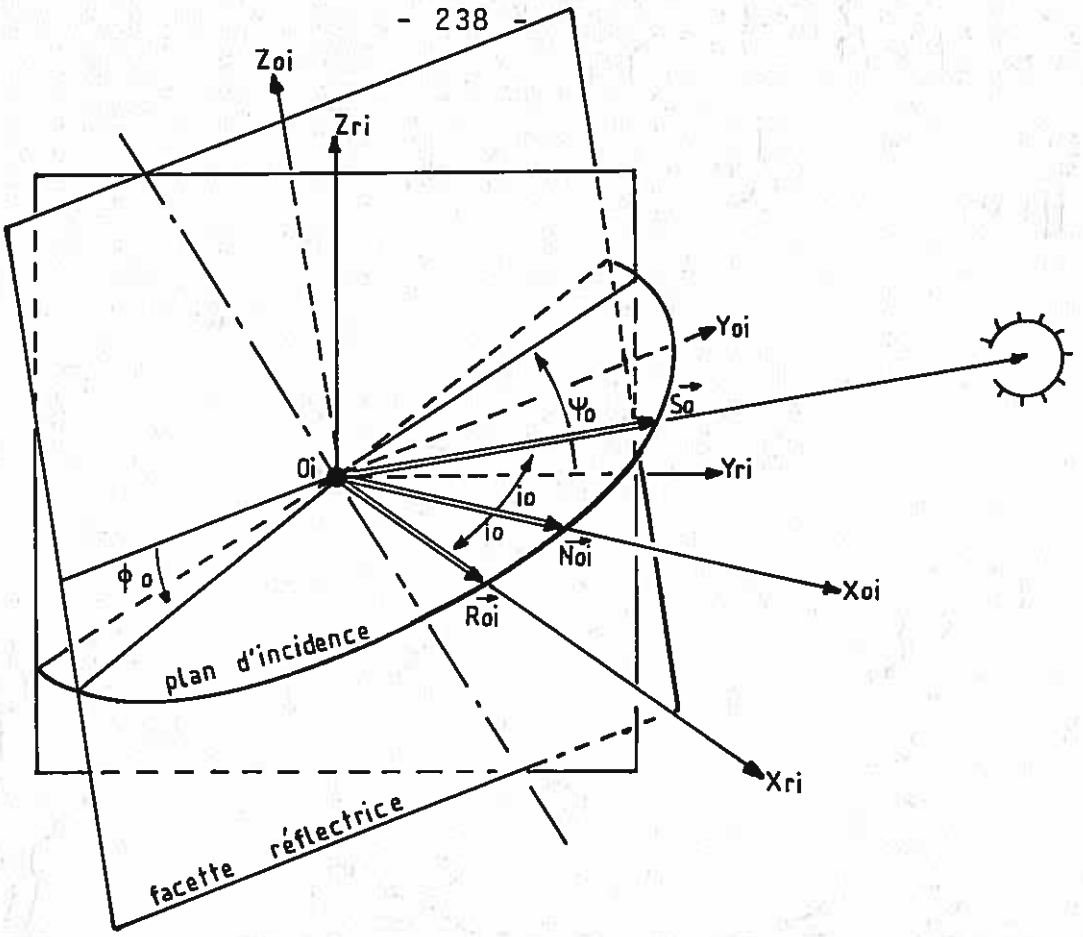


fig III-15 : Géométrie et systèmes d'axes pour une facette réflectrice montée sur un concentrateur fixe.

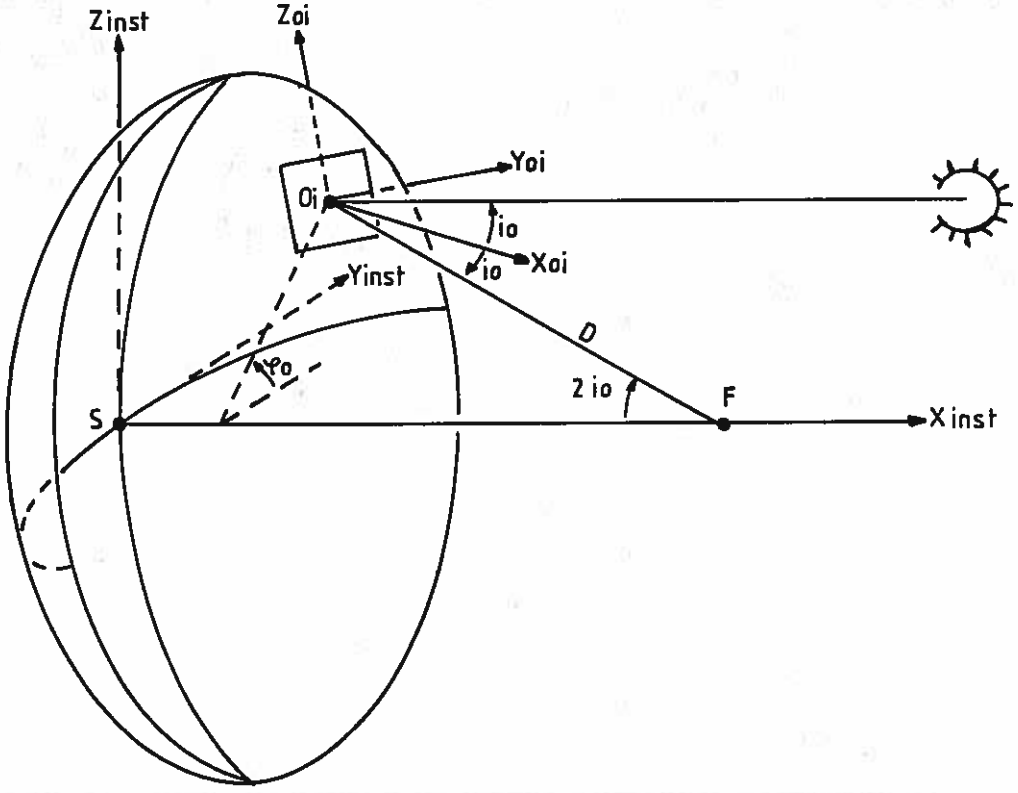


fig III-16 : Repérage d'une facette réflectrice sur la structure d'un concentrateur.

où 2f est le rayon de la sphère, et f la focale de la facette; dans le cadre de notre approximation, le relief sphérique peut effectivement être assimilé au relief parabolique, ainsi que l'avaient confirmé les résultats de Zakhidov et Khodzhaev [74-75]. L'expression des dérivées partielles f'_y et f'_z est alors :

$$f'_y \approx \frac{Y_D}{2f}$$
$$f'_z \approx \frac{Z_D}{2f} \qquad \text{(III-74)}$$

au premier ordre.

Les expressions de A, B, et C s'obtiennent en reprenant les relations (III-41) avec $R_y = R_z = 2f$. On trouve :

$$A = 1 - \frac{D(1 - \sin^2 i_o \sin^2 \psi_o)}{f \cos i_o}$$

$$B = 1 - \frac{D(1 - \sin^2 i_o \cos^2 \psi_o)}{f \cos i_o}$$

$$C = - \frac{D \sin^2 i_o \cos \psi_o \sin \psi_o}{f \cos i_o}$$

en tenant compte des expressions générales des matrices de coefficients (C_{ij}) données au paragraphe 5.1 du chapitre précédent: ainsi ψ_o est l'angle que fait, dans le plan OiYriZri, la trace du plan d'incidence des rayons solaires avec l'axe OiYri (fig.III-15). Par diagonalisation de la matrice q, on en déduit alors les valeurs propres λ_1 et λ_2, et les vecteurs propres $\vec{e_1}$ et $\vec{e_2}$ caractéristiques de la facette sphérique :

$$\lambda_1 = 1 - \frac{D \cos i_o}{f}$$
$$\lambda_2 = 1 - \frac{D}{f \cos i_o} \qquad \text{(III-75)}$$

$$\vec{e_1} = \begin{vmatrix} -\frac{C_{31}}{\sqrt{C_{21}^2+C_{31}^2}} = -\sin\psi_o \\ \frac{C_{21}}{\sqrt{C_{21}^2+C_{31}^2}} = \cos\psi_o \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{e_2} = \begin{vmatrix} -\cos\psi_o \\ -\sin\psi_o \end{vmatrix} \qquad \text{(III-76)}$$

Alors, les axes de symétrie des courbes iso-luminance observables sur une facette réflectrice sphérique seront toujours perpendiculaire et parallèle à la trace du plan d'incidence dans le plan de visée (c'est le vecteur unitaire $\vec{e_2}$ qui dirige cette dernière).

Enfin, le facteur de concentration intrinsèque C_I de la facette s'écrit, d'après la relation (III-50) :

$$C_I = \frac{1}{\left[1 - \frac{D \cos i_o}{f}\right]\left[1 - \frac{D}{f \cos i_o}\right]} \qquad \text{(III-77)}$$

Nous allons à présent étudier l'allure et les caractéristiques des courbes iso-luminance observables sur une facette réflectrice sphérique, en fonction de sa focale f, et de son emplacement possible sur la structure d'un concentrateur fixe. La position du centre Oi de la facette sera repérée par les angles $2i_o$ et φ_o (fig.III-16), où $2i_o$ est l'angle d'ouverture de la couronne qui contient la facette réflectrice. La distance D qui sépare le point Oi du foyer F de l'installation est alors imposée par la géométrie du concentrateur lui-même (paraboloïdal, sphérique, etc...).

Pour obtenir une concentration optimale au foyer, l'optique géométrique nous dit que pour chaque facette, f doit être pris égal à D. Mais en pratique, on se limite à un petit nombre de valeurs de f sur l'ensemble de la surface du concentrateur, en vue d'en réduire les coûts de réalisation. L'étude des répartitions de luminance observables sur des facettes sphériques de focale différente de D, ainsi que de leur facteur de concentration, est alors une aide pour établir l'optimum technico-économique d'une installation en projet, et destinée à être équipée de telles facettes. De plus, dans le cas d'une installation déjà existante, elle peut servir à l'évaluation d'éventuels défauts de courbure des facettes réflectrices. Mais nous nous contenterons plus modestement d'étudier ici quatre cas particuliers.

1) $\underline{f = D \cos i_o}$: le point d'observation M', qui est ici confondu avec F, est exactement situé sur la focale sagittale de la facette sphérique (cf.relations (I-6)). Par ailleurs $\lambda_1=0$ et $\lambda_2 = - tg^2 i_o$. L'équation des courbes iso-luminance s'obtient donc en remplaçant directement ces valeurs dans la relation (III-46), ce qui nous donne :

$$D^2\epsilon^2 = tg^4 i_o \, W_p'^2$$

Les courbes iso-luminance se réduisent à deux droites parallèles au vecteur $\vec{e_1}$, d'équations :

$$W_p' = \pm \frac{D\epsilon}{tg^2 i_o}$$

Nous avons représenté sur la figure III-17 l'allure des

contours apparents de l'image du soleil observée à travers la facette, obtenues pour $\epsilon = \epsilon_o$

2) $\underline{f = D :}$ le point d'observation est situé sur le cercle de moindre diffusion de la facette réflectrice. Nous devrions donc retrouver ici un phénomène de courbure de champ. Dans ce cas :

$$\lambda_1 = 1 - \cos i_o \quad \text{et} \quad \lambda_2 = 1 - \frac{1}{\cos i_o}$$

Si i_o est différent de 0, ce qui est toujours le cas en pratique, le contour apparent de l'image du soleil est une ellipse dont les grand et petit axes valent respectivement :

$$2a = \frac{2\,D\,\epsilon_o}{1-\cos i_o} \quad \text{et} \quad 2b = \frac{2\,D\,\epsilon_o \cos i_o}{1-\cos i_o}$$

et le grand axe de l'ellipse est perpendiculaire à la trace du plan d'incidence dans le plan de visée (fig.III-17).

3) $\underline{f=D/\cos i_o}$: le point d'observation est exactement situé sur la focale tangentielle de la facette. Alors $\lambda_1 = \sin^2 i_o$ et $\lambda_2 = 0$. L'équation du contour apparent de l'image du soleil observée à travers la facette est donc, d'après la relation (III-46) :

$$D^2\epsilon_o^2 = \sin^4 i_o \; V_p'^2$$

Ici aussi, les courbes iso-luminance se réduisent à deux droites parallèles, d'équations :

$$V_p' = \pm \frac{D\,\epsilon_o}{\sin^2 i_o}$$

Toutefois, ces droites sont ici dirigées suivant le vecteur $\vec{e_2}$, et sont donc parallèles à la trace du plan d'incidence dans le plan de visée (fig.III-17).

4) $\underline{f = (D \cos i_o + D/\cos i_o)/2 :}$ cette solution revient à choisir, pour le rayon de la facette sphérique, une valeur égale à la moyenne arithmétique des rayons de courbure principaux d'un paraboloïde contenant le point Oi. Dans ce cas :

$$\lambda_1 = -\lambda_2 = \frac{\sin^2 i_o}{1 + \cos^2 i_o}$$

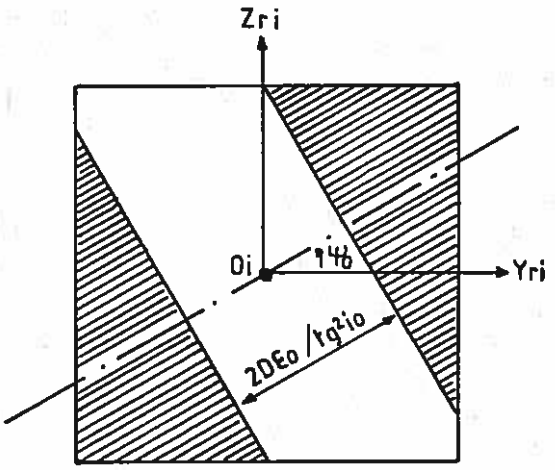
et le contour apparent de l'image du soleil à travers la facette réflectrice est alors un cercle de rayon $\frac{1+\cos^2 i_o}{\sin^2 i_o} D\epsilon_o$ (fig.III-17). Hormis le cas où $i_o=0$, ce résultat n'est possible que pour cette valeur particulière de f.

Evidemment, tout ceci n'est pas sans rappeler certains résultats de la théorie des aberrations du 3ème ordre : on sait en effet que dans le cadre de celle-ci les termes caractéristiques des aberrations d'astigmatisme et de courbure de champ sont proportionnels aux ouvertures des systèmes étudiés; ces termes étant également pris en compte dans notre approximation (termes en Y_p et Z_p), il n'est donc pas étonnant de retrouver, sous une forme différente, ce résultat classique qu'est l'existence des focales tangentielle et sagittale. Mais l'aspect énergétique de la question nous concerne au moins autant que son aspect géométrique; par exemple il n'est pas immédiat de déterminer, entre les 2ème et 4ème solutions, laquelle est la meilleure. Il nous a donc paru intéressant d'utiliser notre code de calcul des répartitions de densité de flux formées par un concentrateur fixe, décrit au chapitre précédent, et appliqué au cas de facettes sphériques parfaitement réglées en orientation, en vue de déterminer les facteurs de concentration effectivement réalisés par une facette de dimensions données, dans les quatre cas envisagés plus haut, et également dans le but de vérifier la validité de l'approximation.

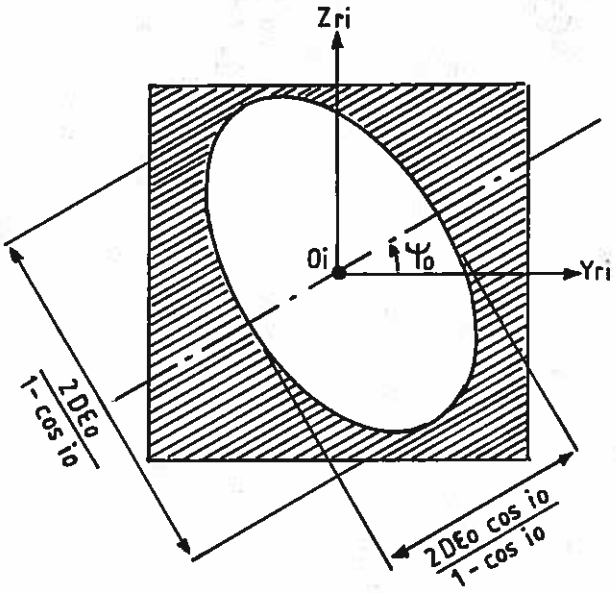
La planche III-3 présente la simulation des courbes iso-luminance observables sur une facette réflectrice sphérique de 50 cm de côté, située à 18 m du point d'observation F, et pour des valeurs de $2i_o=60°$ et $\varphi_o=0°$. De même, la planche III-4 représente les courbes iso-luminance d'une facette située à même distance du foyer, et pour laquelle $\varphi_o=45°$. Nous nous sommes efforcés d'indiquer sur ces planches quelques éléments des figures du premier ordre dont les caractéristiques ont été examinées plus haut.

Au vu de ces résultats, il apparaît que l'approximation du premier ordre est, une fois de plus, satisfaisante dans le cas de facettes de faible ouverture. On constate par ailleurs que les quatre solutions envisagées sont relativement proches les unes des autres en ce qui concerne le facteur de concentration atteint en F, avec toutefois un léger avantage pour les deuxième et quatrième solutions. Mais l'enseignement principal qu'on peut tirer de ces

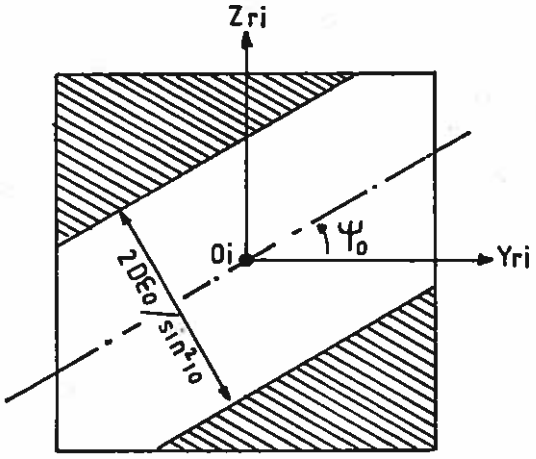
① $f = D \cos i_o$



② $f = D$



③ $f = D/\cos i_o$



④ $f = (D \cos i_o + D/\cos i_o)/2$

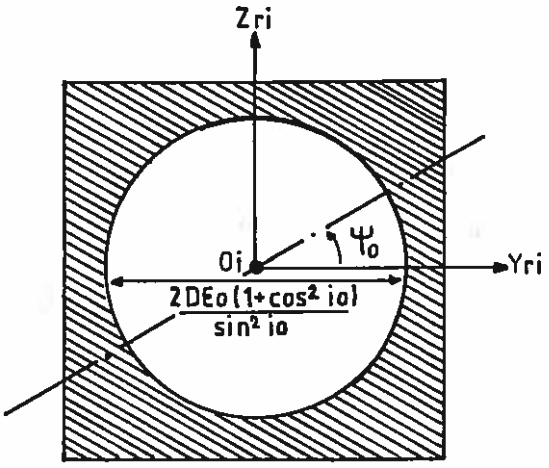
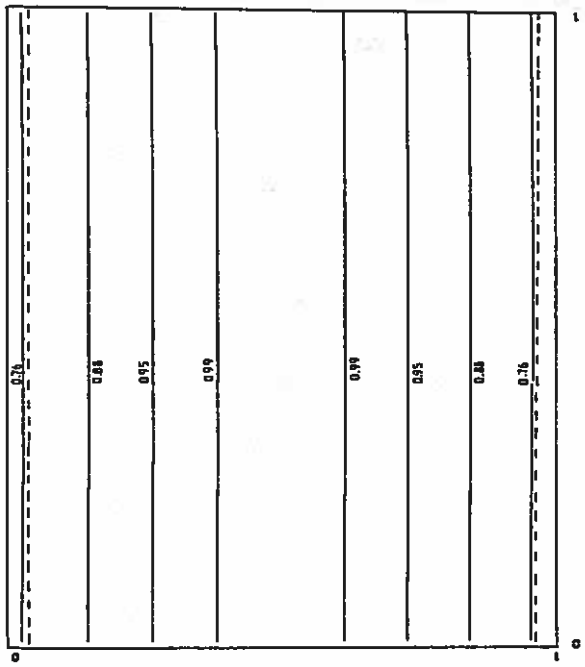


fig III-17 : Répartitions de luminance observables sur une facette réflectrice sphérique dans le cadre de l'approximation du premier ordre.



FACETTE SPHERIQUE
DE FOCALE 15.589
D= 18.

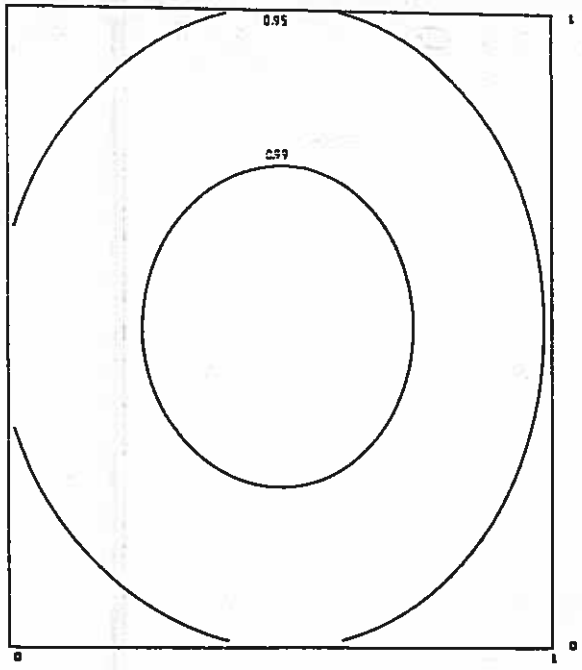
ANGLE D'INCIDENCE= 30.
ANGLE PHI= 0.

COORDONNEES DU POINT N'
FO'= 0.000 M
Y'= 0.000 M
Z'= 0.000 M

ECLAIREMENT AU POINT N'
E= 3599.585W/M2

FACTEUR DE CONCENTRATION
C= 3.5998

①



FACETTE SPHERIQUE
DE FOCALE 18.000
D= 18.

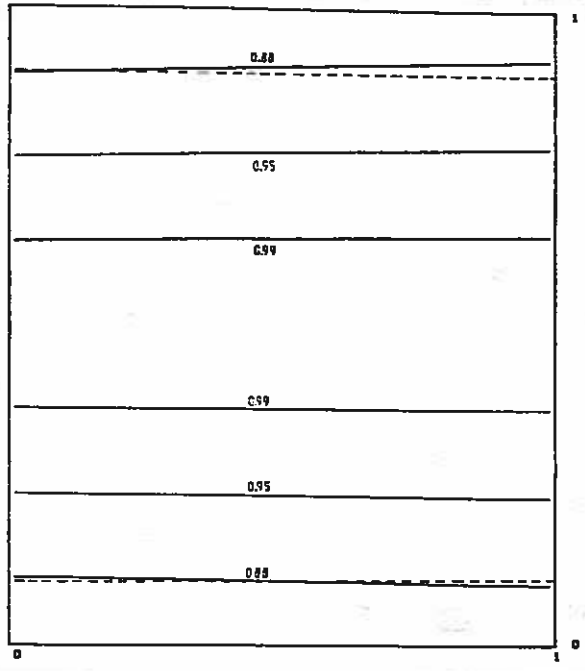
ANGLE D'INCIDENCE= 30.
ANGLE PHI= 0.

COORDONNEES DU POINT N'
FO'= 0.000 M
Y'= 0.000 M
Z'= 0.000 M

ECLAIREMENT AU POINT N'
E= 3911.151W/M2

FACTEUR DE CONCENTRATION
C= 3.9112

②



FACETTE SPHERIQUE
DE FOCALE 20.785
D= 18.

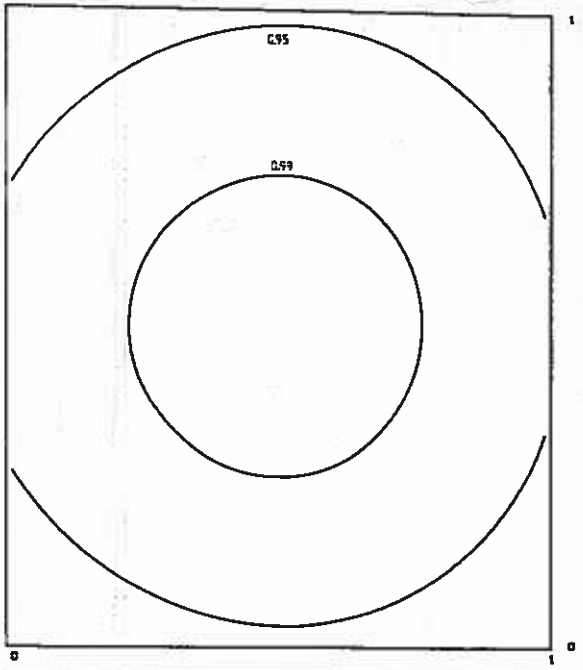
ANGLE D'INCIDENCE= 30.
ANGLE PHI= 0.

COORDONNEES DU POINT N'
FO'= 0.000 M
Y'= 0.000 M
Z'= 0.000 M

ECLAIREMENT AU POINT N'
E= 3697.458W/M2

FACTEUR DE CONCENTRATION
C= 3.6975

③



FACETTE SPHERIQUE
DE FOCALE 18.187
D= 18.

ANGLE D'INCIDENCE= 30.
ANGLE PHI= 0.

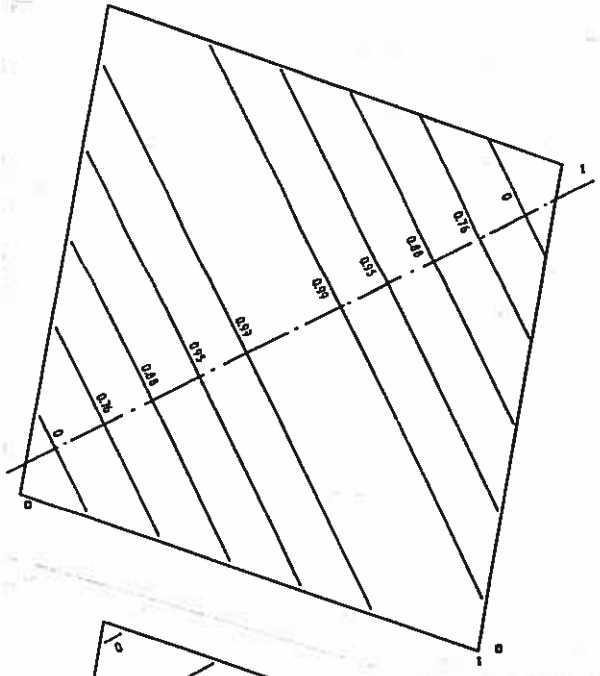
COORDONNEES DU POINT N'
FO'= 0.000 M
Y'= 0.000 M
Z'= 0.000 M

ECLAIREMENT AU POINT N'
E= 3911.816W/M2

FACTEUR DE CONCENTRATION
C= 3.9119

④

Planche III-3 Répartitions de luminance théoriques observables sur une facette réflectrice sphérique.



FACETTE SPHERIQUE
DE FOCALE 15.588
D= 18.

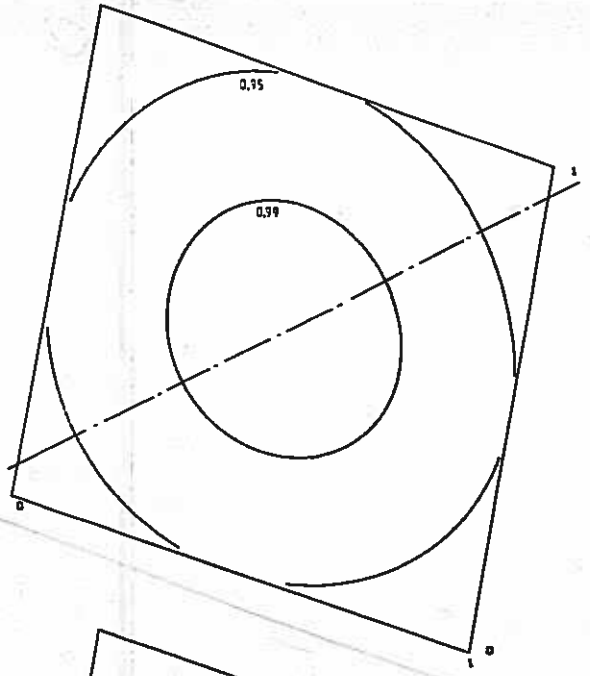
ANGLE D'INCIDENCE= 30.
ANGLE PHI= 45.

COORDONNEES DU POINT N'
F0'= 0.000 M
Y'= 0.000 M
Z'= 0.000 M

ECLAIREMENT AU POINT N'
E= 3512.689W/M2

FACTEUR DE CONCENTRATION
C= 3.5127

①



FACETTE SPHERIQUE
DE FOCALE 18.000
D= 18.

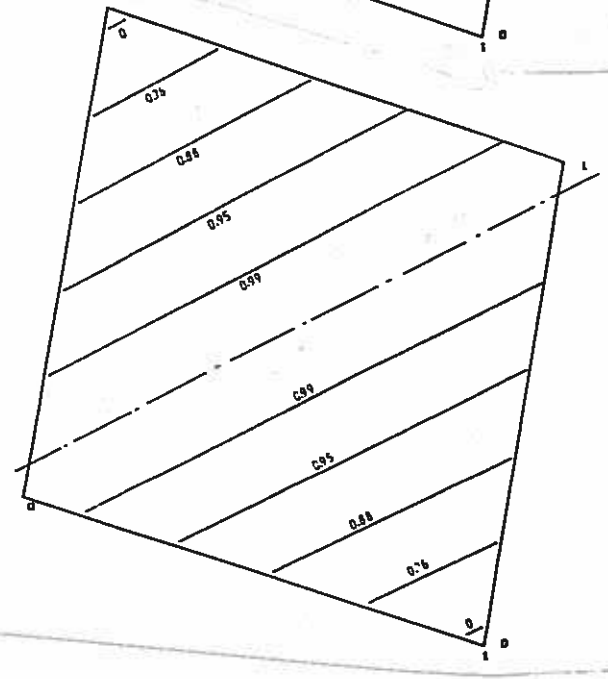
ANGLE D'INCIDENCE= 30.
ANGLE PHI= 45.

COORDONNEES DU POINT N'
F0'= 0.000 M
Y'= 0.000 M
Z'= 0.000 M

ECLAIREMENT AU POINT N'
E= 3811.222W/M2

FACTEUR DE CONCENTRATION
C= 3.8113

②



FACETTE SPHERIQUE
DE FOCALE 20.785
D= 18.

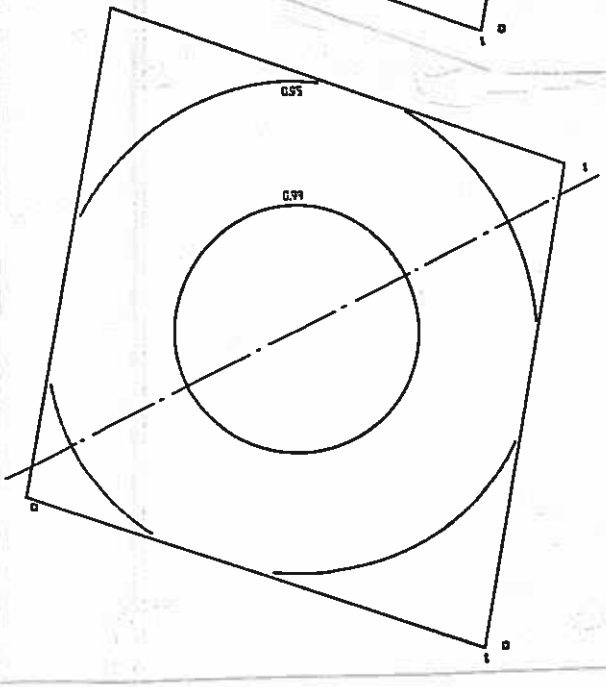
ANGLE D'INCIDENCE= 30.
ANGLE PHI= 45.

COORDONNEES DU POINT N'
F0'= 0.000 M
Y'= 0.000 M
Z'= 0.000 M

ECLAIREMENT AU POINT N'
E= 3675.690W/M2

FACTEUR DE CONCENTRATION
C= 3.6757

③



FACETTE SPHERIQUE
DE FOCALE 18.197
D= 18.

ANGLE D'INCIDENCE= 30.
ANGLE PHI= 45.

COORDONNEES DU POINT N'
F0'= 0.000 M
Y'= 0.000 M
Z'= 0.000 M

ECLAIREMENT AU POINT N'
E= 3811.834W/M2

FACTEUR DE CONCENTRATION
C= 3.8119

④

Planche III-4 Répartitions de luminance théoriques observables sur une facette réflectrice sphérique.

simulations est que le plus souvent, les contours apparents de l'image du disque solaire déborderont du cadre de la facette réflectrice sphérique, et ceci même en présence de défauts de réglage, qui auraient pour conséquence de les décaler (les termes V_o et W_o étant alors introduits dans les équations des courbes iso-luminance, comme il est indiqué au paragraphe 5.1). Par conséquent, une méthode d'estimation du type de celles qui ont été définies pour les héliostats plans et focalisants n'est plus possible, et il faut alors se donner les moyens de déterminer précisément les courbes iso-luminance intermédiaires sur la surface réflectrice. Mais comme d'autre part nous ne sommes pas du tout assurés que les facettes réflectrices du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo soient sphériques, nous n'avons pas développé ici de méthode d'estimation particulière.

Par ailleurs, il aurait certainement été intéressant de pousser plus loin les calculs numériques, en faisant varier les dimensions de la facette, les angles i_o et φ_o, et en considérant plusieurs valeurs de f intermédiaires entre celles que nous avons choisies. Mais en fait ce travail relèverait plus du dimensionnement d'une installation en projet que de l'étude des défauts spécifiques d'une installation existante, et sort donc du cadre de notre sujet.

5.5) Facettes localement paraboloïdales

Ainsi qu'on l'a vu au chapitre précédent, ces facettes sont essentiellement destinées aux concentrateurs de fours solaires, bien que jusqu'ici elles n'aient été effectivement fabriquées que pour une seule installation [18]; leur coût est en effet prohibitif. Toutefois Igel et Hugues [46] ont montré qu'elles pourraient être avantageusement utilisées sur des héliostats à monture différente de la monture altazimutale classique. Comme d'autre part elles représentent le relief idéal des facettes réflectrices d'un concentrateur paraboloïdal tel celui d'Odeillo, leur étude théorique n'est pas sans intérêt.

On rappelle (voir Annexe V) que l'expression approchée du relief d'une facette localement paraboloïdale est définie, au second ordre, par l'équation :

$$X_p = f(Y_p, Z_p) \approx \frac{A_p^2}{4f/\cos^3 i_o} + \frac{B_p^2}{4f/\cos i_o} \qquad \text{(III-78)}$$

où f est la focale du paraboloïde, et avec :

$$A_p = \cos \phi_o \, Y_p + \sin \phi_o \, Z_p$$
$$B_p = - \sin \phi_o \, Y_p + \cos \phi_o \, Z_p \qquad \text{(III-79)}$$

De plus, l'expression des dérivées partielles f'_y et f'_z est :

$$f'_y = \frac{\cos i_o}{2f}[\cos \phi_o \cos^2 i_o \, A_p - \sin \phi_o \, B_p]$$
$$f'_z = \frac{\cos i_o}{2f}[\sin \phi_o \cos^2 i_o \, A_p + \cos \phi_o \, B_p] \qquad \text{(III-80)}$$

au premier ordre.

Il est possible de réécrire les relations (III-80) sous la forme :

$$f'_y = \frac{\cos i_o}{2f}[(1-\cos^2\phi_o \sin^2 i_o)Y_p - \sin \phi_o \cos \phi_o \sin^2 i_o \, Z_p] =$$

$$\frac{\cos i_o}{2f} \; [(C_{22}^2 + C_{32}^2)Y_p - C_{12} \, C_{13} \, Z_p]$$

$$f'_z = \frac{\cos i_o}{2f}[- \sin \phi_o \cos \phi_o \sin^2 i_o \, Y_p + (1-\sin^2\phi_o \sin^2 i_o)Z_p] =$$

$$\frac{\cos i_o}{2f} \; [- C_{12} \, C_{13} \, Y_p + (C_{23}^2 + C_{33}^2)Z_p]$$

compte tenu des expressions des matrices de coefficients (C_{ij}) données dans le paragraphe 5.1 du chapitre précédent. Alors, en se servant des propriétés particulières de ces matrices, et sachant que $D=f/\cos^2 i_o$ dans le cas d'un concentrateur paraboloïdal, on peut déduire, d'après les relations précédentes, que :

$$2D[C_{33} \, f'_y - C_{32} \, f'_z] = C_{22} \, Y_p + C_{23} \, Z_p = V_p$$
$$2D[- C_{23} \, f'_y + C_{22} \, f'_z] = C_{32} \, Y_p + C_{33} \, Z_p = W_p \qquad \text{(III-81)}$$

Pour exprimer l'équation des courbes iso-luminance on se sert des relations (III-36) et (III-81). On trouve alors que :

$$D^2\epsilon^2 = (V'+V_o)^2 + (W'+W_o)^2 \qquad \text{(III-82)}$$

et la notion de courbe iso-luminance perd tout son sens, puisqu'on arrive à une valeur de ϵ constante sur toute la surface de la facette réflectrice (cela correspond d'ailleurs au cas où la matrice q est nulle). On peut alors énoncer le résultat suivant, valable pour tout concentrateur paraboloïdal : la luminance qui est observable sur la surface d'une facette réflectrice localement paraboloïdale est constante, et ne dépend que du défaut de réglage de la facette, du

défaut de pointage de l'héliostat plan qui l'éclaire (*), et de la position du point d'observation par rapport au foyer du concentrateur.

Bien sûr, ce résultat demandait à être confirmé par notre code de calcul des éclairements formés par un concentrateur fixe. Nous avons donc utilisé l'équation exacte du relief localement paraboloïdal, donnée par (II-19), et introduit des défauts de réglage aléatoires sur un grand nombre de facettes réparties sur toute la surface du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo. Dans tous les cas, nous avons constaté que les valeurs théoriques de ϵ restent constantes à 10^{-5} rad près sur la surface des facettes réflectrices. Cette quantité, qui est de l'ordre du millième du diamètre apparent du soleil, est en fait du deuxième ordre par rapport aux angles d'ouverture des facettes, et on peut donc considérer que là aussi, l'approximation du premier ordre donne toute satisfaction. Toutefois, et pour les mêmes raisons que dans le cas de la facette sphérique, nous n'avons pas jugé utile de donner ici une procédure d'estimation des défauts de réglage (qui pourrait se réduire à mesurer les luminances réfléchies par les facettes). Il est en effet plus urgent d'améliorer notre connaissance du relief des facettes réflectrices déformées sous contrainte mécanique qui équipent le concentrateur du four solaire de 1000 kW d'Odeillo.

6) CONCLUSION

Au cours de ce chapitre, nous avons déterminé les expressions approchées de l'angle ϵ en fonction du type d'installation étudié (simple ou double réflexion) et de la géométrie des facettes réflectrices qui l'équipent. Ce développement de ϵ au premier ordre nous a notamment permis de retrouver les termes proportionnels à l'ouverture des facettes qui apparaissent dans la théorie des aberrations géométriques (défauts axiaux et latéraux de mise au point, astigmatisme et courbure de champ), ainsi que des défauts plus spécifiques aux installations solaires (dépointages et déréglages).

(*) Ceci n'est valable que dans le cas d'un héliostat parfait, et ne présentant aucune discontinuité.

A partir de là, nous avons mis au point deux méthodes d'estimation des défauts de réglage appliquées aux héliostats plans et focalisants, et basées sur l'observation de la position du centre de l'image du disque solaire, observée à travers les surfaces réflectrices : nous avons en effet démontré qu'au premier ordre, les défauts de réglage n'entraînent qu'un décalage de la position idéale de ce point.

L'approximation du premier ordre qui a été développée ici est étroitement liée aux codes de calcul décrits au chapitre précédent: la première nous permet en effet d'évaluer précisément les erreurs de réglage des facettes à partir des répartitions de luminance expérimentales, tandis que les seconds servent à la validation de ces mesures, par comparaison avec les distributions de luminance qu'ils simulent graphiquement. On pourrait donc se reporter tout de suite au chapitre V, qui regroupe les principaux résultats expérimentaux ainsi que les enseignements que nous en avons tirés. Toutefois, nous n'avons pas abordé ici le problème des défauts microscopiques des facettes réflectrices, et n'avons fait qu'effleurer celui de leurs défauts de surface. En réalité ceux-ci sont presque impossibles à prendre en compte dans les équations des courbes iso-luminance, parce qu'ils sont de caractère aléatoire,et qu'il semble exclu, hormis le cas d'un défaut de courbure pur, de leur attribuer une fonction caractéristique du type de $f(Y_p,Z_p)$.

Par ailleurs, il nous a semblé intéressant de chercher à développer l'expression de E(M') elle-même, telle qu'elle est donnée dans la relation (II-6), et en restant dans le cadre de notre approximation. De tous les termes qui interviennent en effet dans cette relation, l'angle ϵ est certainement le plus complexe, et dès lors le plus gros du travail est déjà réalisé.

C'est en gardant ces deux idées à l'esprit que nous allons maintenant tenter d'établir une expression approchée de l'intégrale de la densité de flux.

CHAPITRE IV

REDUCTION DE L'INTEGRALE DE DENSITE DE FLUX SOUS FORME DE PRODUITS DE CONVOLUTION

1) INTRODUCTION

Nous avons utilisé au chapitre précédent une expression approchée de l'angle ϵ, qui caractérise la luminance observable d'un point M' sur un ensemble de points P appartenant à une surface réflectrice. Nous nous proposons ici de continuer sur notre lancée en développant l'expression de l'éclairement E(M') formé en M' par un ensemble de facettes réflectrices montées sur une installation solaire à simple ou double réflexion; pour cela, nous nous ramènerons à une vue en trou d'épingle du même type que celle qui a été définie par F.Lipps [62] (voir le paragraphe 4.4.3.1 de l'étude bibliographique), et qui, à notre avis, se prête mieux aux calculs numériques que les méthodes d'intégration point par point, ou par comptage de rayons.

Nous essayerons de plus de tenir compte des quatre types de défauts propres aux installations solaires, en vue de donner quelques éléments pour la réalisation future d'un code de calcul véritablement prévisionnel des éclairements solaires, et aussi performant que possible. On sait en effet qu'un tel code n'existe pas à l'heure actuelle, alors qu'il serait pourtant indispensable de disposer d'un outil capable de prévoir, avec suffisamment de justesse, les performances énergétiques d'une installation en projet, en fonction du type et des qualités géométriques des facettes réflectrices destinées à l'équiper, du système d'asservissement choisi pour les héliostats, et de la méthode de réglage utilisée pour l'orientation des facettes. Dans cette perspective, tous les paramètres d'erreur devraient bien sûr avoir été préalablement déterminés par des expérimentations spécifiques, qu'il s'agisse de l'étude des défauts microscopiques des facettes réflectrices [35], des mesures de dépointages d'héliostats asservis en boucle ouverte [42] [45], ou de notre propre étude sur les défauts de réglage.

Cette nouvelle formulation de l'intégrale de la densité de flux nous amènera également à développer la notion de réponse impulsionnelle spatiale des facettes réflectrices, qui devrait jouer un grand rôle dans l'étude des performances énergétiques d'une installation.

2) EXPRESSION DE LA DENSITE DE FLUX DANS LE CADRE DE L'APPROXIMATION DU PREMIER ORDRE

2.1) Formulation intégrale sur le miroir

On rappelle que l'éclairement formé par une facette réflectrice de l'installation considérée, en un point M' appartenant au plan récepteur (fig. IV-1), s'écrit, en vertu de la relation (II-6) :

$$E(M') = R \iint_{\substack{\text{facette} \\ \text{réflectrice}}} L(\epsilon) \frac{\left[\vec{N}_p \frac{\overrightarrow{PM'}}{||PM'||}\right]\left[\vec{N}_o \frac{\overrightarrow{PM'}}{||PM'||}\right]}{||\overrightarrow{PM'}||^2} dP \qquad \text{(IV-1)}$$

en supposant que le coefficient de réflexion R est homogène sur toute la facette. Le développement de l'angle ϵ au premier ordre ayant fait l'objet du chapitre précédent, il nous reste maintenant à trouver une expression approchée des termes $(\vec{N}_p.\overrightarrow{PM'})/||PM'||$, $(\vec{N}_o.\overrightarrow{PM'})/||PM'||$, $||\overrightarrow{PM'}||^2$ et dP, placés sous le signe somme, et dont nous ne retiendrons que la partie principale; nous obtiendrons ainsi l'expression des répartitions de densité de flux E(M') développées au premier ordre. Reportons-nous un instant au paragraphe 3 du chapitre précédent; nous avons vu que $\overrightarrow{PM'}/||PM'||$ avait pour composantes :

$$\frac{\overrightarrow{PM'}}{||PM'||} \begin{vmatrix} 1 \\ \frac{V'-V_p}{D_i} \\ \frac{W'-W_p}{D_i} \end{vmatrix}$$

dans Rri (relation (III-7)). Il est donc possible d'écrire que :

$$\frac{\overrightarrow{PM'}}{||PM'||} \approx \vec{R}_i \approx \vec{R}_o$$

au premier ordre près, d'après la définition du repère Rri, dont le vecteur unitaire $\vec{R}_i$ dirige l'axe principal, et en tenant compte de la relation (III-13). De plus, on sait que :

$$\frac{1}{||\overrightarrow{PM'}||^2} \approx \frac{1}{D^2}\left[1 - 2\frac{U'-U_p}{D}\right]$$

d'après les relations (III-6) et (III-16).

Par ailleurs, nous avons vu au paragraphe 4 du chapitre précédent que sur les trois types de structures étudiées, et quel que soit le relief des facettes réflectrices qui les équipent :

$$\vec{N}_p = \vec{N}_o + \overrightarrow{\Delta N}$$

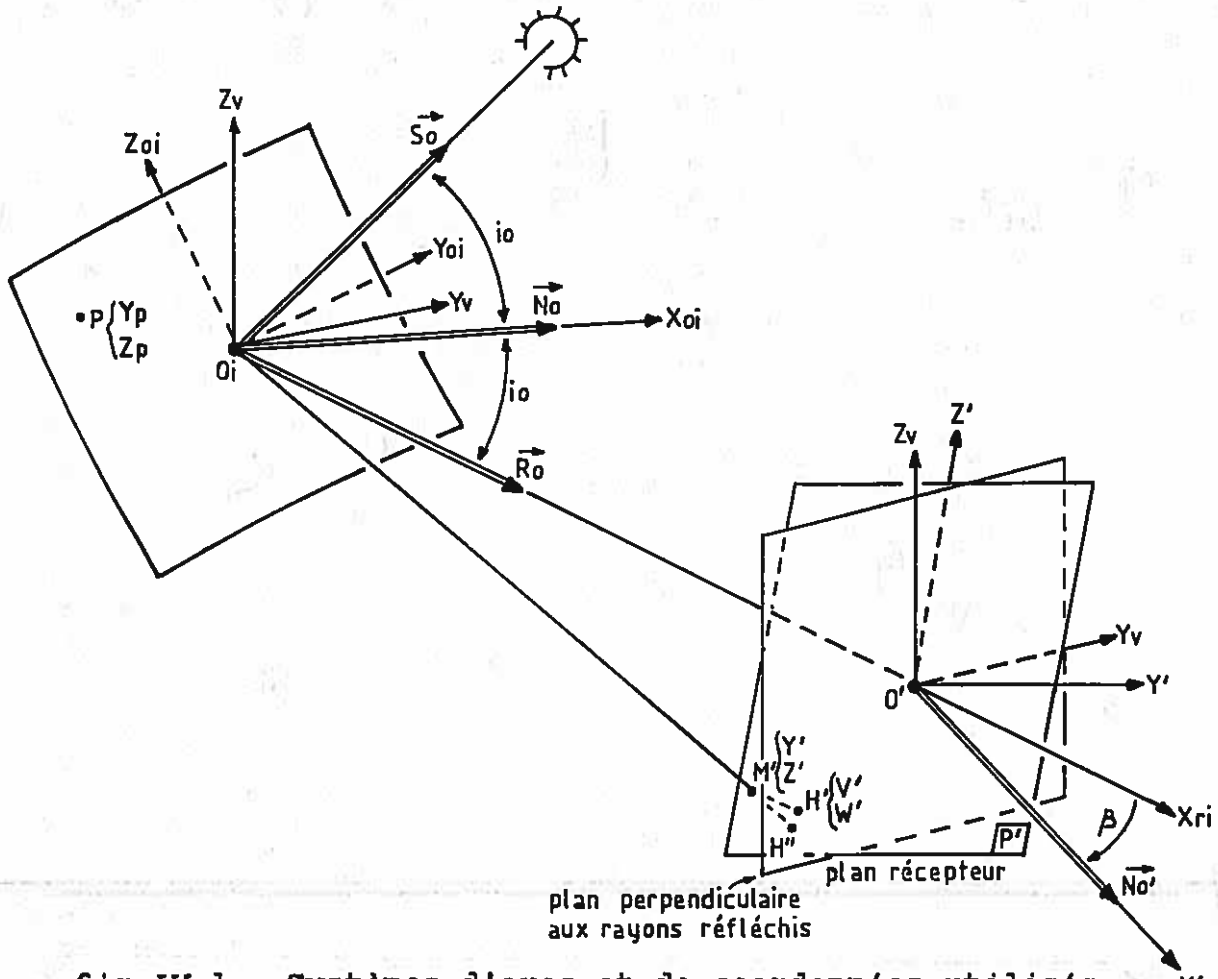


fig IV-1 : Systèmes d'axes et de coordonnées utilisés pour les formulations en trou d'épingle. OiYvZv est le plan de visée, perpendiculaire au rayon principal réfléchi par la facette, O'YvZv est un plan parallèle au plan de visée, et O'Y'Z' est le plan récepteur (P'). Au premier ordre, les points H' et H" sont supposés confondus.

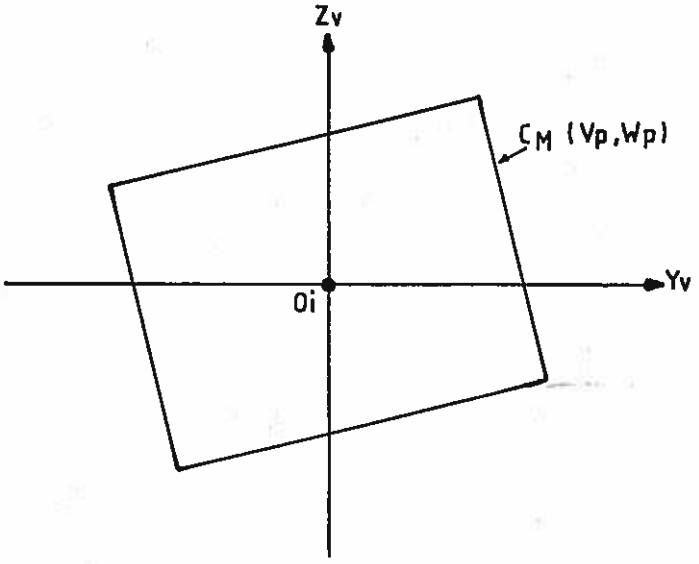


fig IV-2 : Projection des contours du miroir dans le plan de visée OiYvZv.

où $\overrightarrow{\Delta N}$ n'est composé que de termes du premier ordre. Lorsqu'on a affaire à un concentrateur fixe, il y a lieu de remplacer $\overrightarrow{N_o}$ et $\overrightarrow{R_o}$ respectivement par $\overrightarrow{N_{oi}}$ et $\overrightarrow{R_{oi}}$. Enfin on peut écrire :

$$dP \approx dY_p \, dZ_p$$

en ne conservant que la partie principale de la relation (II-43). Comme d'autre part les coordonnées (Y_p, Z_p) d'un point P de la surface réflectrice sont liées à ses coordonnées apparentes (V_p, W_p) par les relations (III-38), on obtient finalement :

$$dP \approx dY_p \, dZ_p = \frac{dV_p \, dW_p}{\cos i_o}$$

En remplaçant $\overrightarrow{N_p}$ par $\frac{\overrightarrow{PM'}}{||\overrightarrow{PM'}||}$, $\overrightarrow{N_o'}$ par $\frac{\overrightarrow{PM'}}{||\overrightarrow{PM'}||}$, $\frac{1}{||\overrightarrow{PM'}||^2}$ et dP par leur partie principale dans l'intégrale (IV-1), on arrive à une expression approchée de la densité de flux formée en M' par une facette réflectrice :

$$E(M') \approx R \iint_{\substack{\text{facette} \\ \text{réflectrice}}} L(\epsilon) \, \frac{(\overrightarrow{N_o} \, \overrightarrow{R_o})(\overrightarrow{N_o'} \, \overrightarrow{R_o})}{D^2} \, \frac{dV_p \, dW_p}{\cos i_o}$$

Alors, si l'on note β l'angle entre $\overrightarrow{R_o}$ et $\overrightarrow{N_o'}$ (fig.V-1), et étant donné que $\overrightarrow{N_o} \, \overrightarrow{R_o} = \cos i_o$, on obtient une nouvelle expression de E(M'), que nous définissons comme la formulation intégrale de la densité de flux sur le miroir :

$$E(M') \approx \frac{R \cos \beta}{D^2} \iint_{\substack{\text{facette} \\ \text{réflectrice}}} L(\epsilon) \, dV_p \, dW_p \qquad \text{(IV-2)}$$

Celle-ci peut également être mise sous la forme suivante :

$$E(M') = \frac{R \cos \beta}{D^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L(\epsilon) \, C_M(V_p, W_p) \, dV_p \, dW_p \qquad \text{(IV-3)}$$

où $C_M(V_p, W_p)$ est la fonction caractéristique des contours du miroir projetés dans le plan de visée (fig.IV-2) : $C_M(V_p, W_p)$ est prise égale à 1 lorsque le point H de coordonnées apparentes (V_p, W_p) appartient à la surface projetée du miroir, et reste nulle dans le cas contraire.

Pour arriver à une formulation en trou d'épingle, il faut à présent introduire l'expression approchée de l'angle ϵ dans cette

intégrale.

2.2) Passage à la vue en trou d'épingle

Nous prenons ici l'expression générale de ϵ^2 définie par la relation (III-40), correspondant au cas de facettes réflectrices toroidales :

$$\epsilon^2 = \frac{(AV_p + CW_p - (V'+V_o))^2 + (CV_p + BW_p - (W'+W_o))^2}{D^2} \qquad \text{(IV-4)}$$

On rappelle que les termes V_o et W_o, qui ont été définis par les relations (III-33) à (III-35), prennent en compte les déréglages des facettes réflectrices, ainsi que le dépointage et l'astigmatisme éventuel des héliostats. Quant à V' et W', ils sont caractéristiques de la position du point M' dans le plan récepteur (P') : d'après les relations (III-2), V' et W' sont en fait les coordonnées de la projection H' de M' dans le plan O'YvZv perpendiculaire aux rayons réfléchis et passant par O' (fig.IV-1). Alors, par des raisonnements similaires à ceux qui ont été développés dans les paragraphes 3 et 4.2.1 du chapitre précédent, on déduit qu'au premier ordre H' peut être confondu avec H", projection conique du point M' dans le plan O'YvZv, ayant pour origine le centre de la facette (ou de l'héliostat) considérée (fig.IV-1), et que, dans le cas de l'héliostat focalisant, il est possible d'approcher les matrices de passage de Rri à R' par la matrice $P_{2\ Rro-R'}$, de même que les matrices P_{Rri-Ro} avaient été approximées à $P_{2\ Rro-Ro}$ au chapitre précédent.

Nous noterons donc désormais (C'_{ij}) les coefficients des matrices $P_{2\ Rro-R'}$ et $P_{2\ Rri-R'}$, que nous utiliserons respectivement dans le cas d'un héliostat focalisant et d'un concentrateur fixe, pour le passage des coordonnées (Y',Z') de M' dans le plan récepteur aux coordonnées (V',W') de sa projection H' dans le plan O'YvZv, et écrirons, d'une manière générale :

$$\begin{cases} V' = C'_{22}\ Y' + C'_{23}\ Z' \\ W' = C'_{32}\ Y' + C'_{33}\ Z' \end{cases} \qquad \text{(IV-5)}$$

Le déterminant de ce système d'équations est égal à C'_{11},qui n'est autre que cos β : alors le système (IV-5) n'est inversible que si l'angle β est différent de 90°, ce qui élimine les cas improbables d'incidences rasantes sur le plan récepteur. L'inversion de ce système conduit aux relations :

$$\begin{cases} Y' = \dfrac{C'_{33}\,V' - C'_{23}\,W'}{\cos\beta} \\ Z' = \dfrac{-C'_{32}\,V' + C'_{22}\,W'}{\cos\beta} \end{cases} \qquad \text{(IV-6)}$$

Venons-en maintenant au passage à la vue en trou d'épingle proprement dit : celui-ci s'effectue par le changement de variables suivant, à l'intérieur de l'intégrale (IV-3) :

$$\begin{aligned} V &= AV_p + CW_p \\ W &= CV_p + BW_p \end{aligned} \qquad \text{(IV-7)}$$

Or le déterminant jacobien associé à cette transformation est le même que celui de la matrice q définie au chapitre précédent : ce dernier est égal au produit des valeurs propres λ_1 et λ_2 de q, et on écrit alors, d'après la relation (III-50) :

$$dV\,dW = \lambda_1\lambda_2\,dV_p\,dW_p = \frac{dV_p\,dW_p}{C_I} \qquad \text{(IV-8)}$$

Dans tout ce qui suit, nous supposerons qu'aucune des deux valeurs propres λ_1 et λ_2 n'est nulle, et que C_I n'est pas infini : ce cas particulier sera en effet examiné dans le paragraphe 2.6.

Dans ces conditions, on réécrit l'expression de la densité de flux E(M') suivant une première vue en trou d'épingle :

$$E(M') = \frac{R\cos\beta}{D^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} RI_n(V,W)\;L\left[\frac{[V-(V'+V_o)]^2 + [W-(W'+W_o)]^2}{D^2}\right] dV\,dW \qquad \text{(IV-9)}$$

où $RI_n(V,W)$ est une fonction de V et W définie analytiquement par la relation :

$$RI_n(V,W) = C_I C_M[C_I(BV-CW),\ C_I(AW-CV)] \qquad \text{(IV-10)}$$

Nous avons vu au paragraphe précédent (fig.IV-2) que $C_M(V_p,W_p)$ était une fonction à support borné valant 1 à l'intérieur d'un domaine bien défini du plan de visée OiYvZv, et 0 à l'extérieur. Si C_I n'est pas infini, $RI_n(V,W)$ est donc une fonction du même type, prenant la valeur C_I à l'intérieur d'un domaine (D_n) borné du plan O'YvZv, qui sera précisé dans le paragraphe 2.4, et nulle à l'extérieur. Pour l'instant, nous définissons $RI_n(V,W)$ comme la réponse impulsionnelle spatiale de la facette réflectrice dans le

plan normal aux rayons réfléchis. Alors, il apparait que E(M') est un produit de convolution :

$$E(M') = E(V',W') = \frac{R \cos \beta}{D^2} RI_n(V',W') * L\left[\frac{(V'-V_O)^2 + (W'-W_O)^2}{D^2}\right] \quad (IV-11)$$

qui nous donne directement la répartition de densité de flux dans le plan normal aux rayons réfléchis. Les deux termes de ce produit sont respectivement (fig.IV-3) :

1) La réponse impulsionnelle de la facette $RI_n(V',W')$, qui est nulle ou égale à C_I suivant que le point H' de coordonnées (V',W') est à l'extérieur ou à l'intérieur du domaine (D_n).

2) La fonction $L\left[\frac{(V'-V_O)^2 + (W'-W_O)^2}{D^2}\right]$, qui est la projection de la loi de luminance solaire $L(\epsilon)$ sur un plan perpendiculaire situé à distance D (fig.IV-3a), et centrée sur le point de coordonnées (V_O,W_O). Elle est proportionnelle à la distribution d'éclairement que l'on pourrait observer dans un plan récepteur normal aux rayons réfléchis, si la facette réflectrice était rigoureusement stigmatique et aplanétique; en fait, il s'agit plus simplement de l'image de Gauss de la facette, dont le diamètre vaut $2D\epsilon_O$. Nous la désignerons comme la fonction image géométrique parfaite du soleil, et écrirons

$$L_g(V',W') = L\left[\frac{V'^2 + W'^2}{D^2}\right] \quad (IV-12)$$

Bien sûr, ces premiers résultats théoriques ne sont pas sans rappeler ceux qu'avaient obtenus Lipps et Courrèges (cf.le paragraphe 4.4.3 de l'étude bibliographique). Toutefois, ils présentent de nombreux avantages, dont les trois premiers sont essentiellement des avantages de principe.

(1) Notre vue en trou d'épingle est basée sur une approximation dont le cadre a été rigoureusement défini au chapitre précédent.

(2) Elle s'applique aussi bien au cas des concentrateurs fixes qu'à celui des héliostats focalisants.

(3) Elle s'applique également à toutes les lois de luminance solaire $L(\epsilon)$ imaginables.

(4) Avantage beaucoup plus important, l'orientation réelle du plan récepteur par rapport au plan O'YvZv normal aux rayons réfléchis y est effectivement prise en compte : ceci va nous amener à

exprimer le produit de convolution (IV-11) sous une nouvelle forme, mieux adaptée au calcul numérique; on peut en effet écrire, d'après les expressions de V' et W' données par les relations (IV-5) :

$$E(M') = E(Y',Z') = \frac{R \cos \beta}{D^2} RI(Y',Z') * L'(Y',Z') \qquad \text{(IV-13)}$$

Il s'agit cette fois d'un produit de convolution que l'on effectue directement dans le plan récepteur, et dont les deux termes sont :

1) La réponse impulsionnelle de la facette réflectrice dans le plan récepteur $RI(Y',Z')$, qui est telle que :

$$RI(Y',Z') = \cos \beta \; RI_n(C'_{22}Y'+C'_{23}Z',\; C'_{32}Y'+C'_{33}Z') \qquad \text{(IV-14)}$$

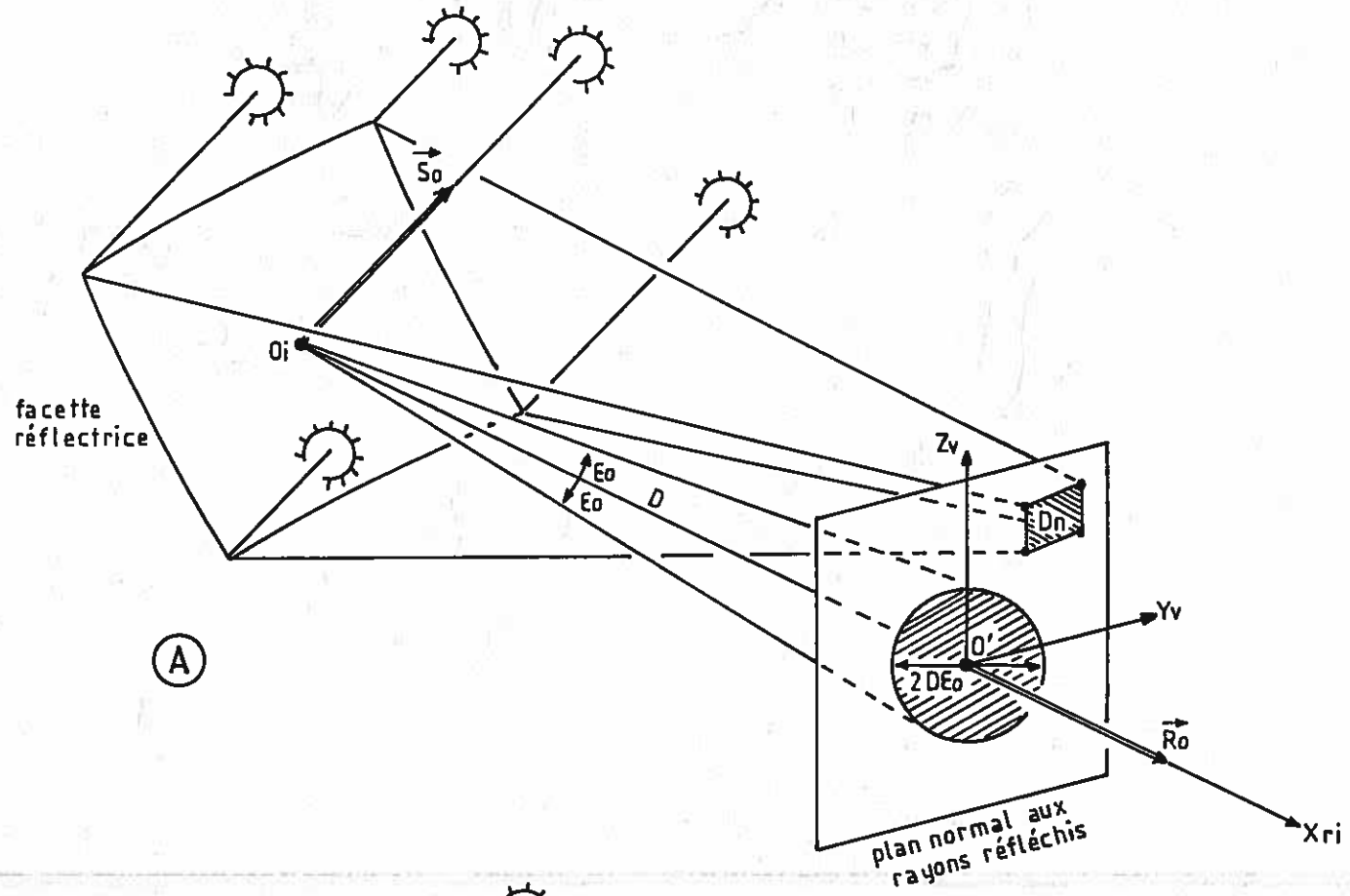
et qui présente les mêmes propriétés que RI_n , dans un domaine borné (D') du plan récepteur.

2) La fonction image du soleil projetée dans le plan récepteur $L'(Y',Z')$: celle-ci est définie par la relation :

$$L'(Y',Z') = L\left[\frac{(C'_{22}\,Y' + C'_{23}\,Z' - V_O)^2 + (C'_{32}\,Y' + C'_{33}\,Z' - W_O)^2}{D^2}\right] \qquad \text{(IV-15)}$$

Nous donnerons quelques éléments sur cette nouvelle fonction image dans le paragraphe suivant. Toutefois, on peut d'ores et déjà préciser qu'il s'agit d'une répartition de luminance elliptique, très voisine de la répartition obtenue dans le plan récepteur lorsque celui-ci coupe le cône des rayons solaires réfléchis issus du centre de la facette (fig.IV-3b). Nous voyons donc qu'il y a en réalité deux vues en trou d'épingle différentes, dont la première (relation (IV-11)) est exprimée dans le plan O'YvZv normal aux rayons réfléchis, tandis que la seconde s'applique au plan récepteur O'Y'Z' lui-même (relation (IV-13)). C'est un résultat dont il faudra se souvenir dans toute la suite de ce chapitre, afin de choisir, suivant les cas qui se présenteront, la meilleure des deux formulations.

(5) Enfin, le dernier avantage, et non le moindre, de ces deux vues en trou d'épingle est qu'elles permettent d'introduire les défauts spécifiques des installations solaires (erreurs de réglage et de pointage) par l'intermédiaire des termes V_O et W_O. A ce sujet,



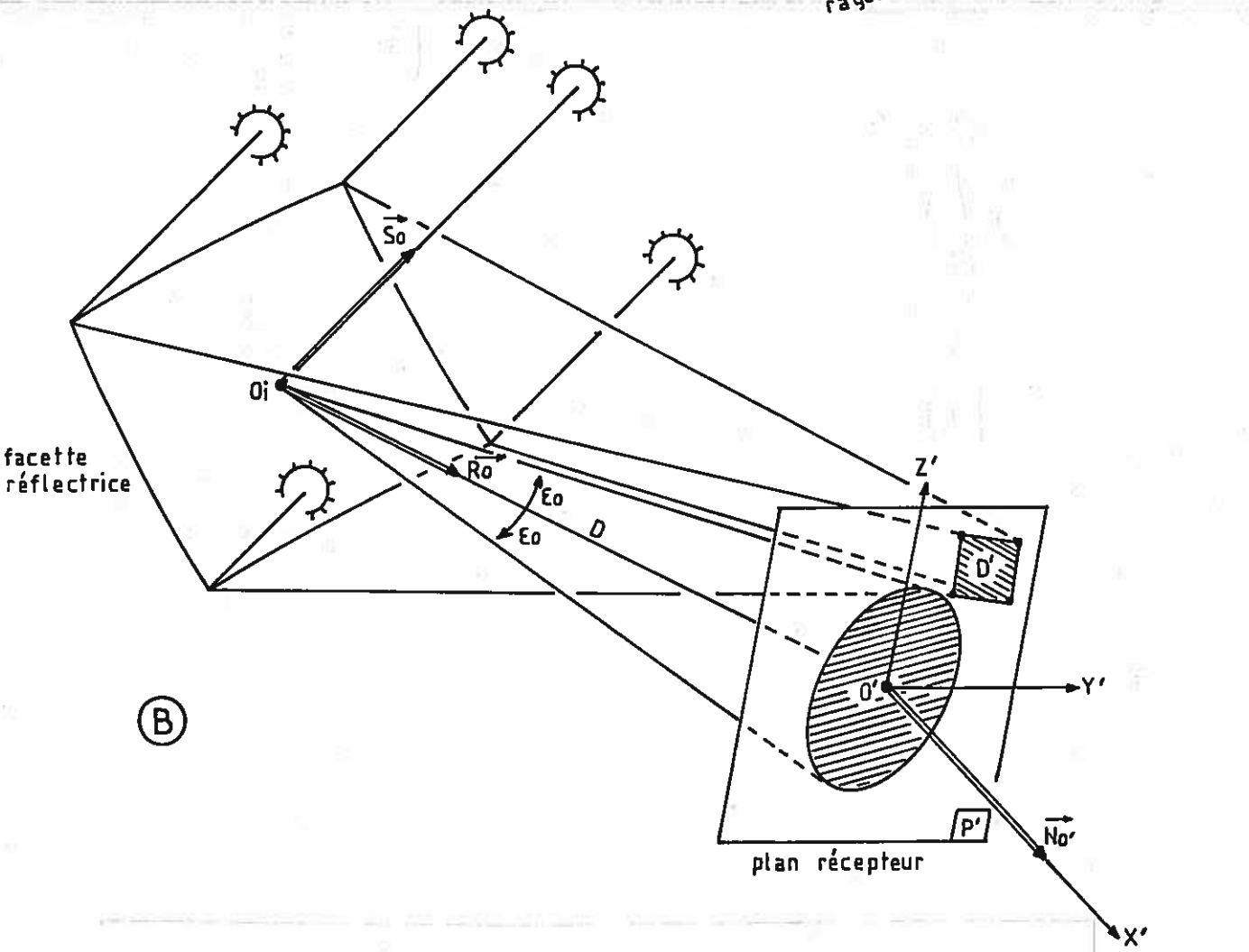


fig IV-3 : Vues en trou d'épingle dans un plan normal aux rayons réfléchis (A) et dans le plan récepteur (B).

nous pouvons tirer tout de suite un enseignement important de la relation (IV-11), qui résulte d'une propriété particulière du produit de convolution : on sait en effet qu'une translation quelconque, appliquée à l'un des termes du produit, se répercute sur le résultat du produit lui-même; un défaut de réglage ou de pointage apparaissant dans les termes V_o et W_o n'aura donc pour conséquence que de transformer $E(V',W')$ en $E(V'-V_o,W'-W_o)$. En d'autres termes, les déréglages, les dépointages et les effets d'astigmatisme de l'héliostat sphérique, qui interviennent dans les expressions de V_o et W_o, n'induiront que des translations des répartitions de densité de flux dans un plan normal aux rayons réfléchis, sans les modifier en aucune autre manière. Ce résultat du premier ordre, que l'on retrouve évidemment dans le plan récepteur lui-même, est à mettre en parallèle avec celui qui avait été établi au paragraphe 5.1 du chapitre précédent, et concernait les distributions de luminance observables du point M'.

Nous donnons pour finir l'expression de E(M') dans le cas d'une installation comprenant un nombre Nt de facettes réflectrices, obtenues à partir des produits de convolution (IV-13) :

$$E(M') = E(Y',Z') = \sum_{j=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_j \cos \beta_j}{D_j^2} RI_j(Y',Z') * L'_j(Y',Z') \qquad (IV-16)$$

en attribuant l'indice j à toutes les grandeurs, paramètres, et fonctions, qui peuvent varier suivant l'emplacement de la facette réflectrice sur la structure de l'installation étudiée. Dans ce cas, l'utilisation de produits de convolution du type de (IV-11) n'est pas recommandable, car leurs paramètres V' et W' sont liés de manière différente à Y' et Z' suivant la position de la facette considérée.

Il est à présent nécessaire de revenir sur certains des termes qui interviennent dans les expressions de ces deux vues en trou d'épingle.

2.3) Loi de luminance solaire projetée dans le plan récepteur

Nous allons procéder ici à une étude sommaire de la fonction L'(Y',Z'), telle qu'elle a été définie par la relation (IV-15), dans le cas ou $V_o = W_o = 0$. Il apparaît alors que les courbes iso-luminance sont des ellipses d'équation générale :

$$D^2\epsilon^2 = (C'_{22}\ Y' + C'_{23}\ Z')^2 + (C'_{32}\ Y' + C'_{33}\ Z')^2$$

où C'_{22}, C'_{23}, C'_{32} et C'_{33} sont les coefficients de la matrice de passage de type P_2, du repère Rri lié aux rayons réfléchis, au repère R'.

La méthode que nous emploierons est très classique : $D^2\epsilon^2$ peut en effet être considéré comme une forme quadratique dont il faut diagonaliser la matrice S; cette dernière a pour éléments :

$$S = \begin{bmatrix} 1 - C'^2_{12} & -C'_{12}\,C'_{13} \\ -C'_{12}\,C'_{13} & 1 - C'^2_{13} \end{bmatrix}$$

d'après les propriétés générales de ce type de matrice (voir le paragraphe 5.1 du deuxième chapitre). L'équation aux valeurs propres de S s'écrit alors :

$$\lambda^2 + (1 + C'^2_{11})\lambda + C'^2_{11} = 0$$

et admet pour solutions $\lambda_1 = C'^2_{11} = \cos^2\beta$

et $\lambda_2 = 1$

Les vecteurs propres correspondants $\vec{u_1}$ et $\vec{u_2}$ se déduisent alors facilement des expressions des coefficients C'_{12} et C'_{13} données au paragraphe 5.1 du chapitre II :

$$\vec{u_1} = \begin{bmatrix} \cos\phi' \\ \sin\phi' \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{u_2} = \begin{bmatrix} -\sin\phi' \\ \cos\phi' \end{bmatrix}$$

où ϕ' est l'angle que fait, dans le plan récepteur, la trace du plan (P) contenant les vecteurs $\vec{R'_o}$ et $\vec{N'_o}$ (et dirigée par $\vec{u_1}$), avec l'axe O'Y' (fig.IV-4). Etant donné que (P) est perpendiculaire aux deux plans O'Y'Z' et O'YvZv, il est également perpendiculaire à la droite (Δ) qui constitue leur intersection. On retrouve alors, dans le plan récepteur, un angle égal à ϕ' entre l'axe O'Z' et la droite (Δ), que l'on peut donc diriger par le vecteur unitaire $\vec{u_2}$ (fig.IV-4). L'équation des courbes iso-luminance s'écrit alors, dans un repère lié à $\vec{u_1}$ et $\vec{u_2}$:

$$D^2\epsilon^2 = \cos^2\beta\ Y''^2 + Z''^2$$

La fonction image du soleil projetée dans le plan récep-

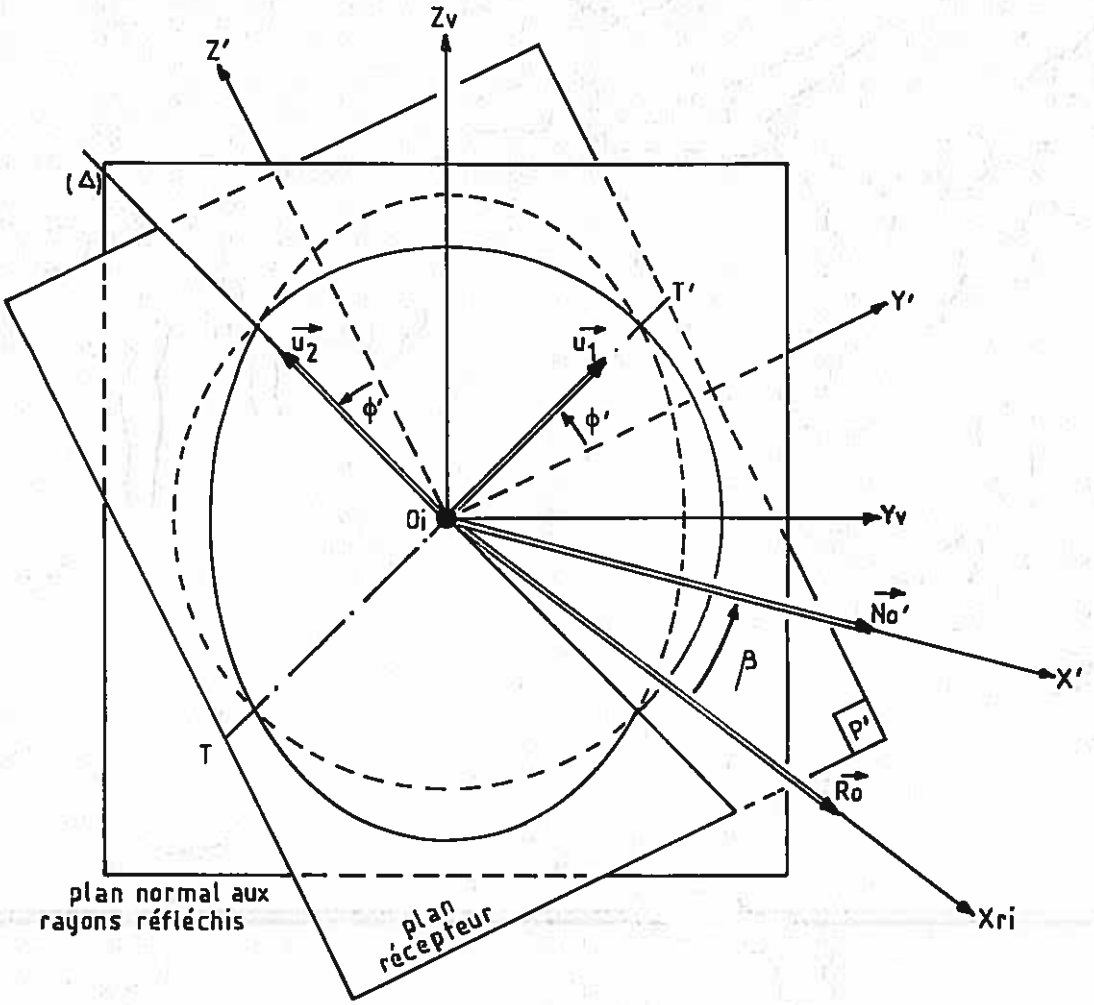


fig IV-4 : Projection de la loi de luminance solaire dans le plan récepteur (P'). TT' est la trace du plan défini par $\vec{R_o}$ et $\vec{N_o}$ dans le plan récepteur .

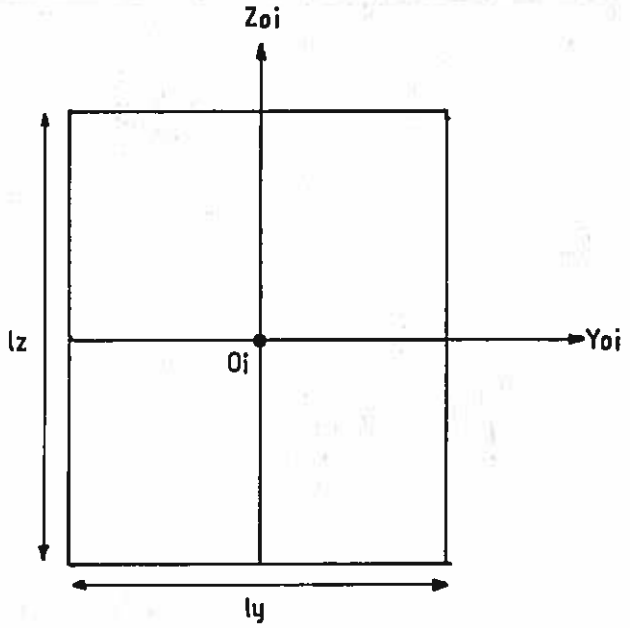


fig IV-5 : Vue de face d'une facette réflectrice rectangulaire.

teur L'(Y',Z') présente une section elliptique, dont le grand axe égal à $2D\epsilon_o/\cos\beta$ est dirigé suivant le vecteur $\overrightarrow{u_1}$, et le petit axe égal à $2D\epsilon_o$ est aligné suivant la droite intersection du plan normal aux rayons réfléchis avec le plan récepteur. En particulier l'aire de l'ellipse vaut $\pi D^2\epsilon_o^2/\cos\beta$ et la distribution de luminance qu'on y observe se déduit de celle de l'image géométrique parfaite du soleil $L_g(V',W')$ par une affinité de rapport $1/\cos\beta$ suivant l'axe dirigé par le vecteur unitaire $\overrightarrow{u_1}$. L'utilisation de ces soleils elliptiques est nécessaire lorsqu'on désire effectuer directement les convolutions dans le plan O'Y'Z' (relation (IV-13)).

2.4) Allure générale des réponses impulsionnelles

Il est nécessaire de donner à présent l'allure générale des domaines (D_n) et (D'), à l'intérieur desquels les réponses impulsionnelles des facettes réflectrices, considérées dans le plan normal aux rayons réfléchis et dans le plan récepteur, ne sont pas nulles et respectivement égales à C_I et $C_I\cos\beta$; la figure IV-5 représente une facette rectangulaire de centre Oi, de largeur ly et de hauteur lz. Son domaine est défini dans le plan OiYoiZoi par les inégalités :

$$-ly/2 \leqslant Y_p \leqslant ly/2$$
$$-lz/2 \leqslant Z_p \leqslant lz/2$$

Commençons par étudier le domaine (D_n) : comme d'une part la projection du miroir sur le plan de visée est définie par les relations (III-38), et que d'autre part le passage à la première vue en trou d'épingle s'effectue par les relations (IV-7), il est possible d'exprimer les coordonnées (V',W') des points appartenant au domaine (D_n) par la relation matricielle :

$$\begin{bmatrix} V' \\ W' \end{bmatrix} = q\,p \begin{bmatrix} Y_p \\ Z_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & C \\ C & B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{22} & C_{23} \\ C_{32} & C_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Y_p \\ Z_p \end{bmatrix} \qquad \text{(IV-17)}$$

Bien sûr, l'allure de la réponse impulsionnelle dans le plan O'YvZv normal aux rayons réfléchis dépend de la position et de l'orientation de la facette réflectrice considérée, par l'intermédiaire des coefficients de la matrice p, ainsi que du relief de la facette elle-même (par les coefficients de la matrice q). La transformation définie par la relation (IV-17) étant linéaire, le domaine image de la facette rectangulaire sera toujours un parallélogramme centré sur

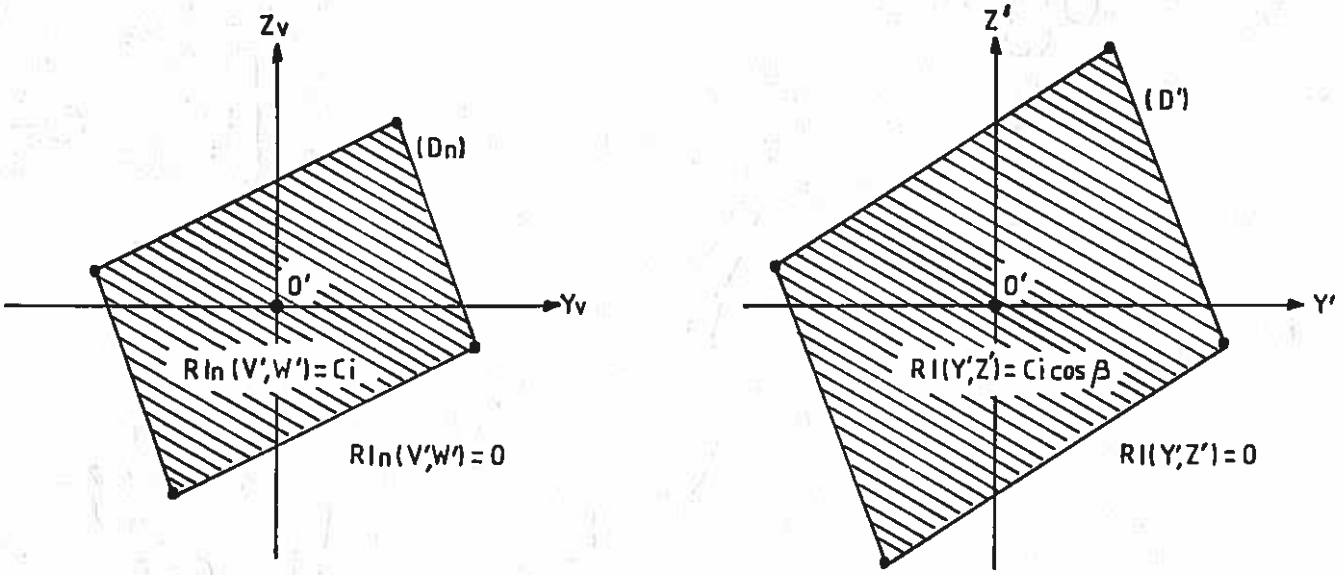


fig IV-6 : Allure des domaines (D_n) et (D') et valeurs des réponses impulsionnelles $RI_n(V',W')$ et RI(Y',Z').

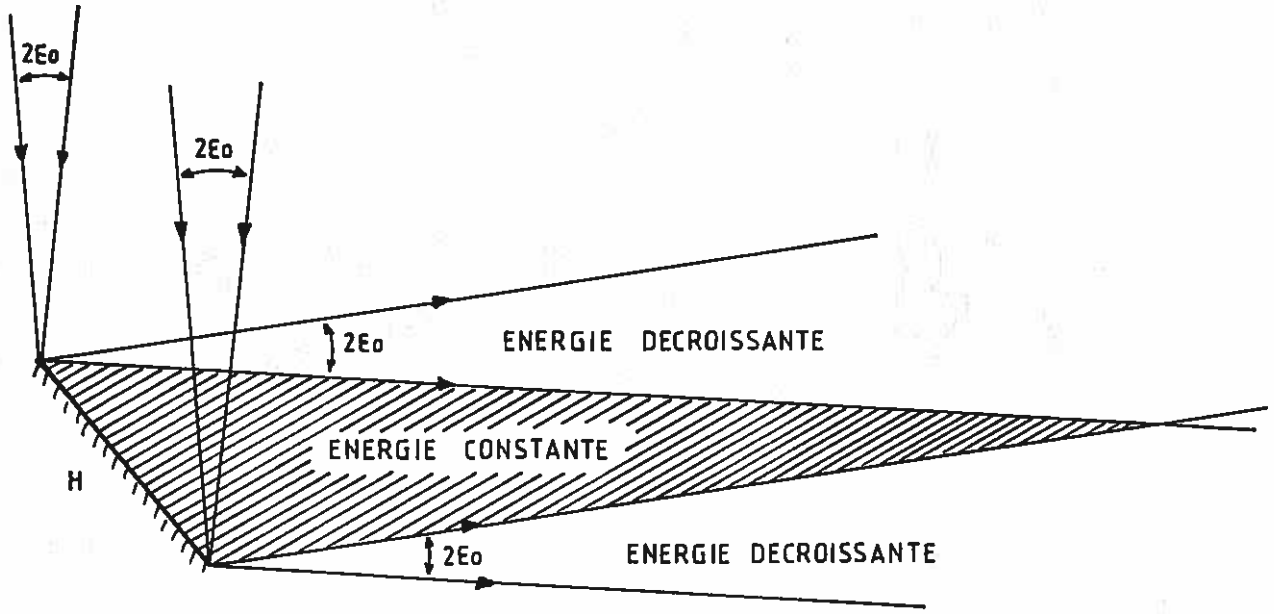


fig IV-7 : La réflexion plane des rayons solaires,d'après [78].

l'origine, hormis le cas où l'un au moins des déterminants des deux matrices p et q s'annule; ceci ne peut se produire que si $i_o = 90°$ (cas d'incidences rasantes sur la facette que nous avons a priori éliminé), ou si C_I devient infini : ce dernier cas sera examiné dans le paragraphe 2.6 et nous retiendrons pour l'instant qu'en général, les réponses impulsionnelles $RI_n(V',W')$ sont des fonctions qui valent C_I à l'intérieur d'un domaine en forme de parallélogramme centré en O', et qui s'annulent à l'extérieur (fig.IV-6). On déterminera simplement les quatre coins du domaine (D_n) en appliquant la relation (IV-17) aux coordonnées des quatre coins du miroir, qui valent respectivement $(-l_y/2, -l_z/2)$, $(l_y/2, -l_z/2)$, $(-l_y/2, l_z/2)$ et $(l_y/2, l_z/2)$ dans le plan OiYoiZoi.

En fait, nous retrouvons ici les résultats caractéristiques de l'approximation de Courrèges, qui apparaît maintenant comme une approximation du premier ordre. Par ailleurs, on peut se servir des déterminants des matrices p et q pour exprimer l'aire du domaine (D_n), qui est aussi celle de la réponse impulsionnelle $RI_n(V',W')$:

$$A(RI_n) = \frac{\cos i_o \, S_m}{C_I} \qquad \text{(IV-18)}$$

où $S_m = l_y l_z$ est la surface de la facette réflectrice.

Nous allons maintenant poursuivre le même raisonnement afin de déterminer le domaine (D') de la réponse impulsionnelle RI(Y',Z') de la facette dans le plan récepteur; pour cela, il est nécessaire d'utiliser une matrice p' supplémentaire, déduite des relations (IV-6) :

$$\begin{bmatrix} Y' \\ Z' \end{bmatrix} = p'qp \begin{bmatrix} Y_p \\ Z_p \end{bmatrix} = \frac{1}{\cos \beta} \begin{bmatrix} C'_{33} & -C'_{23} \\ -C'_{32} & C'_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A & C \\ C & B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{22} & C_{23} \\ C_{32} & C_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Y_p \\ Z_p \end{bmatrix} \qquad \text{(IV-19)}$$

Et là aussi, sous réserve que le déterminant de la matrice p' ne devienne pas infini (ce qui correspond au cas d'incidences rasantes sur le plan récepteur, que nous avons également éliminé), le domaine (D') du plan récepteur à l'intérieur duquel la réponse impulsionnelle RI(Y',Z') est non nulle et égale à $C_I \cos \beta$ est un parallélogramme centré sur le point O', et dont les coordonnées des quatre coins s'obtiennent par application de la relation (IV-19) aux quatre coins du miroir (fig.IV-6). On savait d'ailleurs par la relation

(IV-14) que le domaine (D') était la projection du domaine (D_n) sur le plan récepteur. Enfin, on donne l'expression de l'aire de la réponse impulsionnelle dans le plan récepteur RI(Y',Z'), déduite des déterminants des matrices p', q et p :

$$A(RI) = \frac{\cos i_o \, S_m}{\cos \beta \, C_I} \qquad \text{(IV-20)}$$

Pour conclure, et maintenant que toutes les fonctions intervenant dans les produits de convolution (IV-11) et (IV-13) ont été explicitées, rappelons simplement que c'est à l'utilisateur qu'il revient de choisir, entre ces deux vues en trou d'épingle, laquelle est la mieux adaptée à ses desseins.

2.5) Application : flux renvoyé par un héliostat plan dans un plan normal aux rayons réfléchis

Une première application de l'expression des répartitions de densité de flux E(M'), donnée par la relation (IV-11), consiste à étudier la nappe de flux renvoyée par un héliostat plan, parfaitement réglé, et que l'on assimilera à une surface rectangulaire continue: en fait, cela revient à déterminer les répartitions d'éclairement E(M') réfléchies par un miroir plan, en fonction de la distance qui le sépare d'un plan récepteur perpendiculaire aux rayons qu'il réfléchit, et rapporté aux axes O'Yv et O'Zv. Aussi étonnant que cela paraisse, ce problème n'a encore jamais été résolu analytiquement : il semble en effet que depuis les études de F.Trombe et A.Le Phat Vinh sur la réflexion plane des rayons solaires [78], qui avaient révélé l'existence d'un cône à énergie constante (fig.IV-7), le sujet n'ait retenu l'attention d'aucun auteur, si l'on excepte l'étude effectuée en 1977 par Baranov [79] sur le flux renvoyé par un héliostat plan de contour circulaire.

La première formulation de la vue en trou d'épingle va nous permettre de régler cette question, tout au moins d'une manière qualitative, en considérant essentiellement les propriétés du produit de convolution. On sait en effet que :

$$E(M') = \frac{R}{D^2} \, RI_n(V',W') * L_g(V',W') \qquad \text{(IV-21)}$$

puisqu'on suppose ici que le plan récepteur est perpendiculaire aux rayons réfléchis. Dans le cas d'un miroir plan, nous avons vu que la matrice q est égale à la matrice identité et que C_I est égal à 1. Alors, il

découle de la relation (IV-17) que le domaine de définition (D_n) de la réponse impulsionnelle $RI_n(V',W')$ de l'héliostat plan n'est autre que la projection de ce dernier sur le plan récepteur. En conséquence $RI_n(V',W')$ sera égal à 1 sur ce domaine, dont la forme est celle d'un parallélogramme, et s'annule partout ailleurs. D'autre part, le deuxième terme de la convolution (IV-21), $L_g(V',W')$, apparait comme la projection du cône des rayons solaires réfléchis au centre de l'héliostat dans un plan perpendiculaire situé à distance D. En supposant que le soleil présente une répartition de luminance uniforme et égale à L_o, il s'agit d'une fonction constante, égale à L_o à l'intérieur d'un disque de diamètre $2D\epsilon_o$, et nulle à l'extérieur. Trois cas caractéristiques peuvent alors se présenter (fig.IV-8) :

1) le plan récepteur est situé à faible distance de l'héliostat et les dimensions du cercle de diamètre $2D\epsilon_o$ sont négligeables devant celles de la réponse impulsionnelle de l'héliostat (ou, si l'on préfère, l'observateur placé au point O' verrait le soleil tout entier à travers les contours de l'héliostat). Alors le produit de convolution E(M') présentera sensiblement le même aspect que $RI_n(V',W')$, avec un phénomène de pénombre sur sa périphérie. Par ailleurs, la valeur de l'éclairement obtenu au point O' sera égale à :

$$E_1(O') = \frac{R}{D^2} \iint_{(D_n)} L_o \, dV \, dW = \frac{R}{D^2} \iint_{2D\epsilon_o} L_o \, dV \, dW = \pi \, R \, L_o \, \epsilon_o^2$$

Soit finalement $E_1(O') = R\,E_o$, où E_o est la constante solaire (relation (I-3)).

A courte distance, les distributions d'éclairement réfléchies par un héliostat plan reproduisent donc l'allure de la projection de l'héliostat sur un plan normal aux rayons réfléchis, et gardent une valeur constante égale à RE_o sur leur plus grande partie.

2) le plan récepteur est situé à très grande distance de l'héliostat, et les dimensions de sa réponse impulsionnelle sont négligeables devant celles du cercle de diamètre $2D\epsilon_o$ (voir la figure IV-8. Un observateur au point O' ne pourrait voir les contours du soleil à travers l'héliostat). D'après les propriétés du produit de convolution, E(M') doit alors reproduire approximativement la forme de l'image solaire projetée dans le plan récepteur, avec là aussi un phénomène de pénombre au voisinage de sa périphérie. De plus l'éclairement en O' vaudra :

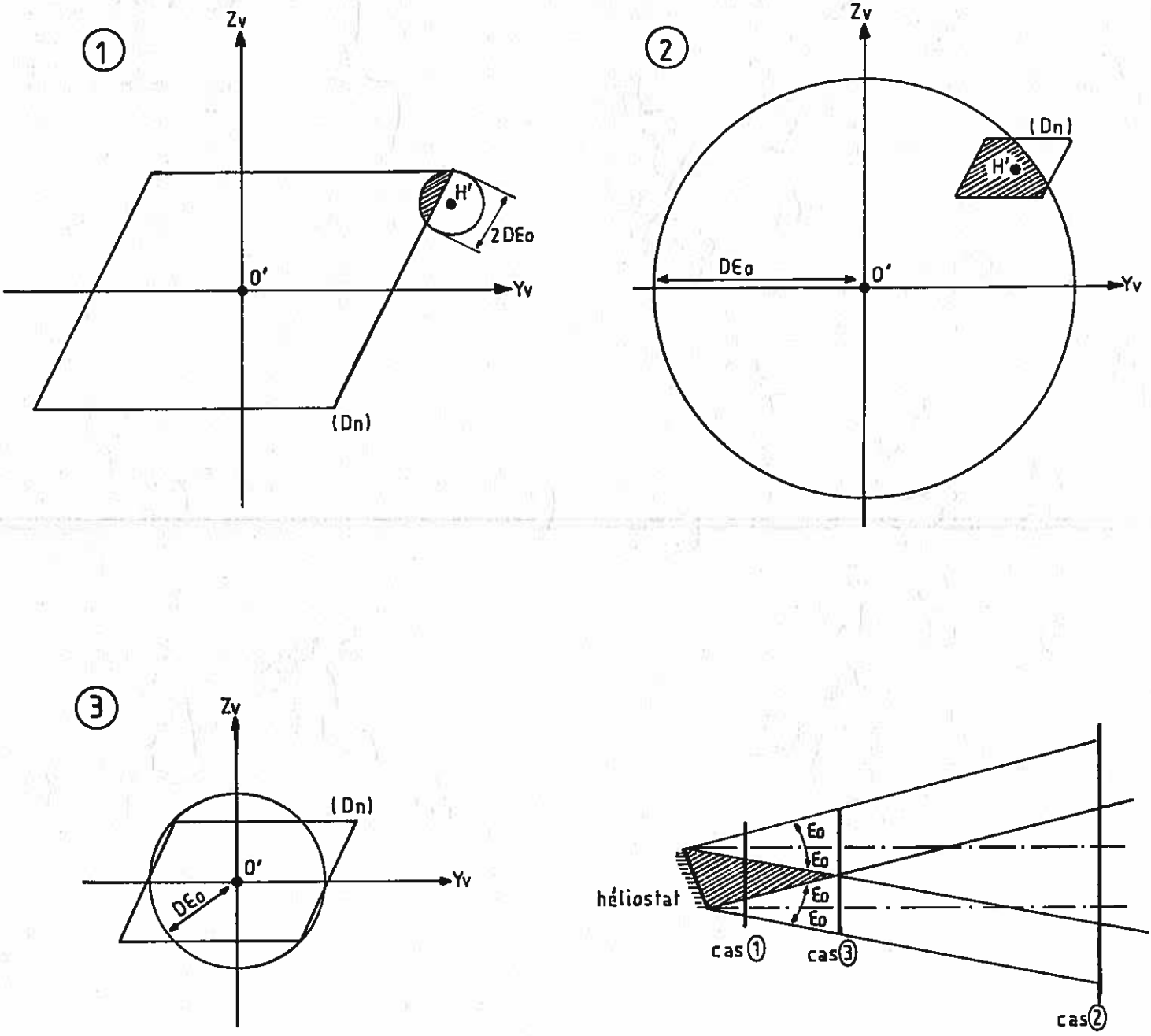
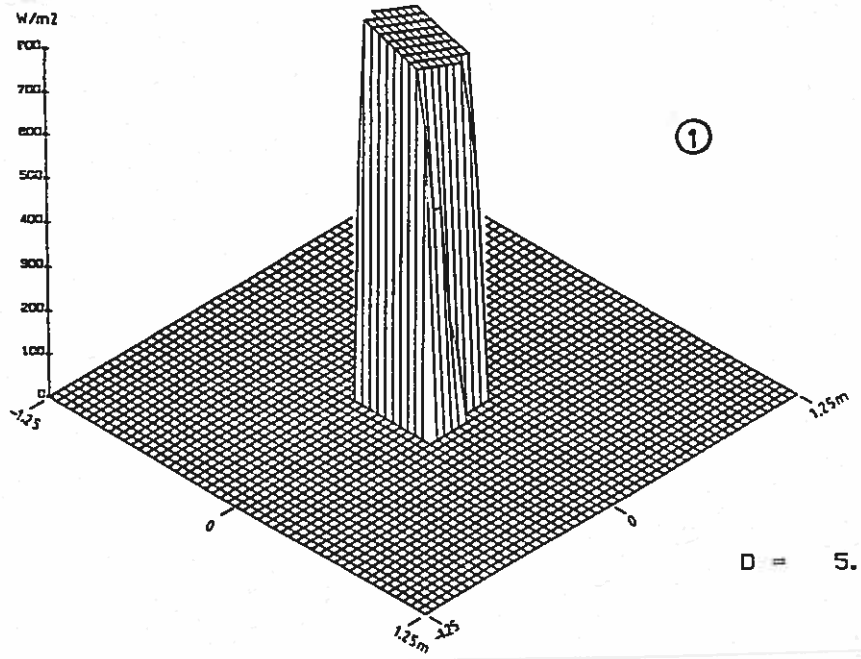
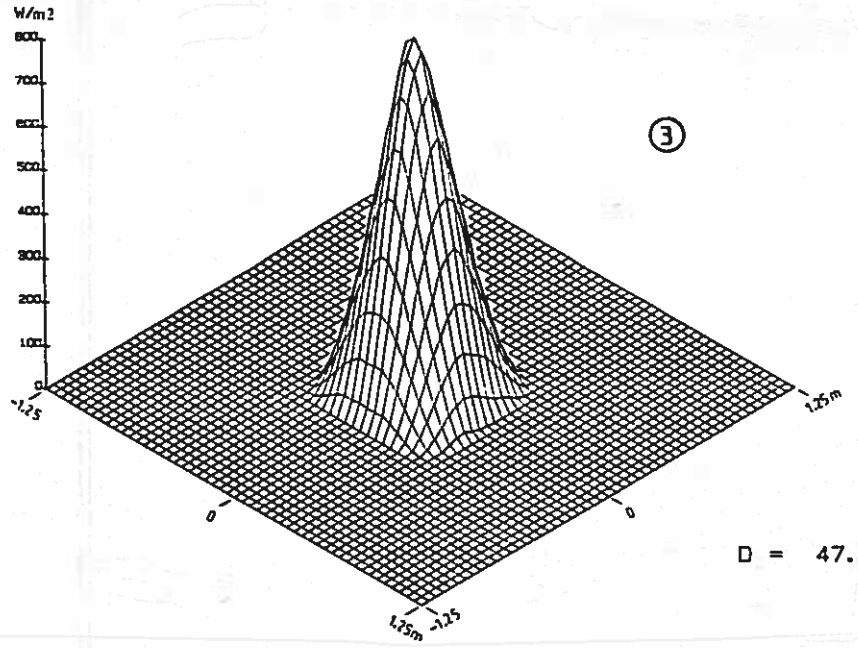
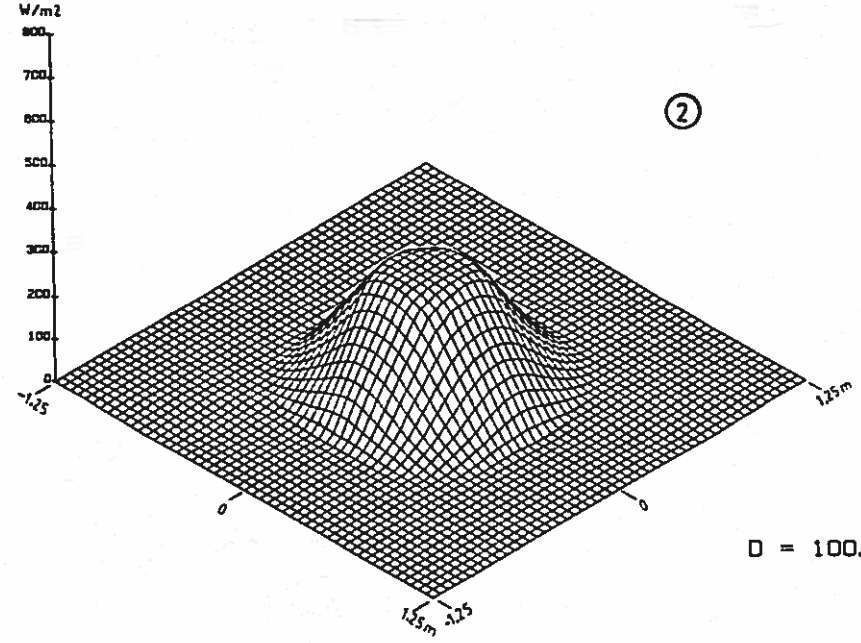


fig IV-8 : Calcul des éclairements formés par un héliostat plan dans un plan récepteur normal aux rayons réfléchis situé : (1) à faible distance de l'héliostat ; (2) à longue distance; (3) à distance intermédiaire .







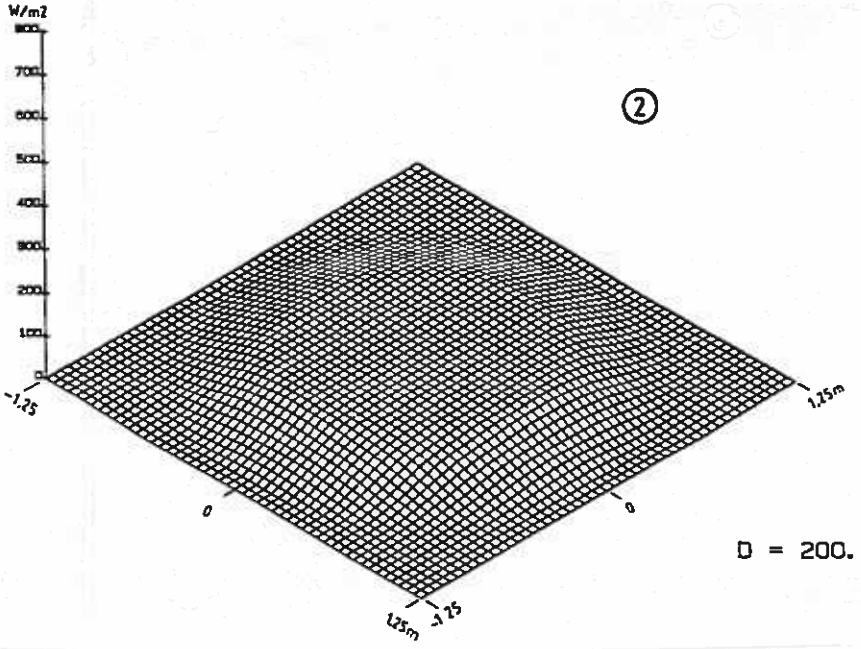


Planche IV-1 Répartitions de densité de flux formées par un miroir plan de 50 cm de côté dans un plan récepteur normal aux rayons réfléchis en fonction de la distance.

$$E_2(O') = \frac{R}{D^2} \iint_{(D_n)} L_o \, dV \, dW = \frac{R}{D^2} L_o S_m \cos i_o$$

puisque $S_m \cos i_o$ est ici égal à l'aire du parallélogramme couvert par (D_n) (relation (IV-18)). Il est également intéressant d'exprimer le rapport $E_2(O')/E_1(O')$. On trouve que :

$$\frac{E_2(O')}{E_1(O')} = \frac{S_m \cos i_o}{\pi D^2 \epsilon_o^2} \ll 1$$

puisque dans ce cas les dimensions du parallélogramme restent faibles devant celles de l'image solaire.

A longue distance, les distributions d'éclairement réfléchies par un héliostat plan reproduisent donc toujours l'allure d'un disque de diamètre $2D\epsilon_o$ dans un plan récepteur normal aux rayons réfléchis, et les valeurs d'éclairement qui peuvent y être observées sont inversement proportionnelles au carré de la distance héliostat-plan récepteur.

3) Le plan récepteur est situé à distance intermédiaire de l'héliostat, de sorte que les dimensions de la réponse impulsionnelle de l'héliostat et de l'image solaire projetée dans le plan récepteur sont du même ordre de grandeur (fig.IV-8). On est ici au voisinage du sommet du cône d'énergie constante défini par F.Trombe et A.Le Phat Vinh [78]. Dans ce cas, le produit de convolution doit être évalué numériquement. On peut toutefois s'attendre à ce que la répartition de densité de flux présente en O' un maximum dont la valeur sera voisine de celle de $E_1(O')$, et également à observer une rapide décroissance des valeurs de E(M') vers les bords de la tache image.

Dans le but de confirmer ces résultats somme toute assez intuitifs, nous avons utilisé une version modifiée de notre code de calcul concernant les héliostats plans (et dont la description est donnée dans le chapitre II), en vue de déterminer les répartitions de densité de flux exactes qu'ils forment dans un plan perpendiculaire au faisceau réfléchi, et situé à différentes distances. Les résultats obtenus sont reproduits en vue tridimensionnelle sur la planche IV-1, et montrent un plein accord avec nos prédictions. Nous pouvons donc considérer que le problème général du calcul des distributions d'éclairement réfléchies par un héliostat plan est résolu : en effet, quels que soient les contours réels des miroirs et la loi de luminance

solaire L(ϵ) effective, les deux vues en trou d'épingle restent applicables, et les produits de convolution ne posent, en principe, aucun problème quant à leur calcul numérique. Par ailleurs, il faut insister sur le fait qu'il ne s'agissait pas ici uniquement d'un problème d'école : la connaissance des répartitions d'éclairement renvoyées par un ou plusieurs héliostats plans est en effet indispensable au dimensionnement d'une installation à double réflexion.

2.6) Normalisation des termes des produits de convolution

Lorsque l'on a affaire à des produits de convolution, il est parfois utile de normaliser leurs termes, c'est-à-dire en fait de rendre leurs intégrales égales à 1 dans le plan considéré. C'est ce que nous allons faire ici pour les quatre fonctions qui interviennent dans les relations (IV-11) et (IV-13).

1) La fonction image géométrique du soleil L_g (V',W') : son intégrale I_{Lg} dans le plan O'YvZv normal aux rayons réfléchis s'exprime :

$$I_{Lg} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} L\left[\frac{V'^2 + W'^2}{D^2}\right] dV'\, dW'$$

soit, en posant $\frac{V'}{D} = \epsilon \cos\theta$; $\frac{W'}{D} = \epsilon \sin\theta$ et $dV'\, dW' = D^2 \epsilon\, d\epsilon\, d\theta$:

$$I_{Lg} = 2\pi D^2 \int_{0}^{+\infty} L(\epsilon)\, \epsilon\, d\epsilon \approx D^2 E_o$$

en vertu de la relation (II-8), et sachant qu'en pratique, ϵ est très faible puisqu'il reste inférieur au rayon angulaire apparent du soleil ϵ_o. On peut alors définir la fonction image géométrique du soleil normalisée $l_g(V',W')$:

$$l_g(V',W') = \frac{L_g(V',W')}{D^2 E_o}$$

2) La fonction image du soleil projetée dans le plan récepteur L'(Y',Z') : son intégrale $I_{L'}$ dans le plan récepteur O'Y'Z' s'exprime :

$$I_{L'} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} L'(Y',Z')dY'dZ' = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} L\left[\frac{(C'_{22}Y'+C'_{23}Z')^2+(C'_{32}Y'+C'_{33}Z')^2}{D^2}\right]dY'dZ'$$

En utilisant le changement de variable défini par les relations (IV-5), on trouve que :

$$I_{L'} = \frac{I_{Lg}}{\cos \beta} = \frac{D^2 E_o}{\cos \beta}$$

Alors, la fonction image du soleil normalisée l'(Y',Z') est définie dans le plan récepteur par la relation :

$$l'(Y',Z') = \frac{\cos \beta \, L'(Y',Z')}{D^2 E_o}$$

3) La réponse impulsionnelle de la facette réflectrice dans le plan O'YvZv $RI_n(V',W')$. Si le déterminant de la matrice q n'est pas nul, $RI_n(V',W')$ prend la valeur C_I sur un domaine (D_n) d'aire égale à $\cos i_o \, S_m / C_I$ (relation (IV-18)). Alors la réponse impulsionnelle normalisée à l $ri_n(V',W')$ de la facette réflectrice est égale à :

$$ri_n(V',W') = \frac{RI_n(V',W')}{S_m \cos i_o}$$

4) De même, sachant que RI(Y',Z') garde la valeur $C_I \cos \beta$ sur un domaine (D') d'aire égale à $\frac{\cos i_o \, S_m}{\cos \beta \, C_I}$ d'après la relation (IV-20), on trouve que la réponse impulsionnelle normalisée de la facette réflectrice dans le plan récepteur est définie par :

$$ri(Y',Z') = \frac{RI(Y',Z')}{S_m \cos i_o}$$

Par ailleurs, lorsque le déterminant de la matrice q s'annule, deux cas peuvent se présenter :

a) la matrice q elle-même est nulle; l'expression de E(M') donnée par la relation (IV-3) peut alors se mettre sous la forme :

$$E(M') = E(V',W') = \frac{R \cos \beta}{D^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} C_M(V_p,W_p) \, L\left[\frac{(V'+V_o)^2+(W'+W_o)^2}{D^2}\right] dV_p \, dW_p$$

$$\text{Soit : } E(M') = \frac{R \cos \beta}{D^2} \, L\left[\frac{(V'+V_o)^2+(W'+W_o)^2}{D^2}\right] \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} C_M(V_p,W_p) \, dV_p \, dW_p$$

$$\text{avec } \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} C_M(V_p,W_p) \, dV_p \, dW_p = S_m \cos i_o$$

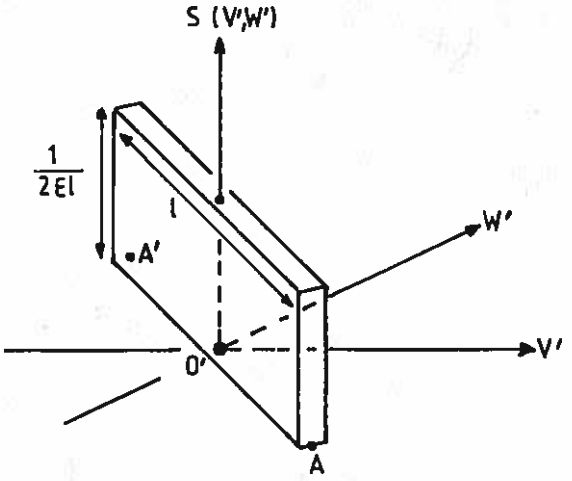


fig IV-9 : S(V',W') est la distribution limite de celle qui est représentée ci-dessus lorsque ε tend vers 0.

Cette expression est équivalente à :

$$E(M') = E(V',W') = \frac{R \cos \beta}{D^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S_m \cos i_o \, \delta(V,W)$$

$$x \, L \left[\frac{(V-(V'+V_o))^2 + (W-(W'+W_o))^2}{D^2} \right] dV \, dW$$

où $\delta(V,W)$ est la distribution de Dirac centrée sur l'origine : dans ce cas, on peut poser :

$$RI_n(V',W') = S_m \cos i_o \, \delta(V',W') \qquad \text{(IV-22)}$$

et la réponse impulsionnelle de la facette réflectrice se réduit à un point, ce qui n'est possible que si la facette est localement paraboloïdale (voir le paragraphe 5.5 du chapitre III). La distribution de Dirac étant l'élément neutre de l'opération de convolution, la relation (IV-11) se réduit alors à :

$$E(M') = E(V',W') = \frac{R \cos \beta}{D^2} S_m \cos i_o \, L_g(V'-V_o, W'-W_o)$$

ce qui correspond à une image géométrique parfaite du soleil.

b) la matrice q n'est pas nulle, mais l'une au moins de ses valeurs propres λ_1 et λ_2 l'est, et les relations (IV-7) sont linéairement dépendantes. Dans ces conditions, le domaine (D_n) image de la surface du miroir se réduit à un segment de droite AA' de longueur l, sur lequel C_I prend une valeur infinie (c'est le cas par exemple des focales d'astigmatisme d'un miroir sphérique); nous considérerons alors que la réponse impulsionnelle de la facette réflectrice est proportionnelle à une fonction S(V',W') d'intégrale égale à 1, et définie comme la limite d'une fonction fente de longueur l, de largeur 2ϵ et de hauteur $1/2\epsilon l$, lorsque ϵ tend vers 0 (fig.IV-9). Nous écrivons donc

$$RI_n(V',W') = S_m \cos i_o \, S(V',W') \qquad \text{(IV-23)}$$

Bien sûr, l'évaluation du produit de convolution (IV-11) n'en est pas rendue plus facile pour autant; il est alors nécessaire d'utiliser des méthodes numériques, ou de revenir à la source, qui est la relation (IV-3). En pratique ce problème, ainsi d'ailleurs que le précédent, ne se présentera qu'exceptionnellement, et ceci même dans le cas d'une installation comprenant un très grand nombre de miroirs.

Enfin, et en guise de conclusion, nous donnons l'expression du flux total ϕ_t réfléchi par le miroir, déduite des deux vues en trou d'épingle définies par les produits de convolution (IV-11) et (IV-13), et qui s'obtient en intégrant les expressions de E(M') données par ces deux relations; on sait en effet que l'intégrale d'un produit de convolution est égale au produit des intégrales des termes qui le composent. On déduit alors facilement les expressions de ϕ_t des relations et remarques qui ont été formulées dans les alinéas 1 à 4. On trouve que :

$$\phi_t = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} E(V',W')\, dV'dW' = \frac{R \cos\beta}{D^2}\left[C_I \frac{S_m \cos i_o}{C_I}\right]\left[D^2 E_o\right]$$

soit $\phi_t = R \cos\beta \, S_m \cos i_o \, E_o$ (IV-24)

dans le cas de la vue en trou d'épingle projetée dans le plan normal aux rayons réfléchis O'YvZv, et :

$$\phi_t = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} E(Y',Z')\,dY'dZ' = \frac{R\cos\beta}{D^2}\left[C_I\cos\beta\,\frac{S_m\cos i_o}{C_I\cos\beta}\right]\left[\frac{D^2E_o}{\cos\beta}\right]$$

soit $\phi_t = R\,S_m\cos i_o\,E_o$ (IV-25)

dans le cas de la vue en trou d'épingle exprimée directement dans le plan récepteur.

Il apparaît que ces deux formulations, qui sont pourtant strictement équivalentes en termes de répartitions de densité de flux, donnent deux résultats différents pour le flux total réfléchi par une facette réflectrice. Bien sûr, c'est l'expression (IV-25) qui est correcte, car elle permet de retrouver la règle qui veut que ϕ_t soit égal au produit du coefficient de réflexion R du miroir, de l'éclairement solaire direct E_o, et de la surface efficace du miroir $S_m\cos i_o$. Par ailleurs, il est normal que le flux renvoyé par une facette ne dépende pas de l'inclinaison du plan récepteur. La vue en trou d'épingle projetée dans le plan récepteur (relation (IV-13)) marque donc ici un avantage très net sur celle qui est exprimée dans le plan normal aux rayons réfléchis (relation (IV-11)), et qui est aussi celle de l'approximation de Courrèges. Cette dernière devra être utilisée avec circonspection lors de certains traitements numériques des répartitions d'éclairement calculées.

3) INTRODUCTION DE DEFAUTS ALEATOIRES DE REGLAGE

Ceux-ci vont maintenant être introduits dans les vues en trou d'épingle par l'intermédiaire des termes V_o et W_o. On rappelle que :

$$\begin{cases} V_o = 2D\,(-C_{33}\,a_r + C_{32}\,h_r) \\ W_o = 2D\,(C_{23}\,a_r - C_{22}\,h_r) \end{cases} \qquad \text{(IV-26)}$$

où a_r et h_r sont respectivement les erreurs de réglage d'une facette réflectrice en azimut et en hauteur; nous supposerons par ailleurs que les termes en Y_{oi} et Z_{oi} qui interviennent également dans les expressions de V_o et W_o (voir les relations (III-33) et (III-34)) dans le cas d'héliostats plans (termes de translation) ou d'héliostats focalisants sphériques (termes d'astigmatisme) ont été inclus dans les réponses impulsionnelles $RI_n(V',W')$ et $RI(Y',Z')$, ce qui, comme on l'a vu, n'a pour effet que de faire subir une simple translation à ces dernières, respectivement dans les plans O'YvZv et O'Y'Z'.

3.1) Cas général

a_r et h_r sont deux variables aléatoires, que l'on suppose indépendantes, et dont les lois de densité de probabilité seront notées $pa(a_r)$ et $ph(h_r)$. Alors, dans le cas d'une installation comprenant un grand nombre de facettes réflectrices, l'expression de la répartition de densité de flux dans le plan récepteur E(M') est définie par la relation (IV-16), reproduite ci-dessous :

$$E(M') = E(Y',Z') = \sum_{j=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_j \cos \beta_j}{D_j^2} RI_j(Y',Z') * L'_j(Y',Z') \qquad (IV-16)$$

Or les termes V_o et W_o interviennent dans les fonctions $L'_j(Y',Z')$. En effet, d'après la relation (IV-15) (*) :

$$L'_j(Y',Z') = L \left[\frac{(C'_{22}Y'+C'_{23}Z'-V_o)^2 + (C'_{32}Y'+C'_{33}Z'-W_o)^2}{D_j^2} \right] \qquad (IV-15)$$

L'ensemble des relations (IV-26), (IV-15) et (IV-16) nous permet de conclure que E(M') est une fonction aléatoire de a_r et h_r. Puisque l'installation étudiée comporte un grand nombre de facettes, nous postulons qu'en tout point M' du plan récepteur, l'éclairement qu'on peut y observer est égal à l'espérance mathématique de E(M'), notée $\langle E(M') \rangle$. Alors, d'après la relation (IV-15):

$$\langle E(M') \rangle = \sum_{j=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_j \cos \beta_j}{D_j^2} RI_j(Y',Z') * L'_{Rj}(Y',Z') \qquad (IV-27)$$

$$\text{où } L'_{Rj}(Y',Z') = \langle L'_j(Y',Z') \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L'_j(Y',Z')\, pa(a_r)\, ph(h_r)\, da_r\, dh_r \qquad (IV-28)$$

Nous cherchons maintenant à exprimer $L'_{Rj}(Y',Z')$ sous forme d'un produit de convolution; pour cela, nous posons :

$$\begin{cases} V_o = C'_{22}Y'_o + C'_{33}Z'_o \\ W_o = C'_{32}Y'_o + C'_{33}Z'_o \end{cases} \qquad (IV-29)$$

(*) En toute rigueur, il conviendrait d'attribuer également à C'_{22}, C'_{23}, C'_{32} et C'_{33} l'indice j, de même qu'à C_{22}, C_{23}, C_{32}, C_{33} et i_o. Nous ne l'avons pas fait dans le souci d'alléger les formules analytiques.

et Y'_o et Z'_o sont donc les coordonnées de la projection dans le plan récepteur du point de coordonnées (V_o, W_o), exprimées dans le plan perpendiculaire aux rayons réfléchis. Par ailleurs, le système de relations (IV-26) n'est inversible en a_r et h_r que si i_o est différent de 90° :

$$a_r = - \frac{1}{2 D_j \cos i_o} (C_{22} V_o + C_{32} W_o)$$

$$h_r = - \frac{1}{2 D_j \cos i_o} (C_{23} V_o + C_{33} W_o) \qquad \text{(IV-30)}$$

Alors, en donnant une nouvelle définition de $L'_j(Y',Z')$:

$$L'_j(Y',Z') = L \left[\frac{(C'_{22} Y' + C'_{23} Z')^2 + (C'_{32} Y' + C'_{33} Z')^2}{D_j^2} \right] \qquad \text{(IV-31)}$$

qui reste la fonction image du soleil projetée dans le plan récepteur, mais recentrée sur le point O', l'ensemble de relations (IV-28) à (IV-31) nous permet de déduire l'expression suivante pour $L'_{Rj}(Y',Z')$, compte tenu que :

$$da_r dh_r = \frac{dV_o \, dW_o}{4 D_j^2 \cos i_o} = \frac{\cos \beta_j \, dY'_o \, dZ'_o}{4 D_j^2 \cos i_o}$$

$$L'_{Rj}(Y',Z') = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L'_j(Y'-Y'_o, Z'-Z'_o) P'_{Rj}(Y'_o, Z'_o) \, dY'_o \, dZ'_o \qquad \text{(IV-32)}$$

où $P'_{Rj}(Y',Z')$ est définie par la relation

$$P'_{Rj}(Y',Z') = \frac{\cos \beta_j}{4 D_j^2 \cos i_o} pa \left[\frac{(C_{22}C'_{22}+C_{32}C'_{32})Y' + (C_{22}C'_{23}+C_{32}C'_{33})Z'}{-2 D_j \cos i_o} \right]$$

$$\times ph \left[\frac{(C_{23}C'_{22}+C_{33}C'_{32})Y' + (C_{23}C'_{23}+C_{33}C'_{33})Z'}{-2 D_j \cos i_o} \right] \qquad \text{(IV-33)}$$

$P'_{Rj}(Y',Z')$ est en réalité la projection du produit des fonctions caractéristiques des défauts de réglage $pa(a_r)$ $ph(h_r)$ dans le plan récepteur. De plus, elle dépend de la position de la facette réflectrice considérée sur l'installation, par l'intermédiaire des coefficients C_{22}, C_{23}, C_{32} et C_{33}. Il apparaît alors que $L'_{Rj}(Y',Z')$ est le produit de convolution de $L'_j(Y',Z')$ avec $P'_{Rj}(Y',Z')$:

$$L'_{Rj}(Y',Z') = L'_j(Y',Z') * P'_{Rj}(Y',Z') \qquad \text{(IV-34)}$$

et que finalement :

$$\langle E(M')\rangle = E(Y',Z') = \sum_{j=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_j \cos\beta_j}{D_j^2} RI_j(Y',Z') * L'_j(Y',Z') * P'_{Rj}(Y',Z') \quad (IV-35)$$

L'introduction des défauts de réglage des facettes réflectrices se traduit donc, dans la vue en trou d'épingle, par l'ajout d'un deuxième produit de convolution dans l'expression de E(M'). Ceci aura essentiellement deux conséquences pratiques, qui seront d'abaisser les valeurs maximales possibles pour les facteurs de concentration, et d'élargir la surface couverte par la tache image. Ces deux conséquences vont bien dans le sens d'une dégradation globale des performances énergétiques de l'installation, et ceci quelle que soit l'allure des distributions d'erreur $pa(a_r)$ et $ph(h_r)$.

Il est à présent nécessaire d'étudier l'allure générale de la fonction $P'_{Rj}(Y',Z')$. Toutefois cette étude risque d'être assez complexe, car l'expression de $P'_{Rj}(Y',Z')$ dépend des lois de densité de probabilité des variables aléatoires a_r et h_r, de l'emplacement de la facette réflectrice sur l'installation, et de l'orientation réelle du plan récepteur dans l'espace. Tenir compte de ces trois facteurs en même temps nous amènerait à des calculs complexes qui n'auraient guère de signification géométrique. Nous étudierons donc, dans toute la suite des paragraphes 3 et 4, une fonction intermédiaire $P_{Rj}(V',W')$ définie comme suit :

$$P_{Rj}(V',W') = P_{Rj}(C'_{22}Y'+C'_{23}Z',\ C'_{32}Y'+C'_{33}Z') = \frac{P'_{Rj}(Y',Z')}{\cos\beta_j} \quad (IV-36)$$

D'après les relations (IV-5), $P_{Rj}(V',W')$ apparait comme la fonction d'erreur projetée dans le plan O'YvZv normal aux rayons réfléchis par la facette, et $P'_{Rj}(Y',Z')$ se déduit de $P_{Rj}(V',W')$ par une deuxième projection sur le plan récepteur. Ceci nous permet de ramener l'étude de la fonction $P'_{Rj}(Y',Z')$ à celle de $P_{Rj}(V',W')$, le passage de la seconde à la première s'effectuant comme il est indiqué dans le paragraphe 2.3. L'expression générale de $P_{Rj}(V',W')$ se déduit alors facilement des relations (IV-33) et (IV-36), et l'on obtient :

$$P_{Rj}(V',W') = \frac{1}{4D_j^2 \cos i_o} pa\left[\frac{C_{22}V'+C_{32}W'}{-2D_j \cos i_o}\right] ph\left[\frac{C_{23}V'+C_{33}W'}{-2D_j \cos i_o}\right] \quad (IV-37)$$

Il apparait que si les lois de densité de probabilité $pa(a_r)$ et $ph(h_r)$ ont été normalisées à 1, $P_{Rj}(V',W')$ l'est également.

Nous allons à présent étudier l'allure de cette fonction d'erreur, ou cône d'erreur, dans le cas particulier où les défauts aléatoires de réglage a_r et h_r suivent des lois normales.

3.2) Loi normale elliptique

$pa(a_r)$ et $ph(h_r)$ sont ici des lois normales de moyennes nulles, et dont les écarts types sont respectivement notés σ_a et σ_h :

$$pa(a_r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_a}} e^{-\frac{a_r^2}{2\sigma_a^2}}$$

$$ph(h_r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_h}} e^{-\frac{h_r^2}{2\sigma_h^2}} \qquad \text{(IV-38)}$$

Alors, en reportant ces relations dans l'expression de $P_{Rj}(V',W')$ donnée au paragraphe précédent, on trouve que :

$$P_{Rj}(V',W') = \frac{1}{8\pi\sigma_a\sigma_h D_j^2 \cos i_o} e^{-\frac{1}{8D_j^2\cos i_o}\left[\frac{(C_{22}V'+C_{32}W')^2}{\sigma_a^2} + \frac{(C_{23}V'+C_{33}W')^2}{\sigma_h^2}\right]} \qquad \text{(IV-39)}$$

Il s'agit donc d'une loi normale elliptique en V' et W' dont il faut maintenant préciser les principaux éléments : ceux-ci se réduisent essentiellement aux valeurs des grand et petit axes, ainsi qu'à leurs directions respectives dans le plan O'YvZv, perpendiculaire aux rayons réfléchis.

3.3) Etude sommaire du cône d'erreur

Les courbes de niveau de la fonction $P_{Rj}(V',W')$ sont des ellipses dont l'équation générale est donnée par la relation :

$$\frac{(C_{22}V' + C_{32}W')^2}{\sigma_a^2} + \frac{(C_{23}V' + C_{33}W')^2}{\sigma_h^2} = k^2 \qquad \text{(IV-40)}$$

Il n'y a pas lieu de revenir ici sur la méthode de réduction de ce type d'équation, d'abord parce que nous l'avons déjà largement utilisée auparavant, et ensuite parce qu'on la retrouve également dans l'étude générale des cônes d'erreur qui a été

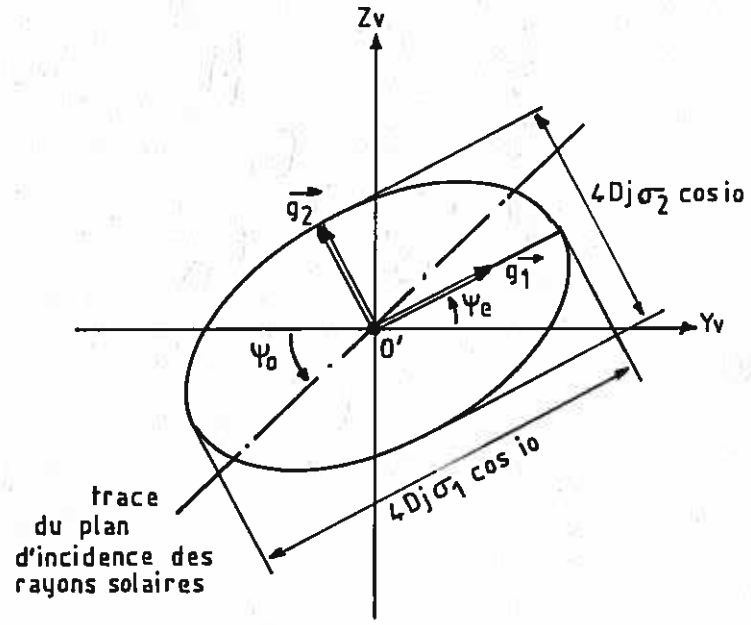


fig IV-10 : Projection du cône d'erreur $P_{Rj}(V',W')$ dans un plan normal aux rayons réfléchis : cas général.

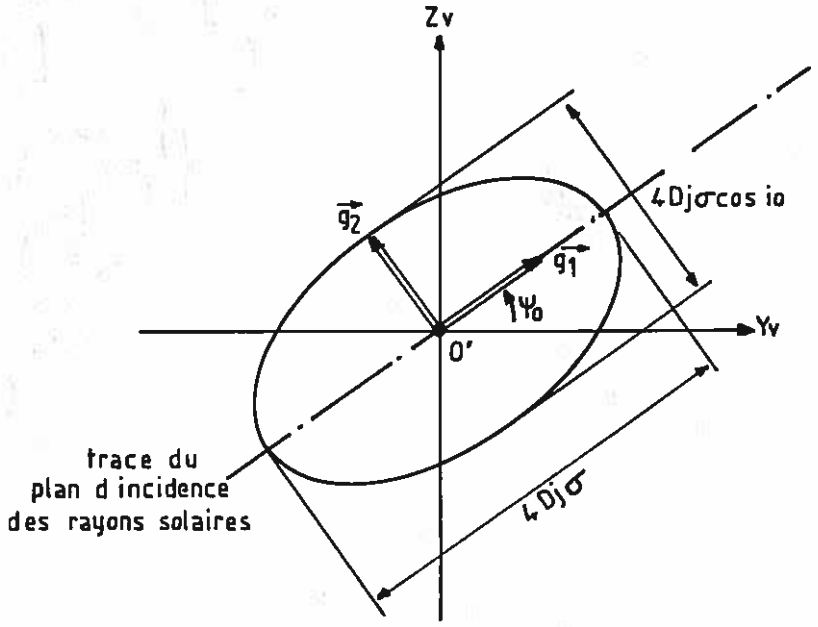


fig IV-11 : Projection du cône d'erreur $P_{Rj}(V',W')$ dans un plan normal aux rayons réfléchis : cas d'une distribution d'erreur circulaire sur les normales.

effectuée pour le modèle américain HELIOS [59]. Dans ces conditions, la matrice G de la forme quadratique associée à l'équation (IV-40) s'écrit :

$$G = \begin{bmatrix} \frac{C_{22}^2}{\sigma_a^2} + \frac{C_{23}^2}{\sigma_h^2} & \frac{C_{22}C_{32}}{\sigma_a^2} + \frac{C_{23}C_{33}}{\sigma_h^2} \\ \frac{C_{22}C_{32}}{\sigma_a^2} + \frac{C_{23}C_{33}}{\sigma_h^2} & \frac{C_{32}^2}{\sigma_a^2} + \frac{C_{33}^2}{\sigma_h^2} \end{bmatrix}$$

et l'équation aux valeurs propres de G peut se mettre sous la forme :

$$\lambda^2 - \left[\frac{1-\cos^2\phi_o \sin^2 i_o}{\sigma_a^2} + \frac{1-\sin^2\phi_o \sin^2 i_o}{\sigma_h^2}\right] \lambda + \frac{\cos^2 i_o}{\sigma_a^2\sigma_h^2} = 0$$

compte tenu des propriétés et expressions des coefficients (C_{ij}) données au paragraphe 5.1 du chapitre II. Cette équation admet deux racines, qui sont les valeurs propres de G, et que l'on note $1/\sigma_1^2$ et $1/\sigma_2^2$:

$$\frac{1}{\sigma_1^2} = \left[\frac{1-\cos^2\phi_o \sin^2 i_o}{2\sigma_a^2} + \frac{1-\sin^2\phi_o \sin^2 i_o}{2\sigma_h^2}\right] - \sqrt{\left[\frac{1-\cos^2\phi_o \sin^2 i_o}{2\sigma_a^2} + \frac{1-\sin^2\phi_o \sin^2 i_o}{2\sigma_h^2}\right] - \frac{\cos^2 i_o}{\sigma_a^2\sigma_h^2}}$$

$$\frac{1}{\sigma_2^2} = \left[\frac{1-\cos^2\phi_o \sin^2 i_o}{2\sigma_a^2} + \frac{1-\sin^2\phi_o \sin^2 i_o}{2\sigma_h^2}\right] + \sqrt{\left[\frac{1-\cos^2\phi_o \sin^2 i_o}{2\sigma_a^2} + \frac{1-\sin^2\phi_o \sin^2 i_o}{2\sigma_h^2}\right] - \frac{\cos^2 i_o}{\sigma_a^2\sigma_h^2}} \qquad \text{(IV-41)}$$

et les cosinus directeurs des vecteurs propres $\vec{g_1}$ et $\vec{g_2}$ respectivement associés aux valeurs propres $1/\sigma_1^2$ et $1/\sigma_2^2$ s'expriment, dans le plan O'YvZv :

$$\vec{g_1} = \begin{bmatrix} \cos\psi_e \\ \sin\psi_e \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{g_2} = \begin{bmatrix} -\sin\psi_e \\ \cos\psi_e \end{bmatrix}$$

où ψ_e est défini par la relation :

$$\operatorname{tg}\psi_e = \frac{\frac{1}{\sigma_1^2} - \frac{C_{22}^2}{\sigma_a^2} + \frac{C_{23}^2}{\sigma_h^2}}{\frac{C_{22}C_{32}}{\sigma_a^2} + \frac{C_{23}C_{33}}{\sigma_h^2}} \qquad \text{(IV-42)}$$

Alors, le cône d'erreur $P_{Rj}(V',W')$ peut se mettre sous la forme :

$$P_{Rj}(V_e,W_e) = \frac{1}{8\pi\sigma_a\sigma_h D_j^2 \cos i_o} \; e^{-\frac{1}{2}\left[\frac{V_e^2}{4D_j^2\sigma_1^2\cos^2 i_o} + \frac{W_e^2}{4D_j^2\sigma_2^2\cos^2 i_o}\right]} \qquad \text{(IV-43)}$$

où V_e et W_e sont des coordonnées rapportées aux axes de l'ellipse liés aux vecteurs $\vec{g_1}$ et $\vec{g_2}$ (fig.IV-10), et vérifiant les relations :

$$\begin{cases} V_e = \cos \psi_e \, V' + \sin \psi_e \, W' \\ W_e = - \sin \psi_e \, V' + \cos \psi_e \, W' \end{cases}$$

Nous avons représenté sur la figure IV-10 l'ellipse caractéristique de la distribution, sur laquelle la valeur de l'exponentielle reste constamment égale à $e^{-1/2}$. Enfin, nous signalons que dans tous les cas la relation :

$$\sigma_1 \, \sigma_2 \cos i_o = \sigma_a \, \sigma_h \qquad \text{(IV-44)}$$

est applicable; elle est déduite des deux expressions différentes du déterminant de la matrice G.

Nous considérons maintenant le cas où $\sigma_a = \sigma_h = \sigma$, ce qui revient à supposer que la distribution d'erreur sur les normales aux facettes réflectrices est une loi normale circulaire. Le cône d'erreur s'en trouvera simplifié, mais ce cas semble malheureusement assez improbable en réalité. Quoi qu'il en soit, la matrice G peut alors se mettre sous la forme :

$$G = \begin{bmatrix} \dfrac{1-\cos^2\psi_o \sin^2 i_o}{\sigma^2} & \dfrac{-\sin \psi_o \cos \psi_o \sin^2 i_o}{\sigma^2} \\ \dfrac{-\sin \psi_o \cos \psi_o \sin^2 i_o}{\sigma^2} & \dfrac{1-\sin^2\psi_o \sin^2 i_o}{\sigma^2} \end{bmatrix}$$

et ceci, toujours d'après les propriétés des coefficients (C_{ij}); on rappelle que ψ_o est l'angle que fait la trace du plan d'incidence des rayons solaires dans le plan O'YvZv avec l'axe O'Yv (cf.fig.III-15). Les valeurs propres de G s'écrivent alors :

$$\frac{1}{\sigma_1^2} = \frac{\cos^2 i_o}{\sigma^2}$$

$$\frac{1}{\sigma_2^2} = \frac{1}{\sigma^2}$$

D'autre part, les vecteurs propres $\vec{g_1}$ et $\vec{g_2}$ qui leur sont associés sont respectivement :

$$\vec{g_1} = \begin{bmatrix} \cos \psi_o \\ \sin \psi_o \end{bmatrix} \qquad \text{et} \quad \vec{g_2} = \begin{bmatrix} - \sin \psi_o \\ \cos \psi_o \end{bmatrix}$$

et le cône d'erreur $P_{Rj}(V',W')$ se met alors sous la forme :

$$P_{Rj}(V_e,W_e) = \frac{1}{8\pi\sigma^2 D_j^2 \cos i_o}\, e^{-\frac{1}{2}\left[\frac{V_e^2}{4D_j^2\sigma^2} + \frac{W_e^2}{4D_j^2\sigma^2\cos^2 i_o}\right]} \qquad \text{(IV-45)}$$

avec les mêmes définitions de V_e et W_e que pour la relation (IV-43). Dans ce cas, les demi grand axe et petit axe de l'ellipse caractéristique de la distribution valent respectivement $2D_j\sigma$ et $2D_j\sigma\cos i_o$, et l'on arrive alors aux mêmes conclusions qu'Umarov, Zakhidov et Wainer (voir le paragraphe 4.4.1 de l'étude bibliographique) avec leur modèle de soleil fictif, à savoir que les écarts types caractéristiques du cône d'erreur des rayons réfléchis sont doubles de celui de la distribution d'erreur sur les normales, avec un facteur égal à cos i_o suivant une direction perpendiculaire au plan d'incidence; tous ces résultats se trouvent par ailleurs résumés sur la figure IV-11. Mais l'analogie avec la méthode de soleil fictif s'arrête là, car il ne faut pas oublier que nous nous plaçons ici dans le cadre d'une formulation en trou d'épingle qui repose sur un principe différent : celui-ci autorise en effet l'introduction de distributions d'erreurs $pa(a_r)$ et $ph(h_r)$ autres que les lois normales traditionnellement utilisées, ainsi que la projection du cône d'erreur $P_{Rj}(V',W')$ sur le plan récepteur, ce qui a évidemment pour effet de modifier son allure. L'expression de ‹ E(M') › donnée par la relation (IV-35) est donc d'une grande généralité, que nous nous proposons d'étendre plus loin encore par la prise en compte des autres défauts caractéristiques des installations solaires. Mais auparavant, il faut voir dans quelle mesure cette expression peut, dès à présent, être appliquée aux héliostats plans ou focalisants.

4) APPLICATION AUX HELIOSTATS

Nous nous proposons d'établir ici une version des relations (IV-16) et (IV-35) adaptée au cas des héliostats, en vue d'obtenir une expression simplifiée de la perte en concentration au centre de leur tache image, introduite par leurs défauts de réglage.

4.1)Cas des héliostats focalisants

4.1.1) Expression simplifiée de la densité de flux

Nous savons déjà que dans le cas des héliostats plans et focalisants, les repères Rri peuvent respectivement être remplacés par les repères Rinst et Rro, qui en restent infiniment voisins (voir les paragraphes 4.2.1 et 4.3 du chapitre précédent). Dans ces conditions, les termes cos β_j, D_j et R_j ne dépendent plus, au premier ordre près, de l'emplacement de la facette réflectrice considérée sur l'héliostat, et il en sera de même de la fonction image géométrique du soleil $L_g(V',W')$, ainsi que du cône d'erreur des rayons réfléchis $P_{Rj}(V',W')$.

Par ailleurs, nous supposerons que le plan récepteur O'Y'Z' est ici confondu avec le plan O'YvZv , normal aux rayons réfléchis par l'héliostat. Nous ne désirons en effet calculer le facteur de concentration C(M') qu'en un seul point, qui est le point origine O' du plan récepteur, choisi comme point de tir; ceci nous permet de prendre β égal à 0. Alors, en notant $E_o(M')$ et $E_r(M')$ les répartitions de densité de flux respectivement formées par un héliostat exempt, puis affecté de défauts de réglage, on déduit, des relations (IV-16) et (IV-35) :

$$E_o(M') = E_o(V',W') = \frac{R}{D^2} L_g(V',W') * \left[\sum_{j=1}^{\text{nt facettes}} RI_{nj}(V',W') \right] \qquad \text{(IV-46)}$$

et

$$E_r(M') = E_r(V',W') = \frac{R}{D^2} L_g(V',W') * P_R(V',W') * \left[\sum_{j=1}^{\text{nt facettes}} RI_{nj}(V',W') \right] \qquad \text{(IV-47)}$$

où nt est le nombre de facettes réflectrices que comprend l'héliostat.

On peut réécrire les expressions de $E_o(M')$ et $E_r(M')$ données dans les relations précédentes en introduisant la réponse impulsionnelle $RIH_n(V',W')$ de l'héliostat dans un plan récepteur normal aux rayons réfléchis (*). Alors :

(*) On rappelle que les termes caractéristiques de l'astigmatisme de l'héliostat sphérique ont été regroupés dans les fonctions $RI_{nj}(V',W')$, et qu'il n'en résulte, dans le plan O'YvZv, qu'une translation de ces dernières.

$$RIH_n(V',W') = \sum_{j=1}^{nt\ facettes} RI_{nj}(V',W') \qquad (IV-48)$$

$$E_o(M') = E_o(V',W') = \frac{R}{D^2} L_g(V',W') * RIH_n(V',W') \qquad (IV-49)$$

$$E_r(M') = E_r(V',W') = \frac{R}{D^2} L_g(V',W') * P_R(V',W') * RIH_n(V',W') \qquad (IV-50)$$

Nous cherchons maintenant à déterminer T_r, rapport des éclairements atteints au centre de la tache image de l'héliostat, avec et sans erreurs de réglage . On pose :

$$T_r = \frac{E_r(O')}{E_o(O')} = \frac{E_r(0,0)}{E_o(0,0)} \qquad (IV-51)$$

en supposant que le point O' est confondu avec le centre de la tache image de l'héliostat; cela est plus que vraisemblable, vu l'allure générale des fonctions qui interviennent dans les produits de convolution (IV-49) et (IV-50).

4.1.2) Calcul de la perte en concentration au centre. Une tolérance sur les erreurs de réglage

On sait que la valeur à l'origine d'un produit de convolution est égale à l'intégrale du produit des deux fonctions qui le composent. On peut donc écrire, par exemple pour $E_o(0,0)$:

$$E_o(0,0) = \frac{R}{D^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L_g(V,W)\ RIH_n(V,W)\ dV\ dW$$

Pour un héliostat focalisant, il est possible de faire une hypothèse simplificatrice, qui consiste à supposer que les dimensions du domaine (Dh) sur lequel la réponse impulsionnelle de l'héliostat n'est pas nulle sont faibles devant celles du disque de diamètre $2D\epsilon_o$, domaine de l'image géométrique du soleil $L_g(V',W')$ (fig.IV-12). Nous supposerons de plus que $L_g(V',W')$ garde une valeur constante et maximale sur le domaine (Dh), qui reste égale à $L_g(0,0) = L_J$, dans le cas où l'on a choisi la loi de José (donnée par la relation (II-10)) pour représenter les variations de luminance à l'intérieur du disque solaire; ces dernières sont en effet très faibles au voisinage du centre du soleil, et le seront donc également au voisinage du point O' dans le plan récepteur. En fait, cette hypothèse sera d'autant meilleure que les distances D sont importantes, et les focales de l'héliostat et de ses modules réflecteurs

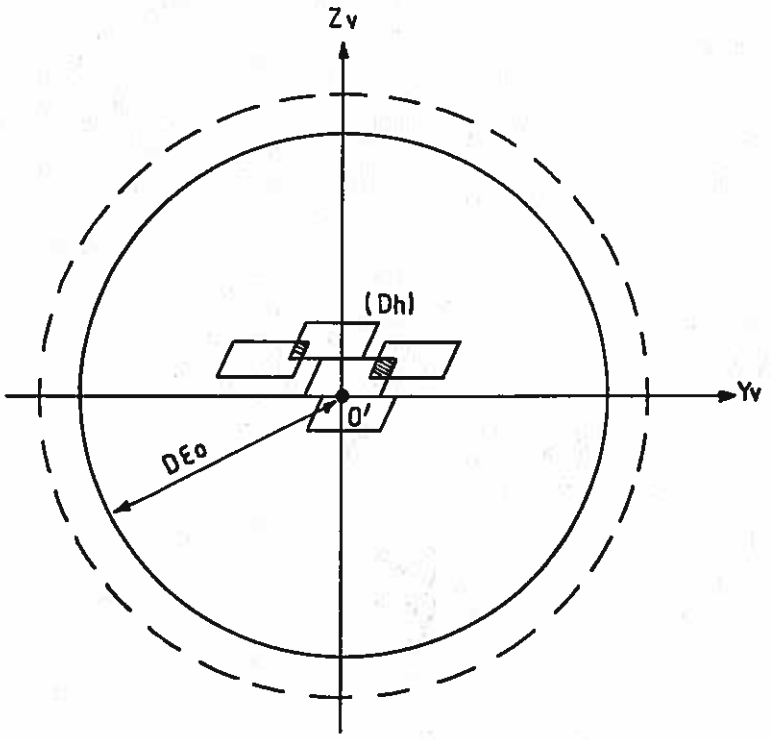


fig IV-12 : Calcul de la perte en concentration au centre de la tache image d'un héliostat focalisant, dans le cas où le domaine (Dh) couvert par l'ensemble des réponses impulsionnelles des facettes réflectrices est petit devant l'image du disque solaire.

proches de cette valeur idéale. De plus, les angles i_o ne devront pas être trop importants, afin que l'astigmatisme de l'héliostat sphérique reste négligeable. Si ces conditions sont réunies, on peut alors écrire que :

$$E_o(0,0) \approx \frac{R}{D^2} L_J \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} RIH_n(V,W)\, dV\, dW = \frac{R}{D^2} L_J I_H \qquad (IV\text{-}52)$$

en notant I_H l'intégrale de la fonction $RIH_n(V,W)$ sur le plan récepteur.

Considérons maintenant le cas où les modules réflecteurs de l'héliostat focalisant présentent un déréglage aléatoire : le produit de convolution (IV-50) peut alors se mettre sous la forme :

$$E_r(M') = E_r(V',W') = \frac{R}{D^2} L_f(V',W') * RIH_n(V',W')$$

où $L_f(V',W')$ définit un soleil fictif tel que :

$$L_f(V',W') = [L_g * P_R]\ (V',W') \qquad \text{(IV-53)}$$

L'hypothèse que nous avons faite plus haut reste valable, car le domaine de définition de $L_f(V',W')$ sera encore élargi par rapport au cercle de diamètre $2D\epsilon_o$, sous l'effet du produit de convolution avec $P_R(V',W')$; alors, en supposant que $L_f(V',W')$ garde une valeur constante et maximale, égale à $[L_g * P_R](0,0)$ sur l'ensemble du domaine (Dh), on trouve que :

$$E_r(0,0) = \frac{R}{D^2}\ [L_g * P_R](0,0)\ I_H \qquad \text{(IV-54)}$$

et on déduit des relations (IV-51) à (IV-54) que :

$$T_r = \frac{[L_g * P_R](0,0)}{L_g(0,0)} = \frac{[L_g * P_R](0,0)}{L_J} \qquad \text{(IV-55)}$$

dans le cas où la loi de luminance solaire est la loi de José.

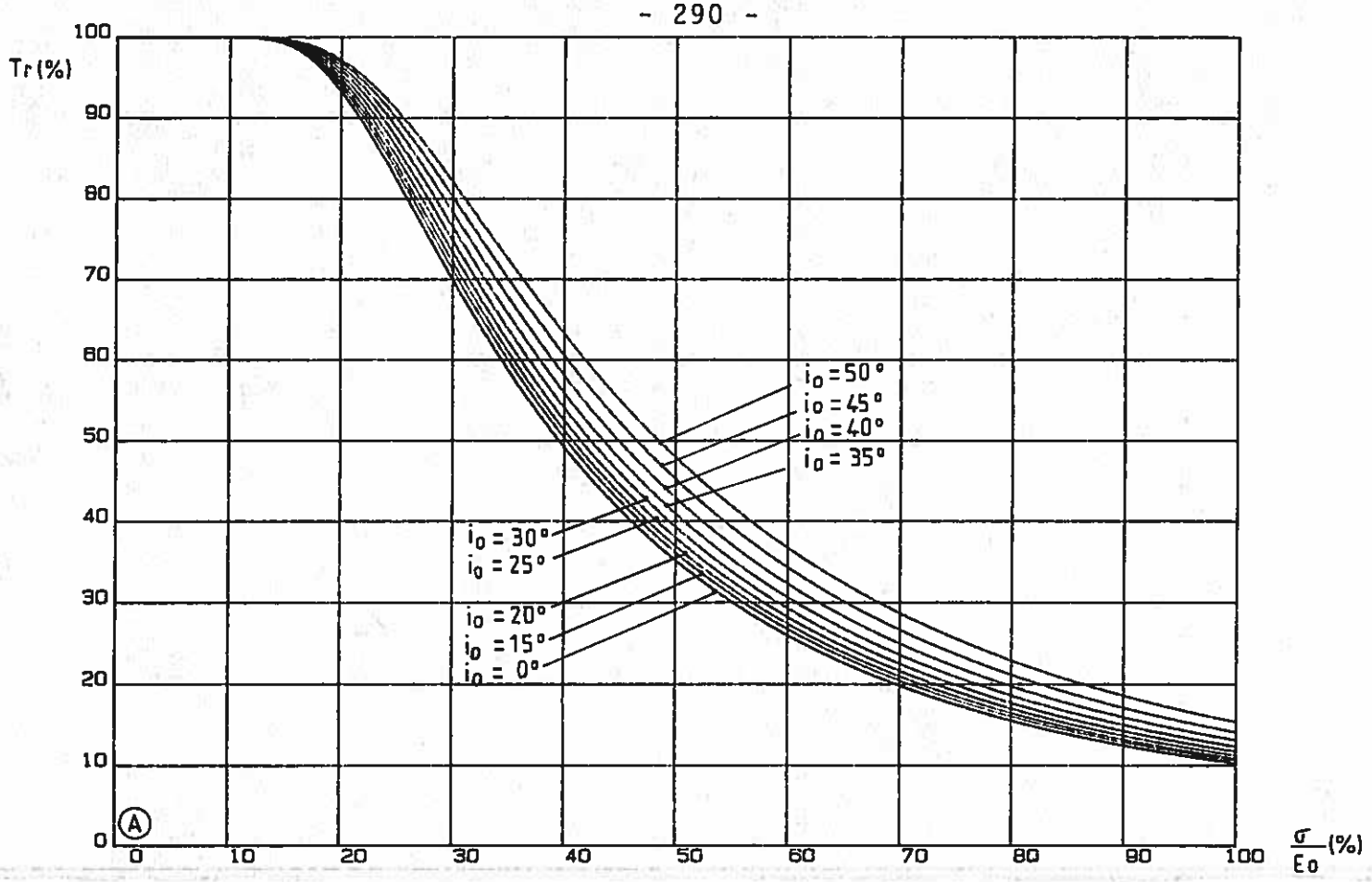
T_r peut également être mis sous une forme plus analytique :

$$T_r \approx \frac{\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} L\left[\frac{V^2+W^2}{D^2}\right]\ pa\left[\frac{C_{22}V+C_{32}W}{-2D\cos i_o}\right]\ ph\left[\frac{C_{23}V+C_{33}W}{-2D\cos i_o}\right]\ dV\ dW}{4D^2\cos i_o\ L(0)} \qquad \text{(IV-56)}$$

d'après la relation (IV-37).

Il apparaît alors que dans le cas d'un héliostat focalisant, T_r ne dépend pas de la distance D qui sépare l'héliostat du point cible. Par contre, T_r est évidemment lié à la loi de luminance solaire $L(\epsilon)$ et aux lois de densité de probabilité des défauts de réglage a_r et h_r, ainsi qu'à l'orientation de la surface de l'héliostat par rapport au vecteur cible; il est donc intéressant d'étudier les variations de T_r en fonction des deux paramètres principaux que sont les écarts types des distributions de défauts de réglage, en azimut et en hauteur. Pour cela, il est nécessaire de se placer dans un cadre bien défini :

- La loi de luminance solaire $L(\epsilon)$ est la loi de José.
- Les lois $pa(a_r)$ et $ph(h_r)$ sont des lois normales de moyennes nulles et d'écarts types σ_a et σ_h.
- L'orientation de l'héliostat, et en particulier la valeur de l'angle d'incidence des rayons solaires i_o, est prise en compte par les coefficients (C_{ij}) de la matrice $P_{2\ Rro\text{-}Ro}$.



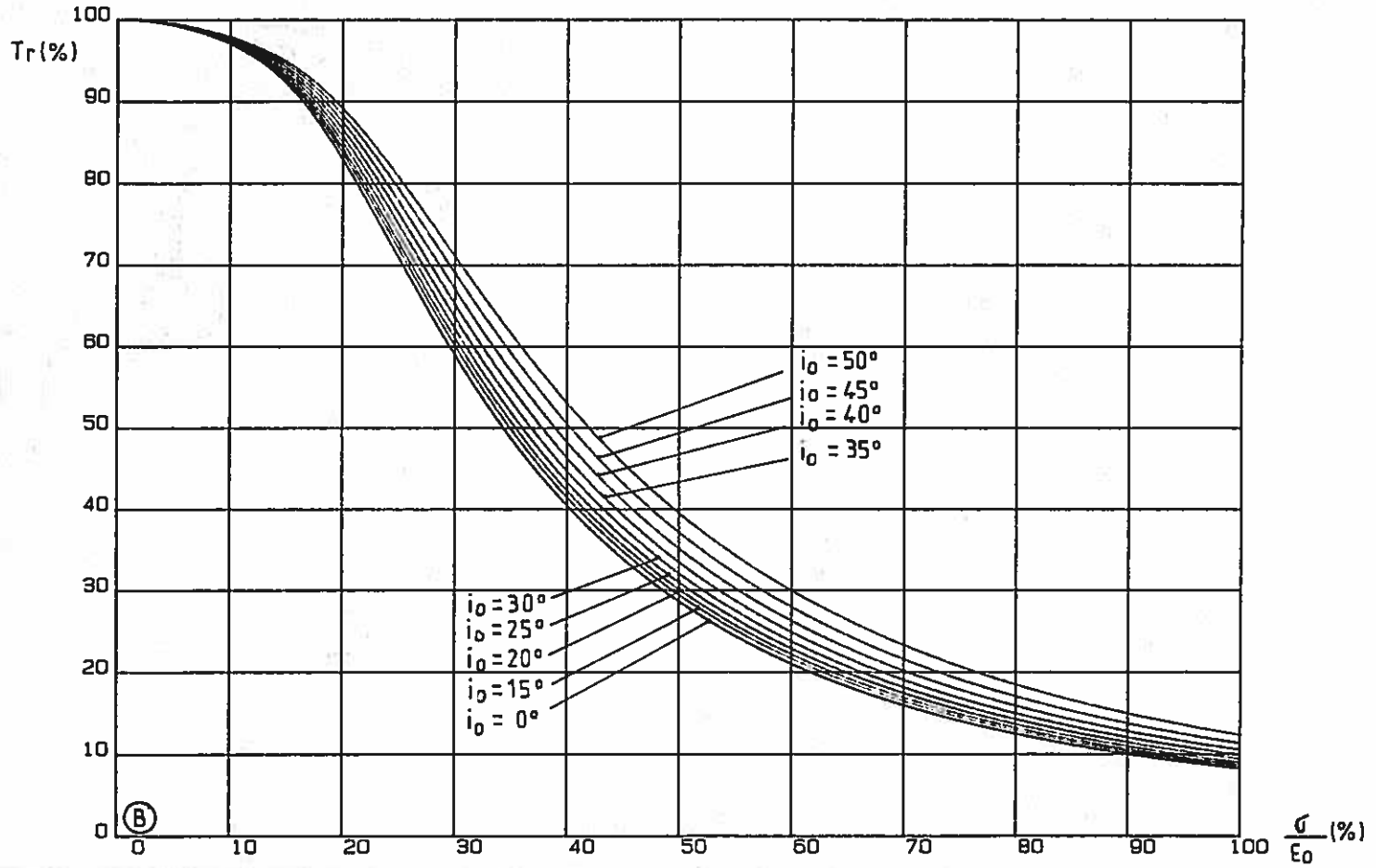


fig IV-13 : Courbes montrant l'évolution de T_r en fonction de σ/ϵ_o, pour différentes valeurs de l'angle d'incidence i_o, dans le cas d'un soleil à luminance uniforme (A) et d'un soleil de José (B).

Dans ces conditions T_r est défini par la relation suivante :

$$T_r \approx \frac{\dfrac{\phi}{2D\epsilon_o}\iint\left[a_J+b_J\sqrt{1-\dfrac{V^2+W^2}{D^2\epsilon_o^2}}\right]e^{-\frac{1}{8D^2\cos^2 i_o}\left[\frac{(C_{22}V+C_{32}W)^2}{\sigma_a^2}+\frac{(C_{23}V+C_{33}W)^2}{\sigma_h^2}\right]}dVdW}{8\pi\,\sigma_a\,\sigma_h\,D^2\cos i_o} \qquad \text{(IV-57)}$$

qu'il n'est pas possible d'exprimer sous une forme plus simple. Nous avons donc opté pour une résolution numérique, dont le principe est exposé en annexe VI, et qui a abouti à la réalisation d'un petit sous-programme de calcul permettant de déterminer T_r en fonction des écarts types σ_a et σ_h, et des coefficients (C_{ij}) de la matrice P_2 Rro-Ro. La figure IV-13 nous présente une application particulière de ce sous-programme, pour laquelle les écarts types σ_a et σ_h ont été pris égaux à une même valeur σ (en d'autres termes, la distribution des erreurs sur les normales aux facettes réflectrices est une loi normale circulaire); nous y avons reproduit les courbes qui donnent les valeurs de T_r en fonction de σ pour différentes valeurs de l'angle d'incidence i_o, et pour deux lois de luminance solaire différentes : celle du soleil à luminance uniforme L_o et celle du soleil de José. On peut constater que pour un déréglage aléatoire satisfaisant à une loi normale circulaire, T_r est toujours inférieur ou égal à 1, et que les familles de courbes obtenues diffèrent notablement suivant la loi de luminance solaire choisie. Mais on constate également qu'il existe toujours un seuil en dessous duquel les déréglages n'ont presque plus d'influence sur la valeur du facteur de concentration au centre : dans le cas du soleil de José par exemple, la perte en concentration est au plus égale à 3 % lorsque σ reste inférieur ou égal à 0,5 mrad. Ce résultat, qui est plus réaliste que celui qu'on obtiendrait en considérant un soleil à luminance uniforme, nous permet de définir une tolérance sur les erreurs de réglage admissibles pour un héliostat focalisant : on considèrera que les performances énergétiques de celui-ci ne seront pas trop altérées si l'écart type des défauts de réglage ne dépasse pas 0,5 mrad. Par ailleurs, dans le cas d'un concentrateur fixe, la courbe caractéristique de la perte en concentration au foyer résultant des déréglages de ses facettes réflectrices est une combinaison linéaire de celles qui apparaissent sur la figure IV-13 : ceci nous conduit à un critère de qualité sur le réglage du concentrateur sensiblement identique à celui que nous venons de formuler pour l'héliostat focalisant.

Enfin, il nous faut revenir sur ce résultat logique qui

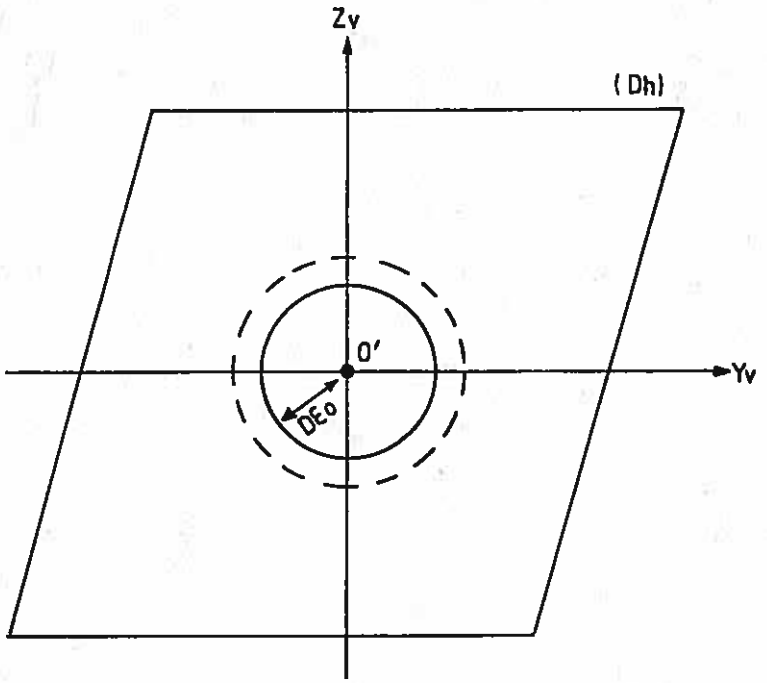


fig IV-14 : Calcul du facteur de réflexion apparent au centre de la tache image d'un héliostat plan, dans le cas où le plan récepteur est situé à faible distance de l'héliostat.

veut que T_r soit toujours inférieur ou égal à 1 si le déréglage des modules de l'héliostat est aléatoire; on peut en effet en déduire qu'à l'inverse, si un héliostat donné, à un certain moment de la journée, réalise au centre de sa tache image un facteur de concentration supérieur à celui qu'il devrait réaliser, dans les mêmes conditions, s'il était parfaitement réglé, alors le déréglage de ses modules réflecteurs n'est pas aléatoire, et doit avoir pour origine une cause optique ou mécanique précise, qu'il reste alors à identifier.

4.2) Cas des héliostats plans

Pour un héliostat plan, l'ensemble des relations (IV-46) à (IV-51) reste parfaitement valable; mais deux cas différents sont alors à considérer.

1) Le plan récepteur est situé à faible distance de l'hé-

liostat : ce cas a déja été examiné dans le paragraphe 2.5 et on sait alors que les dimensions du domaine (Dh) de la réponse impulsionnelle $RIH_n(V',W')$ de l'héliostat plan, sur lequel celle-ci prend la valeur 1, sont grandes devant le cercle de diamètre $2D\epsilon_o$ qui constitue le domaine de l'image géométrique du soleil $L_g(V',W')$. Alors:

$$E_o(O') = E_o(0,0) = \frac{R}{D^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} RIH_n(V,W)L_g(V,W)dVdW = \frac{R}{D^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} L_g(V,W)dVdW = RE_o$$

d'après les résultats du paragraphe 2.6. D'autre part on peut également écrire :

$$E_r(O') = E_r(0,0) = \frac{R}{D^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} RIH_n(V,W)L_f(V,W)dVdW = \frac{R}{D^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} L_f(V,W)dVdW$$

à condition que les dimensions du domaine de la fonction $L_f(V',W')$ définie par la relation (IV-53) restent faibles devant celles du domaine (Dh) (fig.IV-14). Or les écarts types des distributions d'erreurs de réglage observées sur les héliostats plans restent souvent nettement inférieurs au rayon angulaire apparent du soleil ϵ_o : on peut donc penser que le domaine de la fonction $L_f(V',W')$ est voisin de celui de la fonction image géométrique du soleil $L_g(V',W')$ et, par conséquent, que cette hypothèse est bien fondée. Alors, l'intégrale du produit de convolution étant égale au produit des intégrales des termes qui le composent, on trouve que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} L_f(V,W)dVdW = \left[\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} L_g(V,W)dVdW\right]\left[\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} P_R(V,W)dVdW\right] = D^2E_o$$

puisque la fonction $P_R(V',W')$ a pour intégrale 1. On obtient finalement :

$$E_r(O') = RE_o$$

et

$$T_r = \frac{E_r(O')}{E_o(O')} = 1 \qquad \text{(IV-58)}$$

Dans le cas où le plan récepteur est situé à faible distance de l'héliostat plan, il n'y a donc pas de diminution du facteur de réflexion apparent sous l'effet des défauts de réglage.

2) Le plan récepteur est situé à grande distance de l'héliostat plan, de sorte que les dimensions du domaine (Dh) sont devenues très faibles devant le cercle de diamètre $2D\epsilon_o$. On est alors

exactement dans la même configuration qu'au paragraphe 4.1.2 concernant l'héliostat focalisant, et tous les résultats, remarques et conclusions qui y ont été formulés s'appliquent également ici.

5) FORMULATION GENERALE DE L'INTEGRALE DE DENSITE DE FLUX

5.1) Défauts microscopiques et défauts locaux de surface

Les défauts microscopiques et les défauts locaux de surface qui affectent le plus souvent les facettes réflectrices des installations solaires ont été étudiés aux paragraphes 3.2.1 et 3.2.2 du chapitre I. Certains auteurs ont pris l'habitude de les considérer comme aléatoires, et il est alors intéressant de les introduire dans nos formulations en trou d'épingle.

Désignons respectivement par a_m et h_m les erreurs microscopiques en azimut et en hauteur sur la normale $\overrightarrow{N_p}$ en un point P de la facette réflectrice, et par a_s et h_s les erreurs de surface en azimut et en hauteur en ce point. Alors l'expression des cosinus directeurs de $\overrightarrow{N_p}$ dans le repère $R_{\delta oi}$ lié à la facette réflectrice (voir le paragraphe 4.2.1 du chapitre précédent) est, au premier ordre :

$$\overrightarrow{N_p} \approx \begin{bmatrix} 1 \\ -f'_y + a_m + a_s \\ -f'_z + h_m + h_s \end{bmatrix}$$

Soit $\overrightarrow{N_p} = \overrightarrow{N_{\delta oi}} + \overrightarrow{\Delta N_p}$, où $\overrightarrow{\Delta N_p}$ a pour composantes $(0, -f'_y + a_m + a_s, -f'_z + h_m + h_s)$. A partir de là, le calcul du vecteur $\overrightarrow{R_{po}}$, puis la détermination des termes V_o et W_o qui interviennent dans l'équation des courbes iso-luminance (cf.relations (III-33) à (III-35)) se fait exactement de la même manière qu'au chapitre précédent; il y a simplement lieu d'ajouter respectivement à V_o et W_o les termes :

$$\begin{cases} V_{om} = 2D\,(-C_{33}a_m + C_{32}h_m) \\ W_{om} = 2D\,(C_{23}a_m - C_{22}h_m) \end{cases} \qquad \text{(IV-59)}$$

et

$$\begin{cases} V_{os} = 2D\,(-C_{33}a_s + C_{32}h_s) \\ W_{os} = 2D\,(C_{23}a_s - C_{22}h_s) \end{cases} \qquad \text{(IV-60)}$$

Ensuite, si l'on désigne par $pma(a_m)$, $pmh(h_m)$, $psa(a_s)$ et $psh(h_s)$ les lois de densité de probabilité des variables aléatoires

indépendantes a_m, h_m, a_s et h_s, et qu'on cherche à déterminer l'espérance mathématique de E(M'), qui devient alors une fonction aléatoire de ces quatre variables, il faut suivre le même raisonnement que celui qui a été exposé au paragraphe 3.1, en procédant notamment à des changements de variables du même type; en particulier, il est nécessaire de remplacer V_o et W_o respectivement par $(V_o+V_{om}+V_{os})$ et $(W_o+W_{om}+W_{os})$ dans l'expression de L'(Y',Z') donnée par la relation (IV-15) : on aboutit finalement à l'expression générale de ‹ E(M') ›, sous forme d'une somme de produits de convolution :

$$\langle E(M')\rangle = E(Y',Z') = \sum_{j=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_j \cos\beta_j}{D_j^2} \left[RI_j * L'_j * P'_{Rj} * P'_{Mj} * P'_{Sj}\right](Y',Z') \qquad \text{(IV-61)}$$

où $P'_{Mj}(Y',Z')$ est le cône d'erreurs microscopiques de la $j^{ème}$ facette réflectrice, et $P'_{Sj}(Y',Z')$ son cône d'erreurs de surface, tous deux projetés dans le plan récepteur. De même que $P'_{Rj}(Y',Z')$ était défini par la relation (IV-33), $P'_{Mj}(Y',Z')$ et $P'_{Sj}(Y',Z')$ seront définis par les relations suivantes, qui sont du même type :

$$P'_{Mj}(Y',Z') = \frac{\cos\beta_j}{4D_j^2\cos i_o}\ pma\left[\frac{C_{22}V' + C_{32}W'}{-2D_j\cos i_o}\right]\ pmh\left[\frac{C_{23}V' + C_{33}W'}{-2D_j\cos i_o}\right] \qquad \text{(IV-62)}$$

$$P'_{Sj}(Y',Z') = \frac{\cos\beta_j}{4D_j^2\cos i_o}\ psa\left[\frac{C_{22}V' + C_{32}W'}{-2D_j\cos i_o}\right]\ psh\left[\frac{C_{23}V' + C_{33}W'}{-2D_j\cos i_o}\right] \qquad \text{(IV-63)}$$

avec
$$\begin{cases} V' = C'_{22}Y' + C'_{23}Z' \\ W' = C'_{32}Y' + C'_{33}Z' \end{cases} \qquad \text{(IV-5)}$$

Evidemment, cette formulation plus générale de ‹E(M')› implique que les lois d'erreurs pma, pmh, psa et psh soient précisément connues, ce qui suppose la mise en oeuvre de méthodes d'évaluation adaptées aux défauts microscopiques et aux défauts de surface des facettes réflectrices. Le calcul des performances énergétiques attendues d'une installation en projet devient alors tributaire d'une série d'expérimentations préalables qui, suivant les cas, se montreront plus ou moins faciles, coûteuses, et rapides à réaliser.

5.2) Défauts de pointage d'héliostats

Dans l'expression de ‹E(M')› donnée au paragraphe précédent,

manquent encore les défauts de pointage des héliostats plans ou focalisants de l'installation étudiée. Au cours de notre étude bibliographique (paragraphe 3.2.3), nous avons vu que ceux-ci étaient en fait mesurés directement dans le plan récepteur, et exprimés sous forme de distributions d'erreurs portant sur les coordonnées du point de tir effectif de l'héliostat ([42], [44] et [45]). D'autre part, ces distributions se révèlent le plus souvent être des lois normales elliptiques; soit donc $P'_p(Y',Z')$ l'une d'entre elles, dont l'intégrale sur le plan récepteur est égale à 1. On cherche toujours à déterminer l'espérance mathématique de E(M'), fonction des deux variables aléatoires a_p et h_p, qui sont les erreurs de pointage en azimut et en hauteur d'un héliostat. Alors, en posant

$$\begin{cases} V_{op} = 2D(-C_{33}\, a_p + C_{32}\, h_p) \\ W_{op} = 2D(C_{23}\, a_p - C_{22}\, h_p) \end{cases} \qquad \text{(IV-64)}$$

et

$$\begin{cases} V_{op} = C'_{22}\, Y'_{op} + C'_{23}\, Z'_{op} \\ W_{op} = C'_{32}\, Y'_{op} + C'_{33}\, Z'_{op} \end{cases} \qquad \text{(IV-65)}$$

où il apparaît que Y'_{op} et Z'_{op} sont les coordonnées du point de tir effectif de l'héliostat dans le plan récepteur, et en remplaçant V_o et W_o par (V_o+V_{op}) et (W_o+W_{op}) dans la relation (IV-15), on peut mettre l'expression des répartitions de densité de flux E(M') donnée par la relation (IV-61) sous la forme :

$$E(M') = \sum_{j=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_j \cos\beta_j}{D_j^2}\, RI_j(Y',Z') * L'_j(Y'-Y'_{op},Z'-Z'_{op}) * \left[P'_{Rj} * P'_{Mj} * P'_{Sj}\right](Y',Z') \qquad \text{(IV-66)}$$

soit finalement $E(M') = E(Y'-Y'_{op},Z'-Z'_{op})$

et l'espérance mathématique de E(M') s'écrit alors :

$$\langle E(M')\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} E(Y'-Y'_{op},Z'-Z'_{op})P'_p(Y'_{op},Z'_{op})dY'_{op}dZ'_{op} = E(Y',Z') * P'_p(Y',Z') \qquad \text{(IV-67)}$$

puisque la distribution caractéristique des dépointages des héliostats $P'_p(Y',Z')$ a été évaluée dans le plan récepteur; cette relation nous permet d'arriver enfin à l'expression définitive de l'espérance mathématique de la valeur de l'éclairement E(M') au point M', prenant en compte les quatre principaux types de défauts spécifiques aux installations solaires à facettes réflectrices, et qui sont pour mémoire les défauts microscopiques, les défauts locaux de surface et les déréglages des facettes, et les dépointages des

héliostats : on trouve donc en fin de compte :

$$\langle E(M')\rangle = E(Y',Z') = \left[\sum_{j=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_j \cos\beta_j}{D_j^2} \left[RI_j * L'_j * P'_{Rj} * P'_{Mj} * P'_{Sj}\right](Y',Z')\right] * P'_P(Y',Z') \qquad (IV\text{-}68)$$

expression qui fait intervenir 5 x Nt produits de convolution, et qui n'est bien sûr applicable que si les quatre cônes d'erreur P'_{Rj}, P'_{Mj}, P'_{Sj} et P'_P sont connus pour chacune des facettes réflectrices. Si tel est le cas, alors on pourra considérer que $\langle E(M')\rangle$ est la valeur la plus probable de E(M'), et donne de celle-ci une bonne estimation lorsque le nombre Nt est très grand; l'expression donnée par la relation (IV-68) est donc utilisable pour un calcul prévisionnel des répartitions de densité de flux formées par une installation en projet. Mais cette expression est à présent devenue très complexe, et il semble nécessaire de procéder maintenant à quelques simplifications.

5.3) Réponse impulsionnelle effective d'un miroir

Nous définissons la réponse impulsionnelle effective d'une facette réflectrice dans le plan récepteur comme le produit de convolution de sa réponse impulsionnelle théorique $RI_j(Y',Z')$ avec les deux cônes d'erreur $P'_{Mj}(Y',Z')$ et $P'_{Sj}(Y',Z')$; on peut donc écrire :

$$RIE_j(Y',Z') = RI_j(Y',Z') * P'_{Mj}(Y',Z') * P'_{Sj}(Y',Z') \qquad (IV\text{-}69)$$

Et l'expression de la répartition d'éclairement E(M') formée par l'installation considérée devient alors :

$$E(M') = \left[\sum_{j=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_j \cos\beta_j}{D_j^2} RIE_j(Y',Z') * L'_j(Y',Z') * P'_{Rj}(Y',Z')\right] * P'_P(Y',Z') \qquad (IV\text{-}70)$$

Quatre types principaux de fonctions interviennent dans cette dernière expression; examinons-les séparément :

1) Les réponses impulsionnelles effectives des miroirs $RIE_j(Y',Z')$: celles-ci peuvent être interprétées comme les répartitions de densité de flux que l'on observerait dans le plan

récepteur si le soleil n'était qu'un point à l'infini; notons qu'elles prennent en compte les défauts spécifiques de la surface réflectrice, et diffèrent en cela des réponses impulsionnelles théoriques $RI_j(Y',Z')$: on sait en effet que ces dernières sont des fonctions qui doivent rester constantes sur un domaine en forme de parallélogramme, et s'annuler partout ailleurs; en fait, il serait bien étonnant qu'on arrive à retrouver un tel résultat, en étudiant par exemple l'image qu'une facette réflectrice éclairée d'un faisceau de lumière parallèle formerait réellement dans le plan récepteur. A ce sujet, il est d'ailleurs étonnant que cette expérience n'ait jamais été tentée sur les modules réflecteurs de l'héliostat focalisant CETHEL III bis, pour lesquels le concept des réponses impulsionnelles en forme de parallélogramme, qui est à la base de toute une génération de codes de calcul, n'a, semble-t-il, jamais été remis en question. Quoi qu'il en soit, si cela avait été réalisé, il est vraisemblable qu'on aurait alors observé, dans le plan récepteur, une image élargie, déformée par rapport au parallélogramme idéal, et présentant sur toute sa surface des variations sensibles d'éclairement : autant de phénomènes qui peuvent trouver une explication logique avec la convolution de la réponse impulsionnelle théorique du miroir $RI_j(Y',Z')$ par les cônes d'erreur caractéristiques des défauts de la surface réflectrice (relation (IV-69)). Ainsi, à l'opposé des nombreux procédés dits "de soleil fictif" où l'on regroupe les défauts spécifiques de l'installation à l'intérieur de la loi de luminance solaire (ce que la relation (IV-68) nous permettait parfaitement d'envisager), nous préconisons au contraire d'inclure ces défauts dans cette fonction associée à la géométrie et au type de la facette réflectrice étudiée, qui est sa réponse impulsionnelle effective. Celle-ci présente en effet l'avantage de caractériser à elle seule les performances énergétiques d'une facette, indépendamment des répartitions de luminance observables sur le disque solaire (et par conséquent, des conditions atmosphériques, ce qui pourrait se révéler fort utile pour des études de productibilité de centrales à tour), et sans qu'il soit besoin de déterminer précisément les lois de répartitions d'erreurs pma, pmh, psa et psh. De plus, cette notion de réponse impulsionnelle effective peut être étendue au cas de facettes réflectrices dont les défauts ne sont plus aléatoires, mais restent trop complexes pour être définis analytiquement, à l'aide des fonctions caractéristiques de leur relief $f(Y_p, Z_p)$ (c'est le cas par exemple des reliefs en

tôle ondulée, ou des dépressions et cuvettes, etc...). Enfin, dans le cas de facettes réflectrices dont le relief reste a priori inconnu, tels les miroirs déformés sous contrainte mécanique du concentrateur du four solaire de 1000 kW d'Odeillo, les réponses impulsionnelles effectives deviennent le seul et unique moyen d'évaluation des performances énergétiques réelles des facettes, et par suite, de l'ensemble de l'installation. C'est dire que leur connaissance est alors indispensable.

2) Les fonctions $L'_j(Y',Z')$, projections coniques de la loi de luminance solaire dans le plan récepteur. Celles-ci sont faciles à définir dès lors que les positions et orientations relatives du plan récepteur et de la facette réflectrice considérée sont fixées (paragraphe 2.3).

3) Les cônes d'erreur $P'_{Rj}(Y',Z')$ liés aux défauts de réglage des facettes réflectrices, et qui sont étroitement liés à la méthode de réglage d'origine : ceux-ci demeurent l'objet principal de notre étude, et les chapitres III et V présentent respectivement les principes théoriques de leurs méthodes d'estimation, et les résultats expérimentaux tirés de l'application de ces méthodes.

4) Le cône d'erreur caractéristique des dépointages des héliostats $P'_p(Y',Z')$: ce dernier type de fonction est relativement bien connu à l'heure actuelle, tout au moins en ce qui concerne les procédés d'asservissement en boucle ouverte adoptés sur les centrales à tour française et américaines.

Ainsi, il apparaît que sur les quatre termes qui interviennent dans le produit de convolution (IV-70), le deuxième et le quatrième ne posent pas de problèmes, tandis que le troisième est, ici même, en cours d'étude; en fin de compte, seul nous manque le premier terme, qui est la réponse impulsionnelle effective des facettes réflectrices, et qui constitue le dernier obstacle à la réalisation d'un code de calcul véritablement prévisionnel des performances énergétiques d'une grande installation solaire; il était donc logique que nous nous attaquions à cette dernière difficulté, et c'est ainsi que nous avons pu développer une méthode d'évaluation originale des réponses impulsionnelles effectives des facettes réflectrices, qui sera exposée dans le chapitre suivant.

Pour l'heure, nous allons donner quelques suggestions relatives à la réalisation pratique de ce fameux code prévisionnel des éclairements solaires.

6) PROPOSITIONS POUR UN MODELE PREVISIONNEL DES ECLAIREMENTS SOLAIRES

Il était tentant d'utiliser l'expression de E(M') donnée par la relation (IV-70) dans un modèle prévisionnel des répartitions de densité de flux formées par une installation solaire à facettes réflectrices. Or, nous avons vu au paragraphe précédent que cela n'est possible que si les répartitions d'erreurs de réglage $P'_{Rj}(Y',Z')$ et les réponses impulsionnelles effectives des facettes $RIE_j(Y',Z')$ ont été déterminées par des expérimentations préalables. Mais même ainsi, il subsiste un inconvénient majeur : l'application pratique de la relation (IV-70) impose en effet le calcul numérique de 2Nt + 1 produits de convolution, ce qui, dans le cas d'installations d'échelle industrielle, telle la centrale expérimentale THEMIS ou le four solaire de 1000 kW d'Odeillo, se révèlerait très coûteux en temps de calcul. Afin de réduire le nombre de convolutions à effectuer, nous avons eu l'idée de transformer la somme discrète qui intervient dans l'expression de E(M') en somme continue portant sur les points Oi, qui sont les centres de toutes les facettes réflectrices considérées. Nous allons donc être amenés à introduire plusieurs changements de notations.

Nous supposerons d'abord que :

$$E(M') = \sum_{i=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_i \cos \beta_i}{D_i^2} RIE_i(Y',Z') * L'_i(Y',Z') \qquad (IV-71)$$

ce qui veut dire que l'installation étudiée est, pour le moment, exempte de déréglages et de dépointages. Dans ces conditions, nous noterons désormais :

$$\left| \begin{array}{l} K(Oi) = \dfrac{R_i \cos \beta_i}{D_i^2} \\ RIE(Oi,M') = RIE_i(Y',Z') \\ L'(Oi,M') = L'_i(Y',Z') \end{array} \right. \qquad (IV-72)$$

où les paramètres Oi et M', qui interviennent dans les expressions des fonctions K, RIE et L', signifient que la fonction considérée

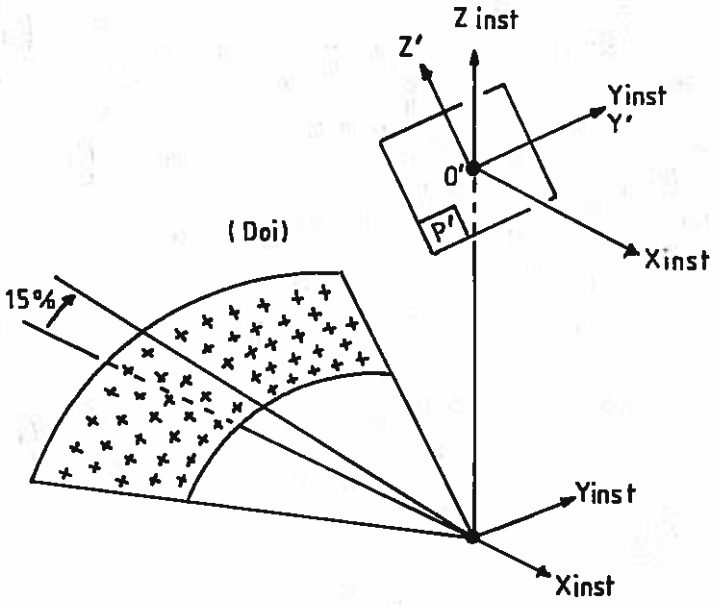


fig IV-15 : Domaine (Doi) des points Oi dans le cas du champ d'héliostats focalisants de THEMIS.

dépend respectivement de la position du point Oi dans son domaine (Doi) (c'est-à-dire en fait de l'emplacement du miroir sur la surface réflectrice étudiée), et de la position du point M' choisi dans le plan récepteur. Il faut préciser ici que le domaine d'appartenance (Doi) des points Oi sera par exemple une section de paraboloïde de révolution dont les contours reproduiront ceux du concentrateur du four solaire de 1000 kW d'Odeillo (9500 points Oi centres de facettes réflectrices), ou une section de surface conique (fig.IV-15) dans le cas du champ d'héliostats de THEMIS (201 points Oi centres d'héliostats focalisants). Par ailleurs, le domaine des points M' est bien évidemment le plan récepteur; dans ces conditions on peut réécrire la relation (IV-71), en remplaçant la somme discrète par une somme continue, et avec les nouvelles notations définies par les relations (IV-72) :

$$E(M') = \iint_{(Doi)} K(Oi)\ RIE(Oi,M') * L'(Oi,M')\ dOi$$

Soit :

$$E(M') = \iint_{(Doi)} K(Oi) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} RIE(Oi,M)\, L'(Oi,M'-M)\, dM \right] dOi$$

et

$$E(M') = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\iint_{(Doi)} K(Oi)\, RIE(Oi,M)\, L'(Oi,M'-M)\, dOi \right] dM \qquad (IV-73)$$

en utilisant le théorème de Fubini sur l'inversion des intégrales. Alors, en supposant que, quel que soit (M'-M), la fonction L'(Oi,M'-M) est une fonction continue de Oi (ce qui sera toujours le cas en pratique, grâce au rayonnement circumsolaire), on peut affirmer, en utilisant le premier théorème de la moyenne, qu'il existe un point O appartenant au domaine (Doi) tel que :

$$\iint_{(Doi)} K(Oi)RIE(Oi,M)L'(Oi,M'-M)dOi = L'(O(M'-M),M'-M)\iint_{(Doi)} K(Oi)RIE(Oi,M)dOi \qquad (IV-74)$$

En remplaçant le premier terme de cette égalité par le second dans la relation (IV-73), et en posant :

$$\overline{L'}(M'-M) = L'(O(M'-M),\ M'-M) \qquad (IV-75)$$

et $$\overline{RIE}(M) = \iint_{(Doi)} K(Oi)\, RIE(Oi,M)\, dOi \qquad (IV-76)$$

on trouve alors que :

$$E(M') = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{L'}(M'-M)\overline{RIE}(M)dM = \overline{RIE}(M') * \overline{L'}(M') \qquad (IV-77)$$

Par ailleurs, les relations (IV-74) et (IV-75) nous permettent d'écrire, quel que soit M :

$$\overline{L'}(M'-M) = \frac{\iint_{(Doi)} K(Oi)\, RIE(Oi,M)\, L'(Oi,M'-M)\, dOi}{\iint_{(Doi)} K(Oi)\, RIE(Oi,M)\, dOi}$$

Cette dernière relation sera bien entendu vérifiée lorsque M est confondu avec O', point origine du plan récepteur. Alors :

$$\overline{L'}(M') = \frac{\iint_{(Doi)} K(Oi)\, RIE(Oi,O')\, L'(Oi,M')\, dOi}{\iint_{(Doi)} K(Oi)\, RIE(Oi,O')\, dOi} \qquad (IV-78)$$

En repassant maintenant des sommes continues aux sommes discrètes, nous pouvons écrire, d'après les relations (IV-76) à (IV-78) :

$$\overline{RIE}(Y',Z') = \sum_{i=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_i \cos \beta_i}{D_i^2} RIE_i(Y',Z') \qquad (IV-79)$$

$$\overline{L'}(Y',Z') = \frac{\sum_{i=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_i \cos \beta_i}{D_i^2} RIE_i(0,0)\ L'_i(Y',Z')}{\sum_{i=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_i \cos \beta_i}{D_i^2} RIE_i(0,0)} \qquad (IV-80)$$

et $$E(M') = E(Y',Z') = \overline{RIE}(Y',Z') * \overline{L'}(Y',Z') \qquad (IV-81)$$

ce qui nous donne une expression approchée des répartitions d'éclairement E(M') sous la forme d'un seul produit de convolution, composé de termes qui sont des combinaisons linéaires des fonctions $RIE_i(Y',Z')$ et $L'_i(Y',Z')$. En appliquant ce même raisonnement aux fonctions $[RIE_i * L'_i](Y',Z')$ et $P'_{Ri}(Y',Z')$, on arrive à montrer que l'expression des répartitions de densité de flux formées par une installation équipée de facettes réflectrices présentant entre elles des défauts de réglage peut être approximée par :

$$E(M') = E(Y',Z') = \overline{RIE}(Y',Z') * \overline{L'}(Y',Z') * \overline{P'_R}(Y',Z') \qquad (IV-82)$$

où

$$\overline{P'_R}(Y',Z') = \frac{\sum_{i=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_i \cos \beta_i}{D_i^2} [RIE_i * L'_i](0,0)\ P'_{Ri}(Y',Z')}{\sum_{i=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_i \cos \beta_i}{D_i^2} [RIE_i * L'_i](0,0)} \qquad (IV-83)$$

Si l'on suppose maintenant que le domaine de la réponse impulsionnelle effective d'une facette est petit devant celui que couvre la loi de luminance solaire projetée dans le plan récepteur, ainsi que nous l'avions fait dans le paragraphe 4.1.2, on obtient une expression simplifiée de $[RIE_i * L'_i]\ (0,0)$:

$$[RIE_i * L'_i](0,0) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} RIE_i(Y,Z)\ L'_i(Y,Z)\ dY\ dZ$$

$$\approx \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} L_o\ RIE_i(Y,Z)\ dY\ dZ = L_o\ S_{mi} \cos i_o$$

où S_{mi} est la surface du miroir, et i_o est l'angle d'incidence des rayons

solaires; $\overline{P'_R}(Y',Z')$ s'écrit donc :

$$\overline{P'_R}(Y',Z') = \frac{\sum_{i=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_i \cos\beta_i\ S_{mi} \cos i_o}{D_i^2}\ p'_{Ri}(Y',Z')}{\sum_{i=1}^{Nt\ facettes} \frac{R_i \cos\beta_i\ S_{mi} \cos i_o}{D_i^2}} \qquad \text{(IV-84)}$$

et l'expression générale des répartitions de densité de flux formées par une installation à simple ou double réflexion, définie par la relation (IV-70), peut alors être approchée par :

$$E(M') = E(Y',Z') = \overline{RIE}(Y',Z') * \overline{L'}(Y',Z') * \overline{P'_R}(Y',Z') * P'_p(Y',Z') \quad \text{(IV-85)}$$

où $\overline{RIE}(Y',Z')$, $\overline{L'}(Y',Z')$ et $\overline{P'_R}(Y',Z')$, respectivement définies par les relations (IV-79), (IV-80) et (IV-84), apparaissent comme des combinaisons linéaires de fonctions relativement faciles à calculer: lois de luminance solaire projetées dans le plan récepteur, cônes d'erreur suivant des lois normales circulaires ou elliptiques, et fonctions réponses impulsionnelles gardant toujours un support borné. Par ailleurs, le nombre de convolutions à effectuer est maintenant réduit à trois, ce qui confèrerait une certaine rapidité d'exécution à un code de calcul basé sur ces principes.

Telle est donc notre proposition pour l'élaboration d'un modèle prévisionnel des éclairements solaires, dont la réalisation constituerait à elle seule un autre sujet de recherche. De plus, un tel code ne présente évidemment d'intérêt que si les distributions d'erreurs de réglage caractéristiques de certaines méthodes classiques ont déjà été déterminées, ainsi que les réponses impulsionnelles effectives des facettes réflectrices que l'on projette d'utiliser. Ces deux conditions n'étant pas encore pleinement réalisables à l'heure actuelle, essentiellement par manque de méthodes d'estimation adaptées, il devient inutile de pousser plus loin cette étude théorique : la priorité doit maintenant être donnée aux expérimentations.

7) CONCLUSION

Nous avons établi dans ce chapitre un résultat fondamental : lorsqu'on considère une installation solaire à simple ou

double réflexion constituée de facettes réflectrices, il est toujours possible de réduire l'expression des répartitions de densité de flux E(M'), produites dans un plan récepteur donné, sous la forme d'une somme de produits de convolution, conformément à la relation (IV-70). De plus, nous avons montré que cette expression peut elle-même être approchée par un produit de convolution, dont les termes sont constitués de combinaisons linéaires des fonctions caractéristiques des facettes réflectrices de l'installation (relation (IV-85)), et qui se prête bien au calcul prévisionnel des performances énergétiques de l'installation; ainsi, un code de calcul bâti sur ce principe serait probablement très rapide et très performant. Mais nous savons à présent qu'il exige en contrepartie la connaissance préalable de certains paramètres d'erreur caractéristiques de l'installation; parmi ceux-ci, on trouve les dépointages des héliostats et les déréglages des facettes réflectrices, exprimés sous forme de cônes statistiques d'erreur. Si la détermination des premiers ne pose guère de problèmes à l'heure actuelle, il n'en est pas de même des seconds; c'est d'ailleurs un de nos objectifs que de mettre au point un procédé fiable d'estimation, dont le principe a été exposé au cours du chapitre précédent.

En plus de ces deux types de distributions d'erreur, nous avons également mis en lumière le rôle essentiel joué par les réponses impulsionnelles effectives des facettes réflectrices dans la caractérisation des performances énergétiques d'une installation, et il est clair maintenant que les défauts de réglage et les réponses impulsionnelles des facettes sont deux clés indispensables à tout calcul d'éclairement. C'est dans l'espoir de donner ces clés, ou, tout au moins, de tester quelques méthodes permettant leur estimation, que nous avons entrepris l'étude expérimentale qui fait l'objet du chapitre suivant : on y trouvera essentiellement des résultats concernant quelques méthodes de réglage classiques des facettes réflectrices, ainsi que le principe et la description d'une méthode de caractérisation de leurs réponses impulsionnelles effectives. Quant à notre modèle prévisionnel des performances énergétiques d'une installation, il resterait encore à le mettre en forme, puis à le valider en comparant ses prédictions avec les distributions expérimentales d'éclairement d'une installation dont on aurait, au préalable, mesuré tous les paramètres d'erreur (c'est-à-dire les déréglages, les dépointages, et les réponses impulsionnelles effectives des facettes réflectrices). Mais un tel travail est

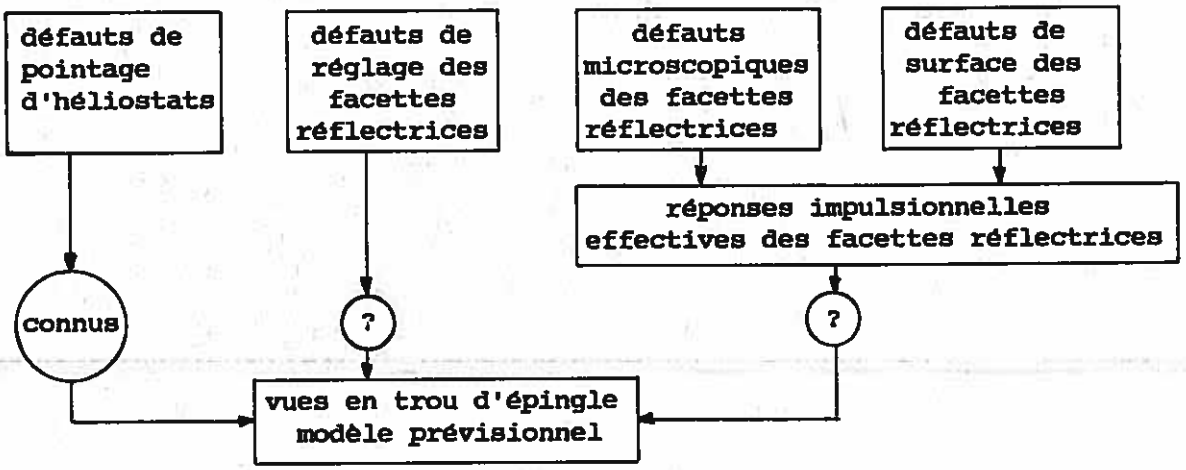
prématuré tant que certains enseignements n'auront pas été tirés de nos premiers résultats expérimentaux : c'est pourquoi il est opportun de mettre à présent un terme à cette étude théorique.

CHAPITRE V

DETERMINATION EXPERIMENTALE DE QUELQUES PARAMETRES D'ERREUR

1) INTRODUCTION

Avant d'aborder la partie expérimentale proprement dite de cette étude, nous insisterons une dernière fois sur les défauts spécifiques aux installations solaires, ainsi que sur notre manière de les considérer, que l'on peut résumer brièvement sur le schéma reproduit ci-dessous :



Nous savons en effet que dans le cadre d'une formulation en trou d'épingle, il faut avoir connaissance des répartitions d'erreurs de pointage des héliostats; celles-ci ont déjà fait l'objet de nombreuses études, et ne seront donc pas abordées ici. Nous savons également qu'il est nécessaire de déterminer les distributions d'erreurs de réglage des facettes réflectrices; dans ce but nous avons exposé dans le chapitre III deux méthodes d'estimation qui s'inspirent du système américain HCS [21], et qui concernent essentiellement les héliostats. Les résultats de l'application de ces méthodes de rétrovisée aux héliostats focalisants CETHEL III bis et aux héliostats plans du four solaire de 1000 kW d'Odeillo seront exposés dans les paragraphes 2 et 3 : ils devraient en principe nous permettre de donner les lois de répartition d'erreurs caractéristiques des méthodes de réglage qui furent mises en oeuvre sur ces héliostats.

Enfin les défauts microscopiques et les défauts locaux de surface des facettes réflectrices ont été regroupés ensemble et associés au concept de réponse impulsionnelle effective de la facette considérée : celle-ci est en réalité la répartition de densité de flux que formerait, dans un plan récepteur donné, la facette réflectrice éclairée d'un faisceau de lumière parallèle;

toutefois, nous avons préféré une méthode d'estimation différente, dont le principe se rapproche plus de celui des deux méthodes d'évaluation des défauts de réglage des facettes réflectrices : simplement, au lieu d'observer l'image d'une source naturelle, telle le soleil, formée à travers les surfaces réflectrices, nous étudierons cette fois-ci les images d'objets construits pour l'occasion (méthode de la grille). Le paragraphe 4 nous présentera les résultats de cette méthode appliquée aux miroirs déformés sous contrainte mécanique, montés sur le concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo, à la suite de quoi une conclusion sur les acquis et l'avenir potentiel de toutes ces méthodes d'évaluation sera donnée. Il manquera toutefois un maillon à la chaine : il s'agit bien sûr des défauts de réglage des facettes réflectrices qui équipent le concentrateur fixe; mais nous avons vu au chapitre III que l'application des méthodes de rétrovisée passait par une bonne connaissance préalable du relief des facettes utilisées, et, par conséquent, de leur réponse impulsionnelle effective : l'étude de ces dernières apparait donc comme prioritaire. Néanmoins, nous donnerons quelques éléments sur ces défauts de réglage, ainsi que sur une méthode possible d'optimisation.

2) ETUDE DES DEFAUTS DE REGLAGE DES HELIOSTATS FOCALISANTS CETHEL III bis

2.1) Méthode de tir sur la lune

Les héliostats focalisants de la centrale THEMIS réalisent en leur point de tir O' des facteurs de concentration qui peuvent aller jusqu'à 60, dans le cas d'héliostats situés à courte distance du point O' (80 m environ). Dans ces conditions, nous avions le choix entre deux modes d'expérimentation différents, étant donné que notre système d'observation et d'enregistrement des répartitions de luminance visibles du point O' ne devait être, au départ, qu'un simple appareil photographique. Dans le premier mode opératoire, nous installions purement et simplement l'appareil au milieu de la tache image solaire formée par un héliostat : cela supposait évidemment l'élaboration d'un système de protection de l'appareil contre le rayonnement solaire concentré, mais présentait l'avantage de pouvoir réaliser les expérimentations à n'importe quelle période de l'année, pourvu que les conditions atmosphériques soient favorables.

La deuxième solution consistait à utiliser une autre source lumineuse que le soleil : celle-ci ne pouvait être que la pleine lune, qui présente sensiblement le même diamètre apparent que le disque solaire, pour des densités de flux un million de fois inférieures; dès lors, il n'est plus nécessaire de protéger l'appareil contre le rayonnement, et l'expérimentation se révèle particulièrement simple à mettre en oeuvre (fig.V-1). L'héliostat focalisant asservi sur la lune forme de cette dernière une tache image "lunaire", et l'appareil photographique, placé au centre de celle-ci, n'a plus qu'à enregistrer, sous forme de clichés noir et blanc, les répartitions de luminance lunaires vues à travers l'héliostat. C'est cette apparente simplicité d'exécution qui nous a incités à choisir finalement cette méthode de rétrovisée sur la lune, ou de "tir sur la lune". Toutefois, il est apparu qu'elle présentait également ses propres inconvénients.

1) L'asservissement du champ d'héliostats sur la lune, qui a été entièrement mis au point par B.Bonduelle, du Groupe d'Evaluation Scientifique THEMIS (GEST), n'est pas commode à réaliser : la lune suit en effet dans le ciel une trajectoire beaucoup plus capricieuse que celle du soleil, et il est nécessaire d'employer une méthode utilisant les polynômes de Tchebychev(*), dont les coefficients sont à modifier tous les quatre jours. De plus, les contrôleurs de groupes d'héliostats ne calculent que les positions du soleil, en fonction des dates et heures GMT; il a donc été nécessaire d'implanter dans le calculateur central un programme qui, une fois que les coordonnées équatoriales lunaires ont été déterminées, puisse calculer une date fictive où le soleil occuperait dans le ciel la même position que la lune, à l'instant considéré. Or, à certaines périodes de l'année (solstices) et pour une latitude donnée, il arrive qu'il n'y ait, pour la pleine lune, aucune position solaire équivalente; si l'on considère en outre qu'il n'y a que douze nuits de pleine lune par an et qu'il faut que les conditions météorologiques restent favorables pendant ces nuits-là (ciel dégagé, vent faible, température supérieure à - 10°C), on en arrive à un nombre d'occasions où les tirs sur la lune sont possibles assez

(*) Voir à ce sujet les éphémérides de la Connaissance des Temps, auxquelles il est également fait mention dans l'annexe II concernant le calcul de la position du soleil

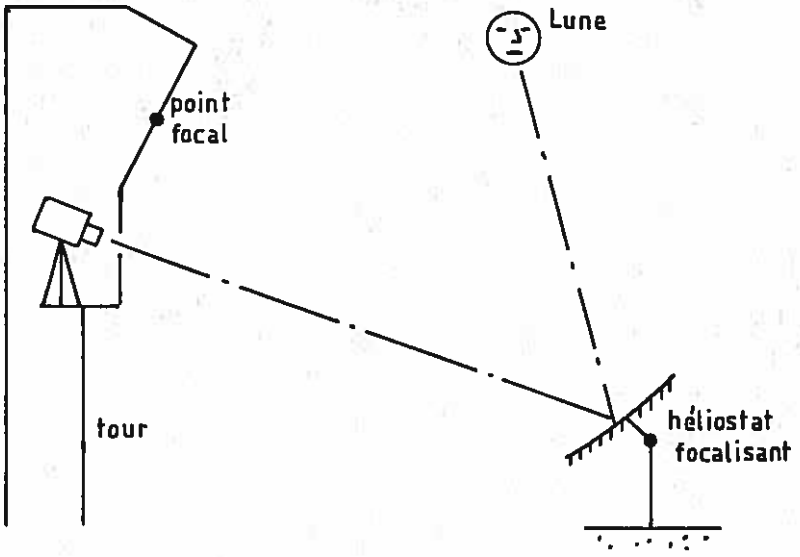


fig V-1 : Méthode de tir sur la lune : principe.

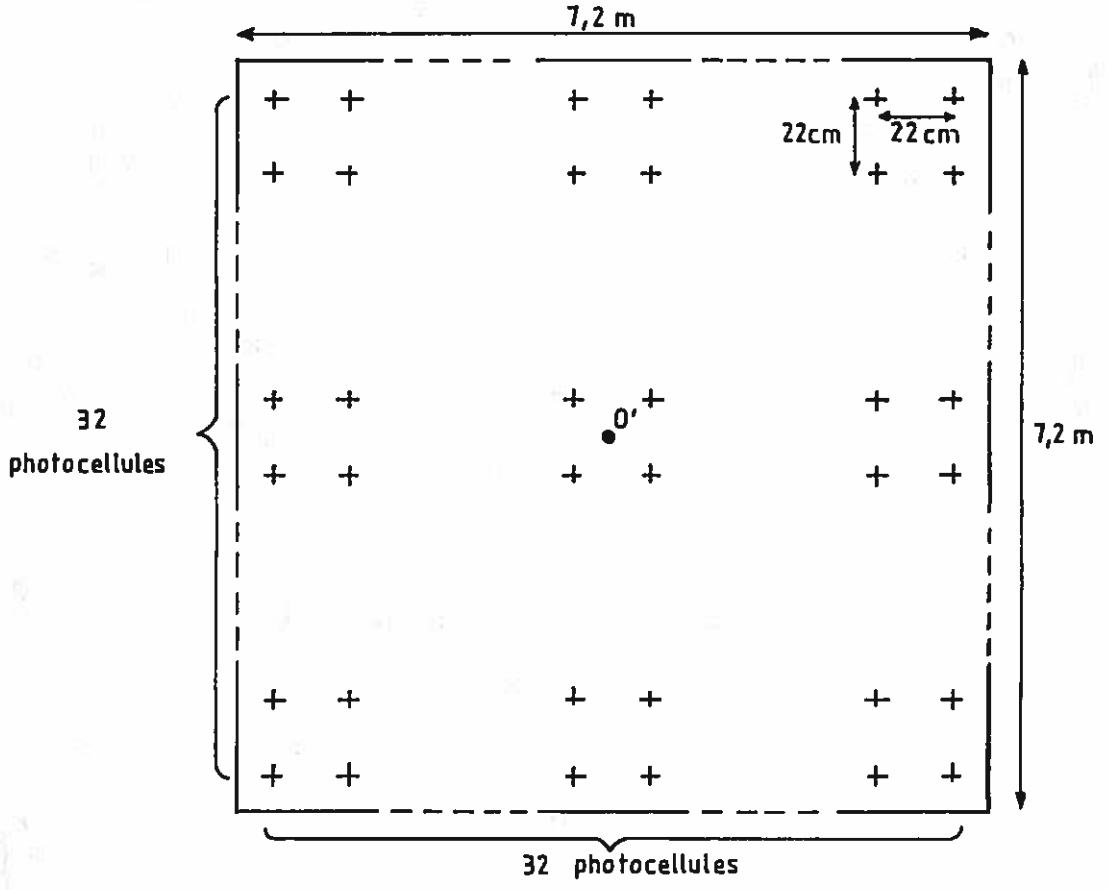


fig V-2 : Maillage de la cible active.

réduit : ainsi nous n'avons réalisé que trois campagnes photographiques entre le 1er janvier 1985 et le 30 juin 1986. L'expérimentation sur le soleil lui-même est donc à ce titre largement préférable.

2) La loi de répartition de luminance apparente sur le disque lunaire n'est ni uniforme, ni symétrique de révolution par rapport à son centre comme c'est le cas du disque solaire (en particulier, on observe distinctement les taches sombres que constituent les mers lunaires). Il en résulte que sur les clichés obtenus, seuls les contours de l'image du disque lunaire, observés à travers l'héliostat, pourront être exploités. C'est la deuxième limitation fondamentale de cette méthode.

3) Enfin, le rayon apparent ϵ_l du disque lunaire présente au cours de l'année des variations sensiblement plus importantes que celles du disque solaire : ϵ_l varie entre 14'10" et 16'53" pour une valeur moyenne de 15'32". Son calcul précis s'effectue à l'aide de la relation :

$$\epsilon_l = 0{,}2725\ Pl$$

où Pl est la parallaxe horizontale équatoriale lunaire, que l'on détermine usuellement à l'aide des polynômes de Tchebychev. Nous avons pu constater que dans certains cas, ϵ_l est un paramètre sensible de notre méthode d'évaluation; en d'autres termes sa valeur effective n'est pas sans influence sur les valeurs finales des défauts de réglage déduites par la procédure d'estimation donnée au paragraphe 5.3.3. du chapitre III. Mais son calcul ne pose pas de problèmes numériquement.

Pour le reste, nous nous contenterons de préciser que les photographies ont été prises à partir d'un point-cible situé au niveau 72 m de la tour de THEMIS (voir figure II-12), et dont les coordonnées par rapport au point focal de l'installation sont (1,65; 2,035; - 12,26), exprimées en mètres dans le repère Rinst; à cet endroit existe en effet un panneau ammovible dans la cible passive, qui constitue un point d'observation idéal de l'ensemble du champ d'héliostats. Les photographies ont été réalisées à l'aide d'un appareil Canon F1 équipé d'un objectif de 600 mm ouvert à 4,5. Nous donnerons dans le paragraphe 4.4.1 une estimation sommaire des résolutions spatiale et angulaire que l'on peut en attendre.

2.2) Exploitation des clichés

Le principe de la méthode d'estimation des défauts de réglage des modules réflecteurs de l'héliostat focalisant CETHEL III bis a été exposé en détail dans le paragraphe 5.3.3 du chapitre III. Nous rappelons ici qu'elle repose sur trois hypothèses simplificatrices:

1) Les modules sont supposés conformes à leur définition théorique et ne présentent en particulier aucun défaut de courbure suivant leurs axes OiYoi et OiZoi.

2) Dans ces conditions, la mesure de l'erreur de réglage d'un module par la méthode des ellipses n'est effectuée que sur la section cylindrique centrale des modules courants. Le module complémentaire, quant à lui, sera considéré comme bien réglé; son influence est d'ailleurs relativement faible, puisqu'il ne constitue qu'un vingt-cinquième de la surface réflectrice totale.

3) Une fois qu'elles sont obtenues, les valeurs des défauts de réglage en azimut et en hauteur sont réajustées de manière à ce que leurs moyennes arithmétiques soient nulles.

Il faut rappeler également qu'après que les position et orientation de l'héliostat par rapport au point de tir O', qui est confondu avec le point d'observation M', sont connues, et que les coefficients de la matrice $P_{2\ Rro-Ro}$ ont été calculés, les caractéristiques géométriques des ellipses images du disque lunaire, visibles sur la surface réflectrice, sont données par les relations (III-63) et (III-65), avec, notamment pour les axes de l'ellipse :

$$2a = \frac{2D\epsilon_1}{1 - \frac{D(1 - \sin^2 i_o \cos^2 \Phi_o)}{f_M \cos i_o}} \qquad 2b = 2D\epsilon_1 \qquad (V\text{-}1)$$

où ϵ_1 est le rayon apparent du disque lunaire. La procédure décrite dans le paragraphe 5.3.3 du troisième chapitre reste ensuite parfaitement valable, et nous devrons en particulier déterminer sur chaque section cylindrique centrale des modules courants, trois points P_1, P_2 et P_3 (P_3 étant situé à l'intérieur de l'arc $\overset{\frown}{P_1P_2}$), censés appartenir au contour de l'ellipse image lunaire, en vue de

retrouver les coordonnées V'_C et W'_C de son centre. On déduit alors les erreurs de réglage des modules considérés des relations (III-62), (III-71) et (III-72), et l'introduction de ces erreurs dans le code de simulation graphique décrit au chapitre II permet de s'assurer qu'elles ont bien pour effet de replacer les contours des ellipses images au voisinage de ceux que l'on observait sur le cliché. En pratique cela est toujours vérifié à ± 10 cm près, et nous avons vu que cela correspondait à une erreur sur la mesure de l'erreur de réglage inférieure à 10^{-4} rad. Mais il apparaît ici une troisième limitation à cette méthode : il faudra s'efforcer autant que possible de ne travailler que sur des clichés où les contours de l'image lunaire sont observables sur les huit modules courants de l'héliostat, si l'on veut éviter d'avoir à se livrer à des opérations pénibles de comparaisons relatives de plusieurs clichés représentant le même héliostat sous des orientations différentes (ces opérations sont d'ailleurs réalisables sur notre code de calcul, mais exigent en pratique un temps d'exploitation beaucoup trop long : dépouillement de plusieurs clichés, mise en route d'autant de programmes numériques de calcul et de simulation graphique, comparaison, répétition éventuelle de l'avant-dernière séquence, etc...). Ceci va fatalement restreindre le nombre d'héliostats que nous pourrons étudier en pratique.

Nous avions déjà présenté sur la planche III-2 (cf.paragraphe 5.3.3 du chapitre III) un cliché de l'héliostat 94 placé en suivi de lune, accompagné de sa simulation graphique. Nous reproduisons maintenant trois autres planches de ce type dans les pages suivantes : ce sont les planches V-1, V-2 et V-3 qui correspondent respectivement aux héliostats 51, 18 et 3. Par ailleurs, le tableau I présente le bilan des trois campagnes photographiques que nous avons pu effectuer sur le champ d'héliostats focalisants CETHEL III bis.

N est en fait le nombre total d'héliostats qui avaient été placés en suivi de lune, Ne correspond au nombre d'héliostats sur lesquels les contours de l'ellipse image du disque lunaire pouvaient être observés sur tous les modules réflecteurs, à partir d'un ou plusieurs clichés du même héliostat, et n est le nombre d'héliostats dont nous avons effectivement pu mesurer les défauts de réglage. Les différences importantes entre N, Ne et n s'expliquent de la façon suivante : pour un héliostat donné, l'image des contours du disque lunaire n'est pas forcément visible sur tous ses modules réflec-

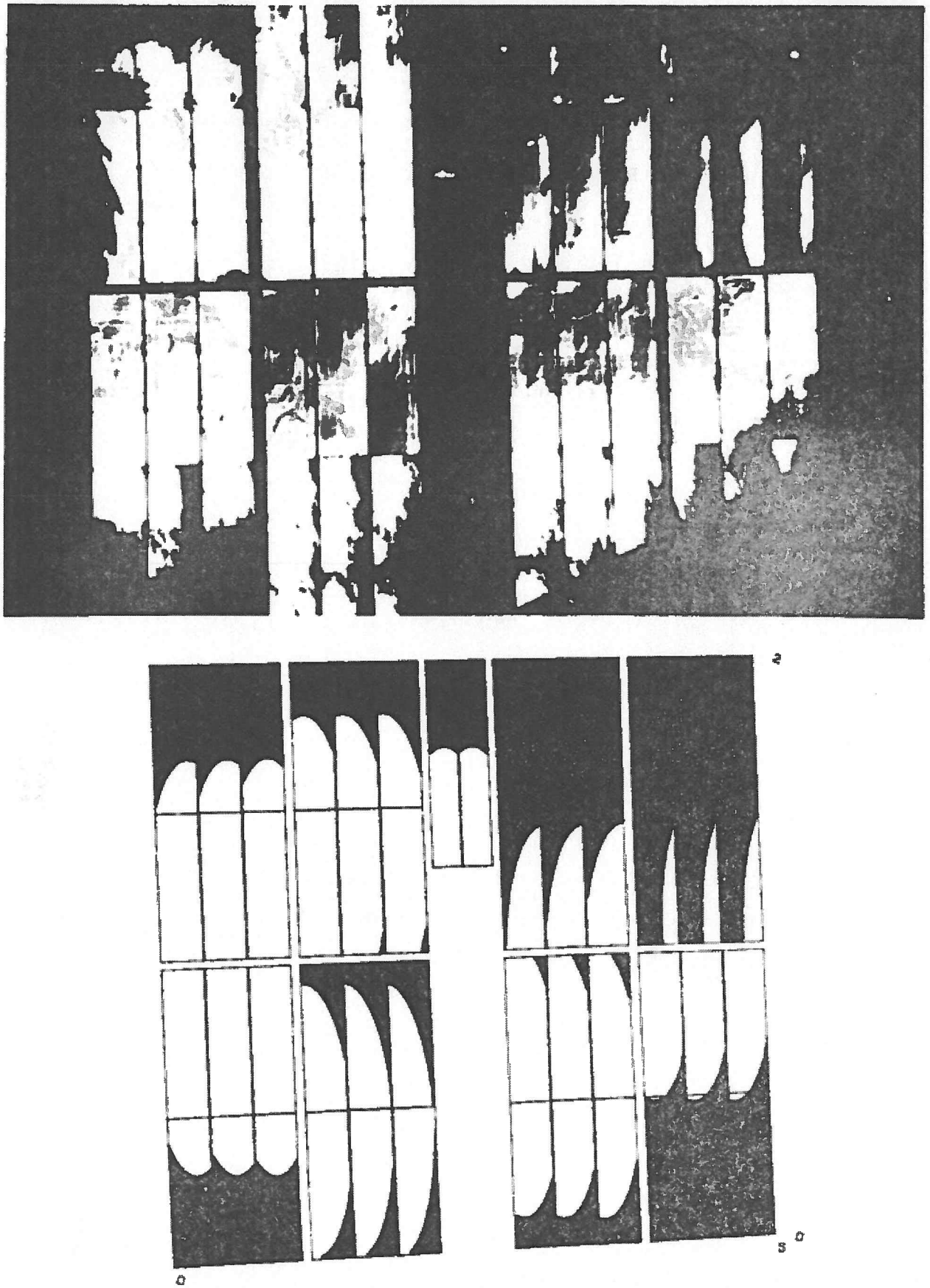


Planche V-1 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat CETHEL III bis nº 51, lors d'un tir sur la lune. Cliché effectué à 23 h 52 dans la nuit du 27/3 au 28/3/1986.

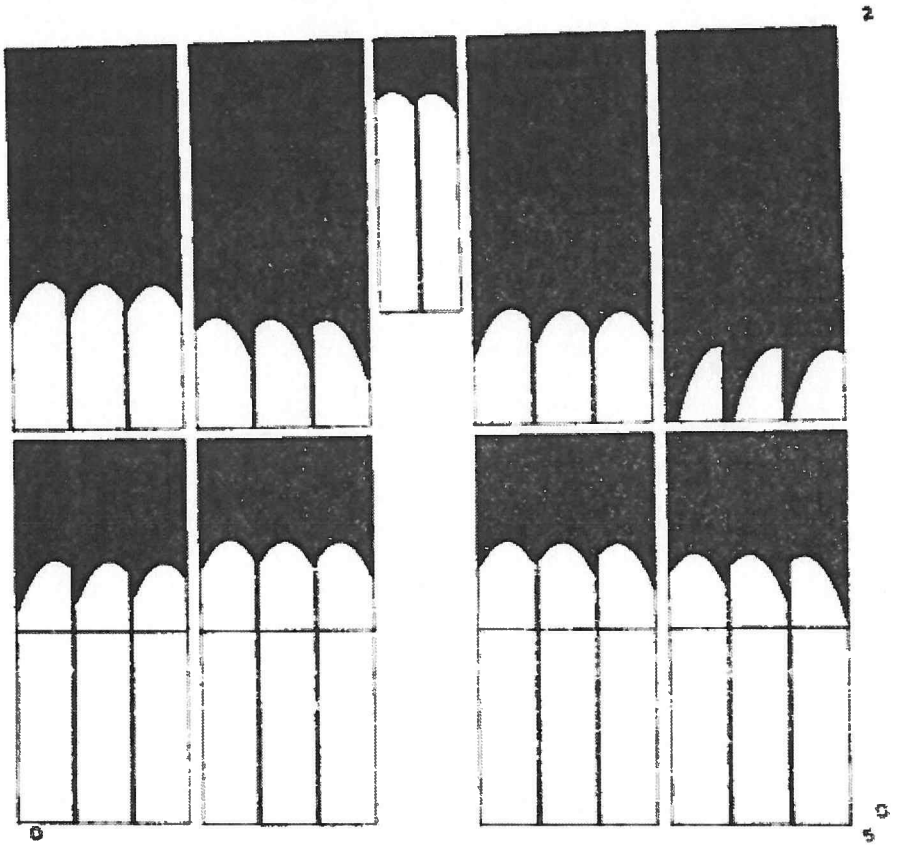


Planche V-2 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat CETHEL III bis n° 18, lors d'un tir sur la lune. Cliché effectué à 4 h 38 dans la nuit du 27/3 au 28/3/1986.

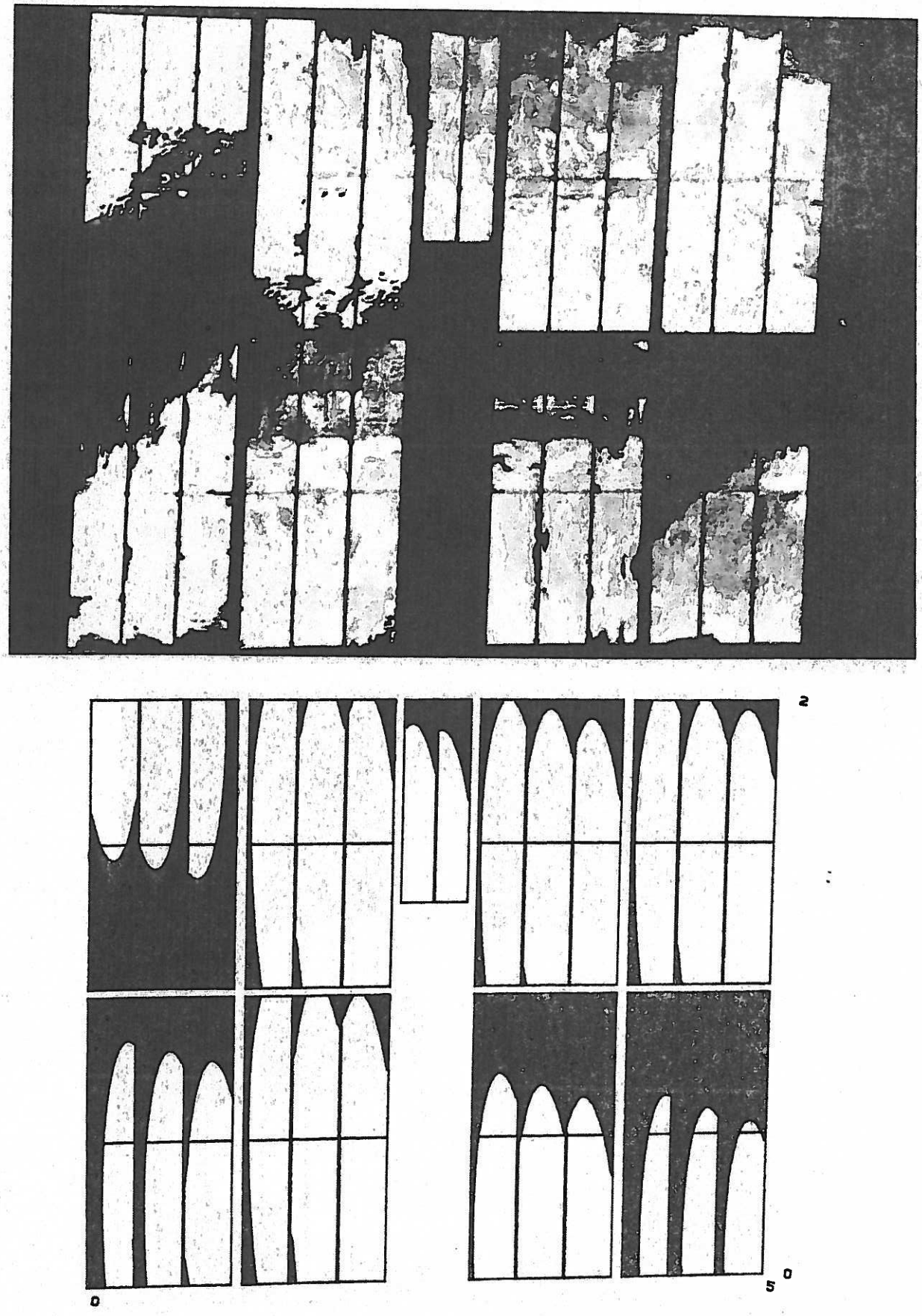


Planche V-3 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat CETHEL III bis n° 3, lors d'un tir sur la lune. Cliché effectué à 23 h 02 dans la nuit du 27/3 au 28/3/1986.

METHODE DE TIR SUR LA LUNE		N Nombre total d'héliostats pointés	Ne Nombre d'héliostats exploitables	n Nombre d'héliostats effectivement exploités	Numéros d'héliostats effectivement exploités	Observations
Date	e_1 (mrad)					
Nuit du 05/02/85 au 06/02/85	4,7306	3	2	2	94 et 116	pointage manuel
Nuit du 30/08/85 au 31/08/85	4,4063	36	6	4	3, 10, 29 et 55	pointage automatique
Nuit du 27/03/86 au 28/03/86	4,7732	43	21	11	3, 18, 29, 33, 51, 55, 70, 95 113, 117 et 183	pointage automatique

Tableau I

teurs. Il peut arriver en effet que certains modules apparaissent complètement éclairés, ou bien encore complètement obscurs. Dans ce cas, l'appareil photographique ne nous est d'aucun secours et il faut purement et simplement renoncer à exploiter les clichés de ces héliostats, sur lesquels ne sont pas fournies d'informations suffisantes. Ainsi s'explique la différence entre N et Ne, mais on constate néanmoins qu'avec un peu de pratique, on peut arriver à un rapport Ne/N voisin de 50 % (expérimentation du 27/03/86).

La différence entre Ne et n a deux origines différentes : d'une part, et ainsi que nous l'avons souligné plus haut, il peut être nécessaire de dépouiller plusieurs clichés pour arriver à reconstituer la distribution des normales aux modules réflecteurs d'un seul héliostat. Lorsque cela s'avère trop long et compliqué, l'héliostat en question est éliminé. D'autre part, il peut arriver que la simulation graphique reste trop éloignée des distributions de luminance expérimentales enregistrées sur le cliché. Reportons-nous un instant aux planches V-1 à V-3 : on constate que le plus souvent, les contours de l'image lunaire effectivement observée à travers l'héliostat ne reproduisent pas exactement les contours elliptiques idéaux prévus par notre code de simulation; en effet les contours expérimentaux sont le plus souvent irréguliers et déchiquetés, et les points P_1, P_2 et P_3 devront alors être choisis de manière à ce que l'ellipse image idéale approche au mieux ces contours réels, afin de recréer une distribution de luminance simulée voisine de la distribution expérimentale. Le plus souvent, cela est réalisable, et l'on peut notamment retrouver, sur nos simulations de clichés, les similitudes que doivent présenter entre elles les répartitions de

luminance sur les trois sections cylindriques d'un même module réflecteur.

Mais parfois, il s'avère impossible de reconstituer les distributions de luminance expérimentales; Cela est généralement dû à des facteurs que l'on voit déjà apparaître, à un degré moindre, sur le cliché de l'héliostat 51 présenté sur la planche V-1, où les effets de tôle ondulée sont bien visibles (apparition de stries suivant les directions principales des contours des miroirs élémentaires), et où on peut également noter, sur le module réflecteur de centre O_2 (cf.fig.II-15), une discontinuité très nette des répartitions de luminance sur la section cylindrique droite du module, lorsque l'on passe du miroir élémentaire inférieur au miroir élémentaire supérieur : il s'agit là d'un défaut d'assemblage du module qu'il n'est malheureusement pas possible de caractériser. Or de tels effets, lorsqu'ils sont poussés à l'extrême, empêchent toute estimation quantitative des défauts de réglage, ceux-ci étant en quelque sorte éclipsés par les défauts de surface des modules. C'est ainsi qu'on est amené à éliminer encore un certain nombre d'héliostats, et qu'on arrive finalement à un rapport n/N de l'ordre de 25 % pour la campagne de mars 1986 : avec un appareil photographique il n'est possible de traiter que le quart seulement d'un ensemble d'héliostats focalisants.

Quoi qu'il en soit, nous disposons à présent de 16 mesures d'erreurs de réglage (2 angles d'erreur a_{ri} et h_{ri} pour chacun des huit modules courants de l'héliostat) pour 14 héliostats différents, (voir tableaux I et II). Avant de se livrer à leur étude statistique, il importe de voir comment ces mesures pourraient être validées; pour cela nous avons imaginé de nous servir de la cible active de la centrale THEMIS.

2.3) Validation sur cible active

Inspirée d'un prototype réalisé en 1977 à Martigues, et implantée dans sa version définitive dès 1980 sur le site de THEMIS, la cible active de mesures de répartitions de densité de flux devait en principe remplir les fonctions suivantes [49] :

- Mesurer le flux total réfléchi par tout héliostat dans une section droite.
- Avoir un temps de réponse rapide pour permettre l'analy-

Héliostats	Erreurs de réglage azimut et hauteur sur les modules de centre								Ecarts types mrad	Validation	Conclusion
	σ_1 mrad	σ_2 mrad	σ_3 mrad	σ_4 mrad	σ_5 mrad	σ_6 mrad	σ_7 mrad	σ_8 mrad			
3	1,48 2,67	1,00 1,41	0,07 1,94	-1,67 1,64	2,17 -3,10	0,20 -1,13	-1,15 -1,42	-2,11 -2,02	1,44 2,02	confirme les mesures	déréglage non aléatoire
10	0,35 1,32	0,37 1,26	-0,26 0,25	-0,38 0,82	0,55 -2,91	0,44 -1,31	-0,47 0,39	-0,59 0,18	0,44 1,34	infirme les mesures	déréglage non aléatoire
18	-1,41 0,53	-0,28 0,23	0,78 0,18	1,54 0,29	-1,32 -0,58	0,06 -0,21	0,39 -0,42	0,25 -0,03	0,94 0,35	impossible	
29	2,50 1,25	-0,34 -0,17	-0,88 2,10	-2,28 3,72	1,17 -1,48	1,48 -2,26	-0,24 -1,85	-1,41 -1,30	1,50 2,01	infirme les mesures	déréglage non aléatoire
33	1,08 -0,65	0,82 0,32	-0,40 0,71	-0,59 1,38	-0,26 -1,00	-0,22 -0,72	-0,32 -0,02	-0,11 -0,03	0,57 0,75	impossible	
51	-1,18 0,05	0,76 1,70	1,41 0,89	2,17 -1,46	-1,58 -0,68	0,19 -1,54	-0,65 0,82	-1,13 0,22	1,27 1,08	impossible	
55	-2,68 0,76	-0,74 -0,19	-0,05 -0,45	2,10 2,32	-1,14 -1,54	0,29 -0,98	0,86 -0,47	1,36 0,55	1,42 1,12	infirme les mesures	déréglage non aléatoire
70	-2,46 -0,24	-0,78 0,26	1,58 0,22	3,98 0,42	-2,71 -0,43	-0,65 0,14	0,85 -0,13	0,20 -0,25	2,05 0,28	impossible	
94	0,50 0,54	0,48 0,54	-1,52 -1,27	-2,17 -1,43	2,49 1,02	1,67 1,49	-0,54 -0,37	-0,91 -0,53	1,48 0,99	confirme les mesures	déréglage aléatoire
95	-0,51 -0,41	-1,01 0,11	-0,14 0	0,15 0,26	0,22 -0,12	0 0,64	0,74 -0,77	0,55 0,29	0,53 0,41	impossible	
113	-2,72 -0,10	-0,68 -0,46	1,27 -0,57	1,08 0,94	-2,74 -0,66	-0,55 0,25	1,78 -0,79	2,56 1,38	1,88 0,75	impossible	
116	-5,26 -0,29	-2,59 0,77	-0,81 -1,18	0,99 0,27	-1,03 0,70	0,68 0,56	3,04 0	4,99 -0,81	2,99 0,67	infirme les mesures	?
117	-3,92 -0,16	-1,39 0,08	1,87 0,16	2,67 2,18	-4,17 -1,53	-0,98 -0,74	1,64 -0,16	4,27 0,18	2,90 0,98	impossible	
183	-4,02 -0,56	-1,86 -0,05	0,14 0,24	2,41 -0,20	-2,51 -0,65	0,49 -0,01	1,66 -0,20	3,68 1,43	2,42 0,60	impossible	

Tableau II Défauts de réglage d'héliostats focalisants

se transitoire des flux réfléchis.

• Mesurer les dépointages des héliostats à partir du décentrage de leur tache image.

• Mesurer les répartitions de densité de flux à l'intérieur de ces taches images.

Il s'agit en fait d'une cible plane de 7,2 x 7,2 m, où sont incrustées 1024 photocellules au silicium, disposées suivant un maillage carré 32 x 32, et dont les noeuds sont espacés de 22 cm (fig.V-2); elle est constituée par l'assemblage de 16 caissons métalliques (modules) comportant chacun 64 photocellules, et montées sous la forme d'un plateau unique. La cible active peut être mise dans trois positions principales :

1) Position de survie : à la fin de chaque journée d'essais, ou bien lorsque les conditions météorologiques deviennent défavorables (vent dépassant 25 km/h), la cible active et son chariot élévateur sont placés en position de survie, c'est-à-dire au bas de la tour, du côté nord.

2) Position de travail : le chariot élévateur qui supporte la cible est monté à l'aide d'un treuil au niveau 72 m de la tour (fig. II-12); le centre O' de la cible active est alors repéré par ses coordonnées (0,5; 0; - 16,89) exprimées en mètres dans Rinst. La cible est constamment inclinée de 30° par rapport à la verticale (fig.II-12), mais présente une plage d'orientation de - 30° à + 30° en azimut. L'acquisition des données se fait en deux étapes successives, qui prennent chacune moins d'une seconde : dans un premier temps, l'héliostat dont on souhaite mesurer les performances énergétiques est en position de tir sur la cible, et on enregistre directement les valeurs des facteurs de concentration, ou nombres de soleils, en rapportant les réponses des cellules en tout point à une valeur référence donnée par un pyrhéliomètre-étalon, asservi sur le soleil, et équipé d'une photocellule du même type que celles de la cible. Puis l'héliostat est retiré et on recommence l'acquisition. Par soustraction entre les deux séries de mesures, on élimine alors l'influence du rayonnement diffus ambiant. Ces premiers traitements sont effectués par le calculateur HP 1000 de la centrale, sur lequel est implantée toute une série de programmes d'analyse et de restitution graphique de ces résultats, qui sont stockés sur bande.

Les photocellules elles-mêmes sont des photodiodes au sili-

cium polarisées en inverse, dont le champ de vision est d'environ 30°, et devant lesquelles sont disposés des atténuateurs optiques de densité 1,15 (pour un facteur d'atténuation voisin de 14), le tout étant enrobé dans une résine. Ce dispositif permet d'obtenir une réponse linéaire des cellules dans une plage qui va de 0 à 85 soleils, ce qui permet en pratique de travailler sur tous les héliostats du champ.

3) Position d'étalonnage: la cible doit alors être démontée module après module, puis remontée sur un chariot d'étalonnage mobile; le principe de la calibration consiste à incliner la cible perpendiculairement à la direction du soleil, et à comparer les réponses des photocellules avec la valeur donnée par le pyrhéliomètre-étalon. On détermine ainsi, pour chaque cellule, un facteur de correction qui sera rangé dans une des mémoires du calculateur HP 1000. Cette procédure d'étalonnage doit être très scrupuleuse et répétée le plus souvent possible afin de garantir une bonne précision des mesures des facteurs de concentration. Malheureusement, elle est particulièrement pénible à mettre en oeuvre.

La précision des mesures effectuées par la cible active prête à discussion. S'il semble qu'à l'origine, elle était inférieure à 2 % [49], les chiffres qui sont avancés à l'heure actuelle sont de l'ordre de 10 à 15 % [80], et nous pensons même qu'ils pourraient être encore supérieurs. Quoi qu'il en soit, il est clair que les performances de cet instrument unique en son genre n'ont fait que se dégrader au fil du temps; nous reviendrons d'ailleurs sur cette question dans le paragraphe suivant. Pour l'instant, nous retiendrons que les inconvénients majeurs de la cible active, outre sa résolution spatiale limitée à 22 cm, restent la nécessité de procéder à des réétalonnages périodiques, d'une part, et une certaine lourdeur dans la préparation et l'exécution des essais, d'autre part (toute nouvelle campagne nécessite une journée de remise en état, et la montée de la cible en position haute demande à elle seule une bonne demi-heure). Enfin, il faut signaler que les facteurs de concentration mesurés ne sont pas exactement des facteurs de concentration solaires, les courbes de sensibilité spectrale des photodiodes entrant également en jeu.

Quoi qu'il en soit, l'existence de cet outil de mesure des

répartitions de densité de flux formées par les héliostats focalisants répond tout à fait à notre désir de valider nos mesures d'erreurs de réglage, effectuées par la méthode de tir sur la lune. Nous avons donc imaginé d'enregistrer, tout au long de la journée, et à intervalles réguliers, les cartes de flux formées sur la cible active par les héliostats étudiés, afin de les comparer aux répartitions d'éclairement théoriques établies à l'aide de nos codes de calcul prenant en compte les défauts de réglage mesurés. Cette comparaison sera effectuée suivant deux modes différents.

1) Comparaison directe des courbes théoriques et expérimentales montrant l'évolution de C_m, valeur maximale des facteurs de concentration atteints sur le maillage de la cible active, en fonction du temps. Dans le cas des répartitions de densité de flux théoriques, nous supposons qu'en l'absence de dépointages :

$$C_m = C(O') \qquad (V-2)$$

ou, autrement dit, que le point où l'héliostat réalise sa concentration maximale reste confondu avec son point de tir O', quels que soient les défauts de réglage de l'héliostat; nous avions d'ailleurs déjà fait cette hypothèse au paragraphe 4.1.1 du chapitre précédent, et elle n'a que rarement été infirmée par notre modèle numérique : l'étude d'un grand nombre de cartes de flux a montré en effet que le maximum est presque toujours situé à l'un des quatre noeuds du maillage qui entourent le centre O' de la cible active (fig.V-2), exception faite d'erreurs de réglage très prononcées (supérieures à 5 mrad) associées à des incidences importantes. Comme d'autre part cette hypothèse permet de gagner un temps de calcul considérable, nous l'avons donc appliquée systématiquement.

Cette valeur de C_m peut alors être comparée avec la valeur maximale C_a de la distribution des facteurs de concentration mesurés sur la cible active, et ceci même si l'héliostat présentait un défaut de pointage au moment du tir, car nous savons (d'après le paragraphe 2.2 du chapitre précédent) que ce dernier aura essentiellement pour effet de translater les distributions d'éclairement formées par l'héliostat, sans plus les modifier.

Enfin, il est également intéressant de calculer, toujours suivant la relation (V-2), C_{mo}, valeur de C_m que l'on obtiendrait au point de tir si l'héliostat était parfaitement réglé. On sait en

effet (cf.paragraphe 4.1.2 du chapitre IV) que C_{mo} reste toujours inférieur à C_m dans le cas d'un déréglage aléatoire des modules réflecteurs de l'héliostat.

2) Comparaison des cartes de flux elles-mêmes, théoriques et expérimentales, à un instant donné. En effet, il importe également de s'assurer que leurs formes et contours sont en bonne concordance.

Nous avons donc entrepris, le 20 décembre 1985, par des conditions de temps clair exceptionnelles, une campagne d'essais sur la cible active portant sur les 6 héliostats (les numéros 3, 10, 29, 55, 94 et 116) qui avaient été sélectionnés à l'issue des tirs sur la lune des mois de février et août 1985. Les résultats de cette campagne sont donnés et analysés dans le paragraphe suivant; toutefois, il convient tout de suite de préciser qu'il ne s'agissait, à l'origine, que d'une expérimentation préalable destinée à nous familiariser avec le matériel d'acquisition, et à nous permettre de juger de la qualité des mesures réalisées par la cible, ainsi qu'aux moyens de l'améliorer (nettoyage, remplacement de cellules défaillantes, opportunité de procéder à un réétalonnage, etc..). En particulier, cette campagne fut menée alors que l'ensemble du champ d'héliostats tirait en chaudière, ce qui n'a pas manqué d'introduire des effets plus ou moins marqués d'ombre et de blocage, et de fausser ainsi les mesures expérimentales des répartitions de densité de flux(*). Mais la première campagne systématique, qui devait porter sur les 14 héliostats définitivement retenus au terme de l'expérimentation du 27 mars 1986 (cf.tableau I), et qui avait été prévue pour le mois de juillet 1986 dut être annulée par la force des choses : la centrale THEMIS avait entretemps fermé ses portes. C'est ainsi que les résultats de l'essai du 20 décembre 1985, tout entachés d'erreurs qu'ils soient, sont devenus nos seuls et uniques résultats expérimentaux.

(*) Dans le cadre de notre modèle numérique chaque héliostat est étudié individuellement et indépendamment des autres : les effets d'ombre/blocage, qui sont d'ailleurs assez complexes à représenter, n'y sont pas pris en compte, puisqu'il existe toujours la possibilité matérielle de basculer le ou les héliostats gênants.

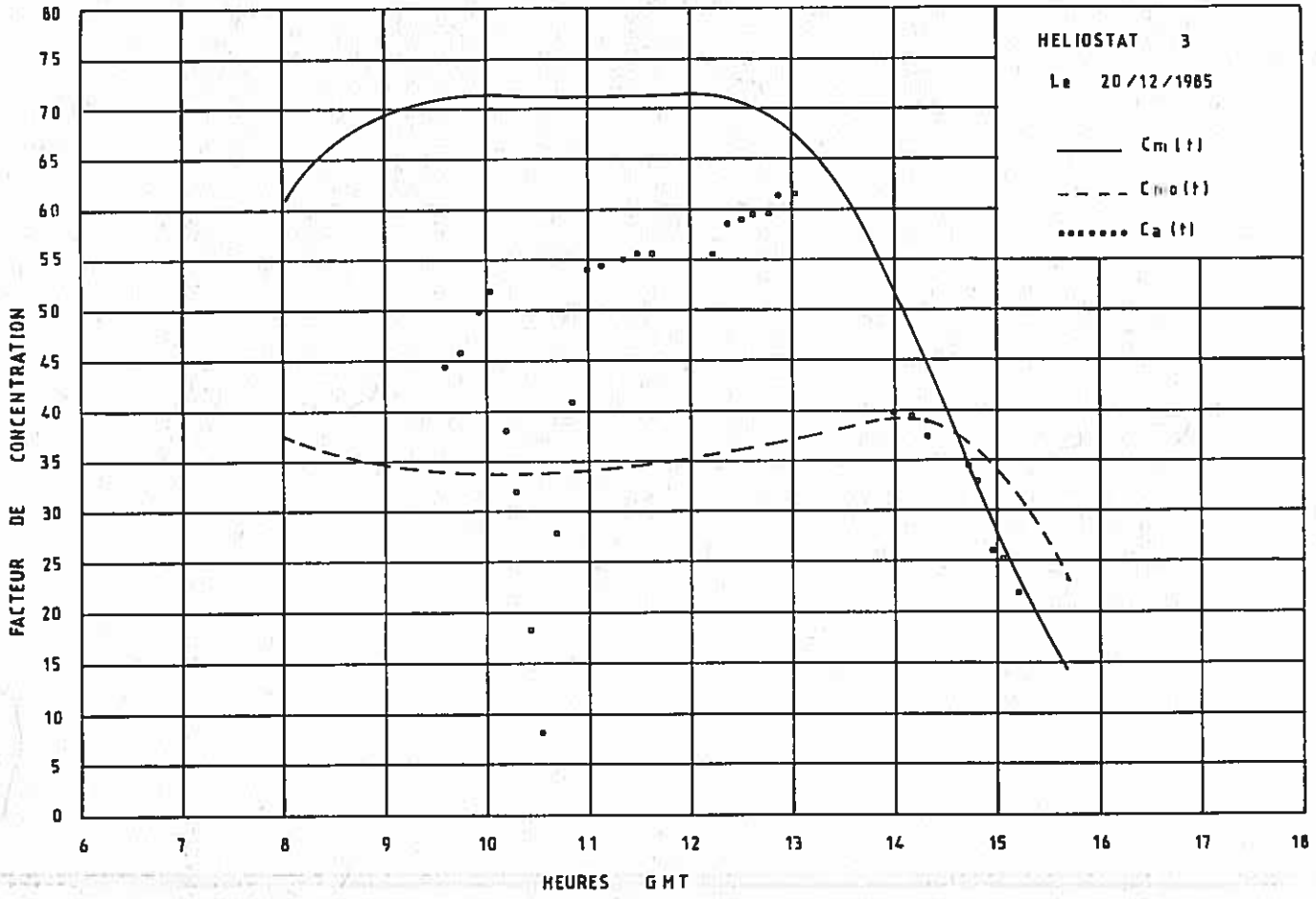


fig V-3 : Evolution des facteurs de concentration maximums de l'héliostat 3.

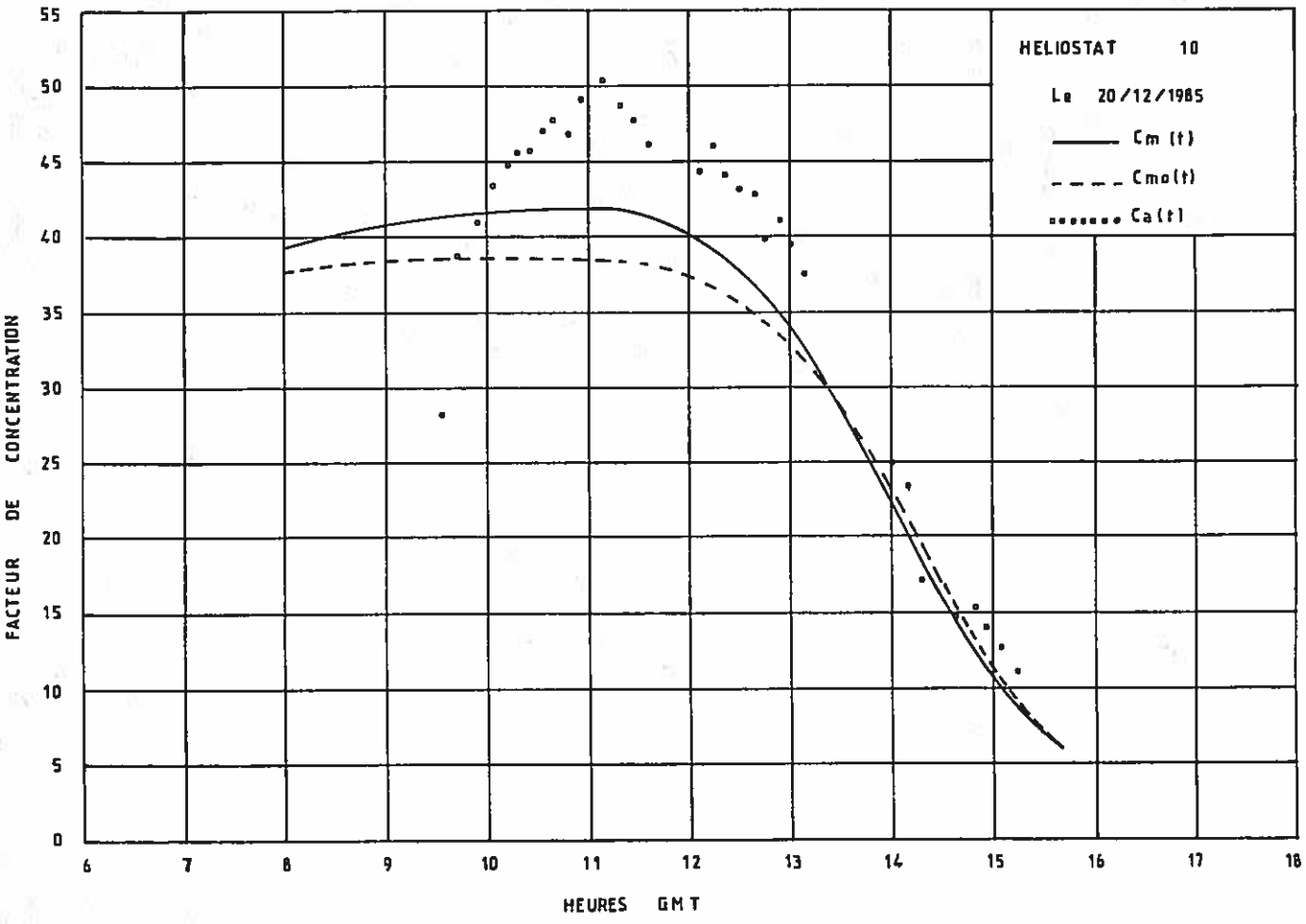


fig V-4 : Evolution des facteurs de concentration maximums de l'héliostat 10.

2.4) Interprétation des résultats

Nous présentons d'abord sur les figures V-3, V-4, V-5 et V-6 les courbes qui montrent l'évolution de $C_m(t)$, $C_{mo}(t)$ et $C_a(t)$ tout au long de la journée du 20 décembre 1985, et qui concernent respectivement les héliostats 3, 10, 29 et 94. On peut constater d'emblée que certains résultats sont surprenants.

Entre 9h et 13h GMT, l'héliostat 3 (fig.V-3) réaliserait, avec les erreurs de réglage mesurées (cf.tableau II), un facteur de concentration $C_m(t)$ de l'ordre de 70, c'est-à-dire double de celui qu'il devrait réaliser s'il était parfaitement réglé : ce dernier, $C_{mo}(t)$, varie entre 35 et 40 durant la même période. Une conclusion immédiate s'impose : puisque le rapport C_m/C_{mo} est supérieur à 1 sur la plus grande partie de la journée, les défauts de réglage ne sont pas aléatoires. Les résultats expérimentaux semblent d'ailleurs aller dans ce sens, puisqu'on observe que $C_a(t)$ reste supérieur à $C_{mo}(t)$ jusqu'à 14h GMT, et qu'il tend à se rapprocher de $C_m(t)$, à l'exception d'une courte plage de temps durant laquelle l'héliostat 3 reste dans l'ombre de la tour (entre 10h et 11h GMT. Cet effet se retrouve d'ailleurs sur toutes les figures suivantes). Les valeurs de C_a restent toutefois inférieures à celles que nous avions prévues pour C_m; il s'agit à notre avis d'un phénomène d'ombre/blocage : l'époque à laquelle l'essai a été réalisé coïncide en effet avec la période de l'année où le soleil reste le plus bas dans le ciel, et il faut rappeler qu'à l'occasion de cette expérience préparatoire, nous avions négligé de réorienter les héliostats gênants situés en avant de ceux qui étaient étudiés. L'instant où les valeurs de C_a sont les plus rapprochées de leurs valeurs théoriques C_m correspond d'ailleurs à celui où les pertes par ombre ou blocage restent minimales pour l'héliostat 3 (soit de l'ordre de 10% à 13h GMT). Compte tenu de ces effets d'ombre, que nous n'avons pas les moyens d'évaluer précisément, il nous semble que les valeurs des erreurs de réglage mesurées sont correctes, et rendent en tous cas mieux compte de la géométrie réelle de l'héliostat que si elles étaient supposées nulles.

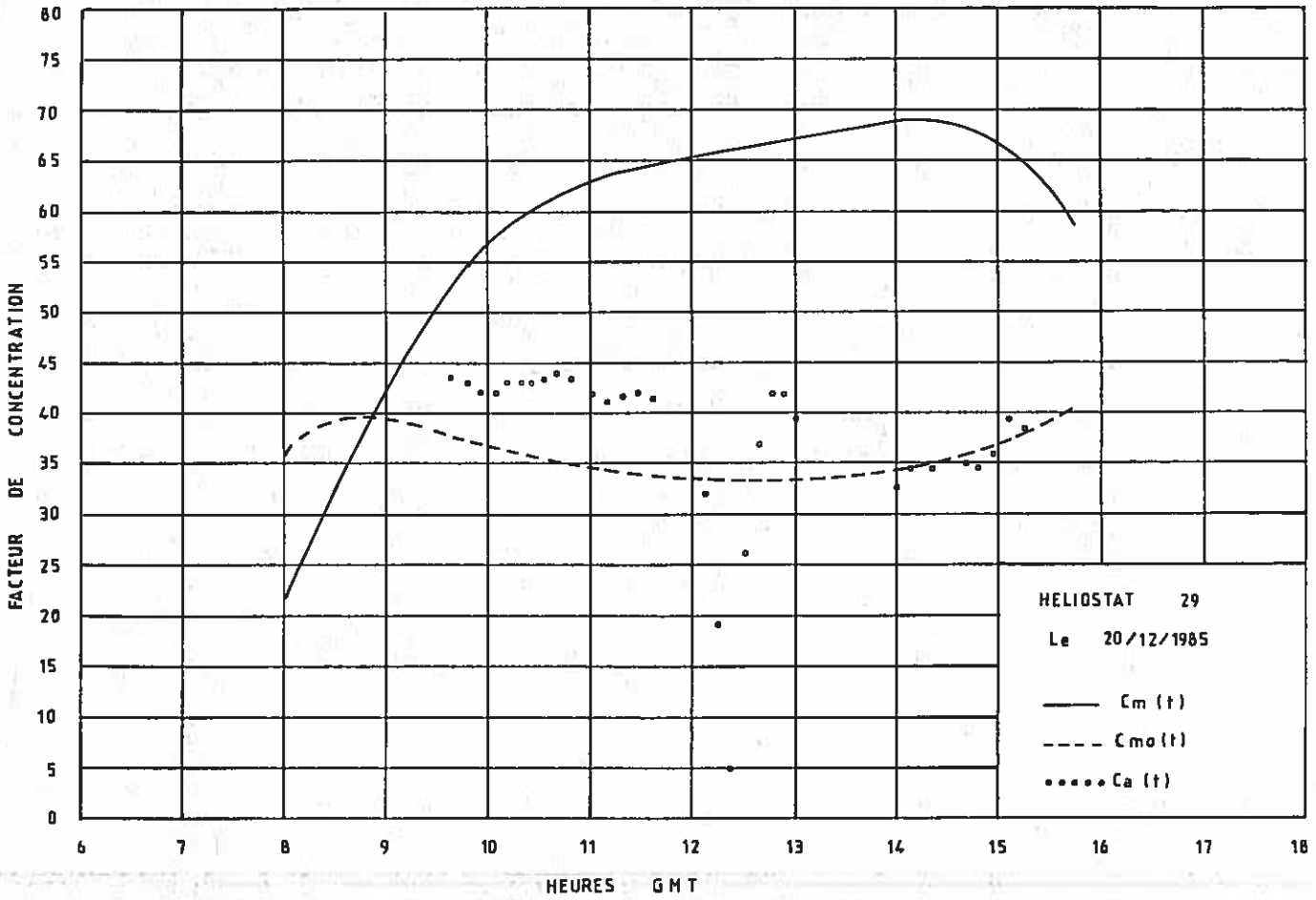


fig V-5 : Evolution des facteurs de concentration maximums de l'héliostat 29.

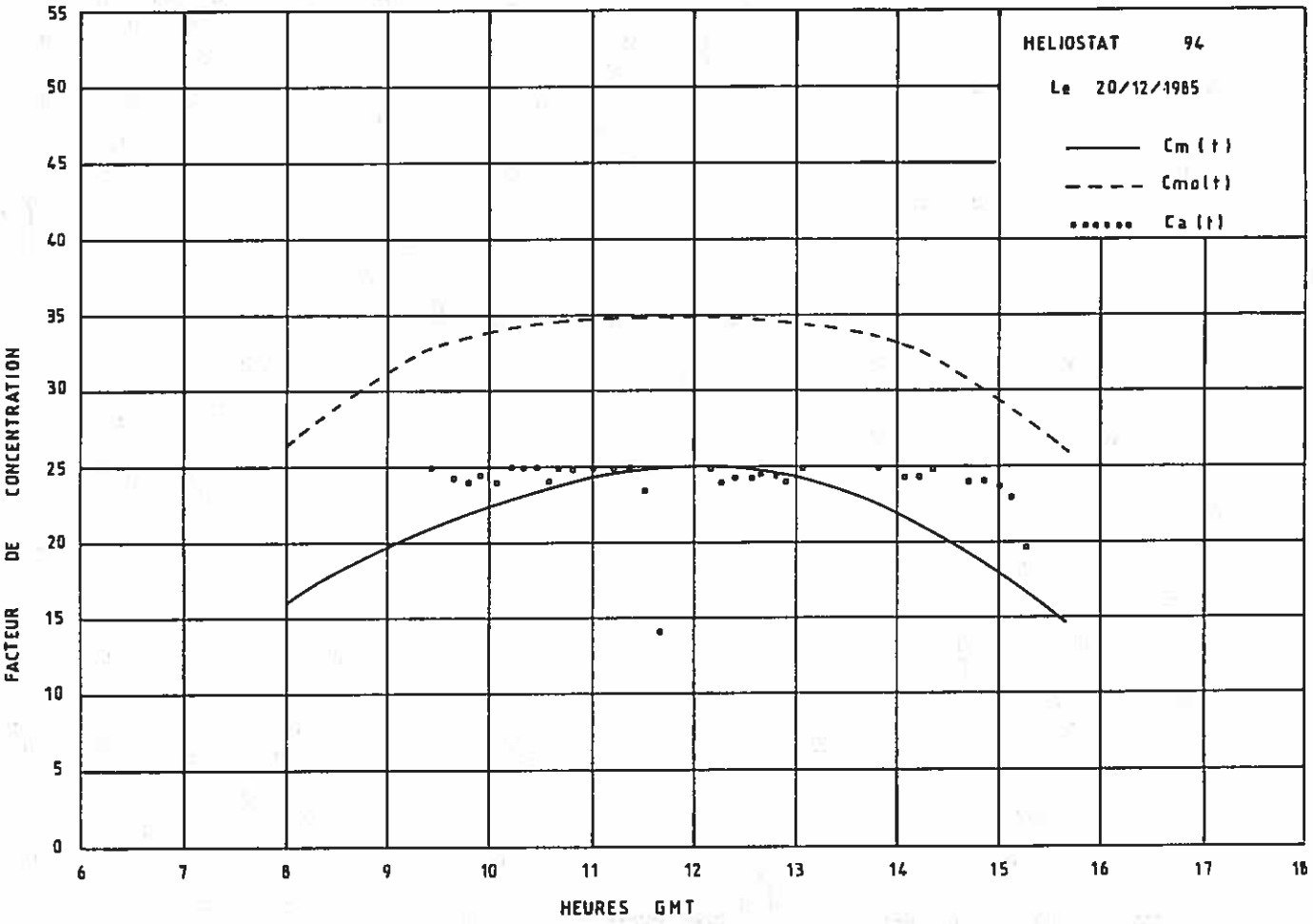


fig V-6 : Evolution des facteurs de concentration maximums de l'héliostat 94.

Avant 12h GMT l'héliostat 10 (fig.V-4), s'il était parfaitement réglé, devrait lui aussi réaliser un facteur de concentration C_{mo} compris entre 35 et 40. Or, les défauts de réglage que nous lui avons trouvés ne modifient pas sensiblement cette courbe : tout au plus apparait-il une légère amélioration (de l'ordre de 5 %) du facteur de concentration avant 13h30 GMT, qui semble révéler là aussi un déréglage non aléatoire. Mais ces résultats théoriques confirment surtout le fait que des défauts de réglage négligeables (voir tableau II : les valeurs trouvées pour l'héliostat n°10 restent de l'ordre du milliradian, à l'exception d'un seul module) ne modifient que très peu les facteurs de concentration au centre de la tache image. Dans ces conditions, nous doutions fort que la précision des mesures effectuées sur la cible active nous permette de nous prononcer en faveur de l'une ou l'autre courbe. En fait, ce sont des résultats expérimentaux fort différents auxquels nous avons abouti (fig.V-4), et même si la courbe $C_m(t)$ semble plus proche des points qui représentent les valeurs de C_a que la courbe $C_{mo}(t)$, on est bien obligé d'admettre que nos valeurs obtenues pour les défauts de réglage de l'héliostat 10 ne sont pas correctes, d'autant plus qu'il existe là aussi un effet d'ombre/blocage assez marqué pour cet héliostat.

Les résultats obtenus pour l'héliostat 29 (fig.V-5) sont encore plus mauvais : alors que la comparaison des courbes $C_m(t)$ et $C_{mo}(t)$ montre qu'une fois de plus les valeurs théoriques du facteur de concentration réalisé par l'héliostat sont supérieures (tout au moins à partir de 9h GMT) à celles qu'il devrait réaliser s'il était parfaitement réglé, ce qui prouve que le déréglage, s'il existe réellement, n'est pas aléatoire, les mesures de C_a semblent accréditer le fait que l'héliostat est bien réglé (fig.V-5), puisqu'elles restent en bon accord avec la courbe théorique $C_{mo}(t)$. Toutefois, c'est sur cet héliostat que les effets d'ombre/blocage doivent jouer le plus, et il sera donc intéressant de comparer les répartitions de densité de flux elles-mêmes.

Enfin, les résultats obtenus pour l'héliostat 94 (fig.V-6) paraissent assez corrects. Les valeurs de C_m restent en permanence inférieures aux valeurs de C_{mo}, ce qui montre que les défauts de réglage peuvent être aléatoires, et les points expérimentaux qui représentent les valeurs de C_a sont plus proches de la courbe $C_m(t)$

que de la courbe $C_{mo}(t)$. Aussi considérerons-nous que dans ce cas, nos valeurs d'erreurs de réglage sont validées.

Le principal enseignement qu'on peut tirer de cette série de résultats, outre le fait que notre méthode d'estimation des erreurs de réglage est apparemment mise en défaut quatre fois sur six (voir tableau II), est que sur au moins deux des héliostats étudiés (le 3 et le 10), ces erreurs ne sont visiblement pas aléatoires; dans le cas de l'héliostat 3, on peut même parler d'une véritable optimisation des facteurs de concentration au centre de la tache image, pour l'ensemble de la matinée. Ce phénomène, qui avait d'ailleurs été constaté auparavant, peut s'expliquer par le fait que ces deux héliostats, au lieu d'avoir été réglés par la méthode contractuelle, qui prévoyait l'usage exclusif d'un outil de réglage équipé de niveaux à bulle (voir le paragraphe 3.2.4.2 du chapitre I), ont été réglés à vue, ou au soleil, c'est-à-dire en fait en observant et en minimisant les dimensions de leur tache image, formée par exemple sur la cible passive à un instant quelconque de la journée; l'héliostat présente alors un réglage hors-axe qui n'a plus rien à voir avec le réglage sphérique initial, mais qu'on ne peut évidemment pas qualifier d'aléatoire. Il serait à présent intéressant de déterminer dans quelle proportion les héliostats du champ de THEMIS ont effectivement été réglés de cette manière, car les quatre que nous venons d'étudier ne constituent pas une base suffisante pour pouvoir effectuer une estimation statistique.

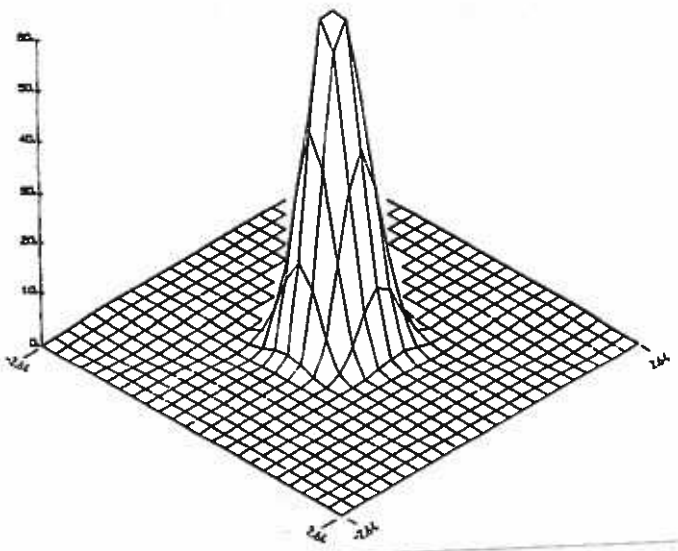
C'est là une des raisons qui nous ont amenés à comparer les répartitions de densité de flux elles-mêmes, formées par les héliostats considérés à un instant donné, sur la cible active; nous avons donc repris certaines cartes de flux, correspondant aux 11 héliostats sélectionnés à l'issue de notre dernière campagne photographique de tir sur la lune (voir tableau I), et enregistrées au cours d'une campagne d'évaluation des dépointages des héliostats datant de l'hiver 1982/1983, avec l'espoir de valider nos mesures de leurs défauts de réglage. Par ailleurs, il était également intéressant de voir dans quelle mesure les cartes de flux enregistrées au cours de l'essai du 20 décembre 1985 correspondaient effectivement aux cartes théoriques simulées sur la cible par notre code de calcul, en tenant compte des erreurs de réglage obtenues, puis en les supposant nulles.

Dans cette perspective, il était nécessaire d'éliminer les effets éventuels d'ombre/blocage sur les répartitions de densité de flux mesurées par la cible active. Pour cela, nous avons imposé que le flux total intercepté par la cible, dont l'expression théorique est donnée par la relation (IV-25), soit le même sur les répartitions expérimentales et simulées; les cartes de flux correspondantes présentant toutes deux le même maillage (M'_{ij}), cela revenait à multiplier chaque valeur $C_a(M'_{ij})$, qui représente le facteur de concentration enregistré au point M'_{ij} de la cible, par un facteur correctif K tel que :

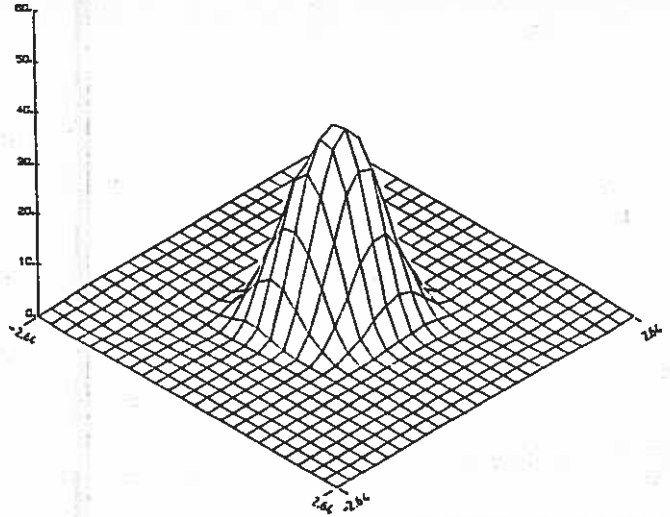
$$K = \frac{\sum_{i=1}^{32} \sum_{j=1}^{32} C_m(M'_{ij})}{\sum_{i=1}^{32} \sum_{j=1}^{32} C_a(M'_{ij})}$$

Après avoir effectué cette correction, nous avons comparé les répartitions de densité de flux expérimentales aux répartitions théoriques obtenues avec, puis sans défauts de réglage, formées par un même héliostat à un instant donné. Des exemples de ces comparaisons sont donnés sur les planches V-4 à V-6, qui correspondent respectivement aux héliostats 3,29 et 51. Ces résultats ne sont guère représentatifs, car le plus souvent on constate que les trois répartitions sont assez dissemblables; ainsi, le cas de l'héliostat 51 (planche V-6), extrait de la série des 11 héliostats que nous comptions tester au mois de juillet 1986, est le seul que nous avons pu retenir : cela n'est d'ailleurs pas étonnant puisque trois années et demie séparent les dates d'enregistrement des cartes de flux caractéristiques de ces héliostats de celle de notre campagne de mesure de leurs défauts de réglage (effectuée au mois de mars 1986). Or, nous ne nous attendions pas a priori à ce que ces défauts soient stables dans le temps : il est presque certain qu'en l'espace de trois ans et demi, des influences aussi diverses que l'action de la gravité, des vents, ou du poids de la neige accumulée sur les héliostats placés en position de survie, ont eu pour effet de déformer les structures porteuses des modules réflecteurs, et provoqué ainsi un réarrangement des distributions des normales aux modules. Cela ne prouve rien, sinon qu'on ne pourra vraisemblablement jamais se prononcer sur la validité des mesures réalisées sur ces 11 héliostats.

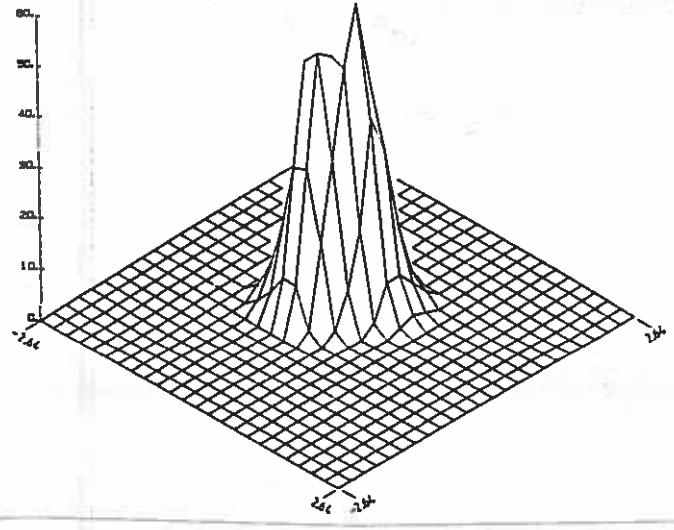
Les résultats obtenus pour les héliostats 3 et 29 sont présentés sur les planches V-4 et V-5, qui montrent des vues en relief



①



②



③

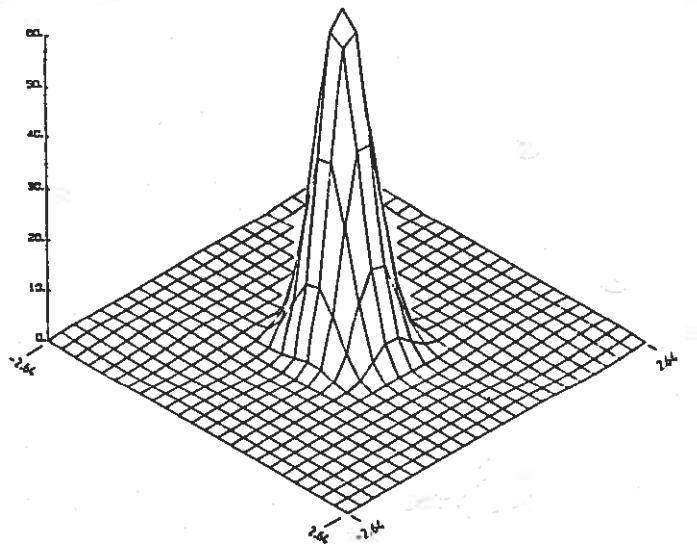
RÉPARTITIONS DE DENSITÉ DE FLUX:

① THÉORIQUE AVEC DÉFAUTS DE RÉGLAGE

② THÉORIQUE SANS DÉFAUTS DE RÉGLAGE

③ MESURÉE SUR LA CIBLE ACTIVE

Planche V-4 **Répartitions de densité de flux formées par l'héliostat 3 dans le plan de la cible active.**

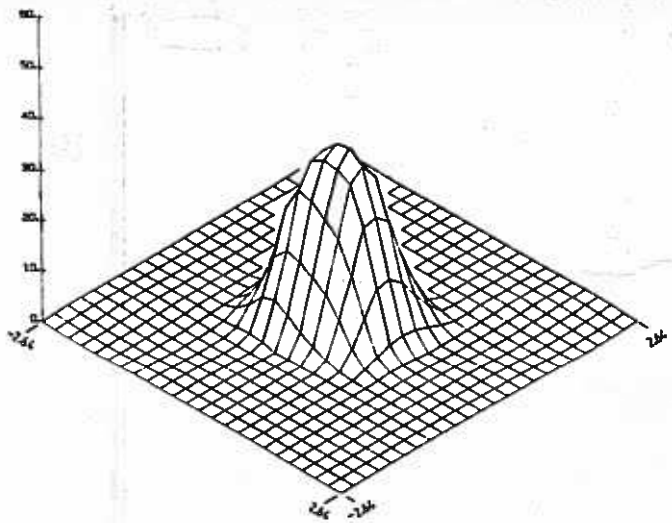


HELIOSTAT 29

LE 20/ 12/ 85 A 14: 4: 0

CMAX= 63.8721

①

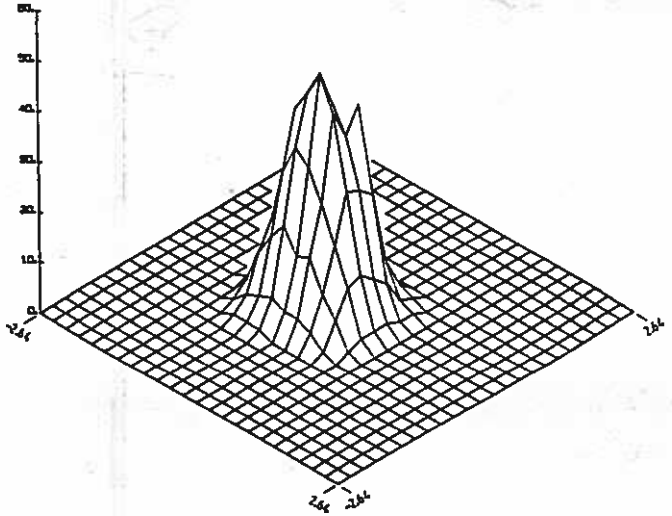


HELIOSTAT 29

LE 20/ 12/ 85 A 14: 4: 0

CMAX= 34.1103

②



HELIOSTAT 29

LE 20/ 12/ 85 A 14: 4: 0

CMAX= 48.5753

③

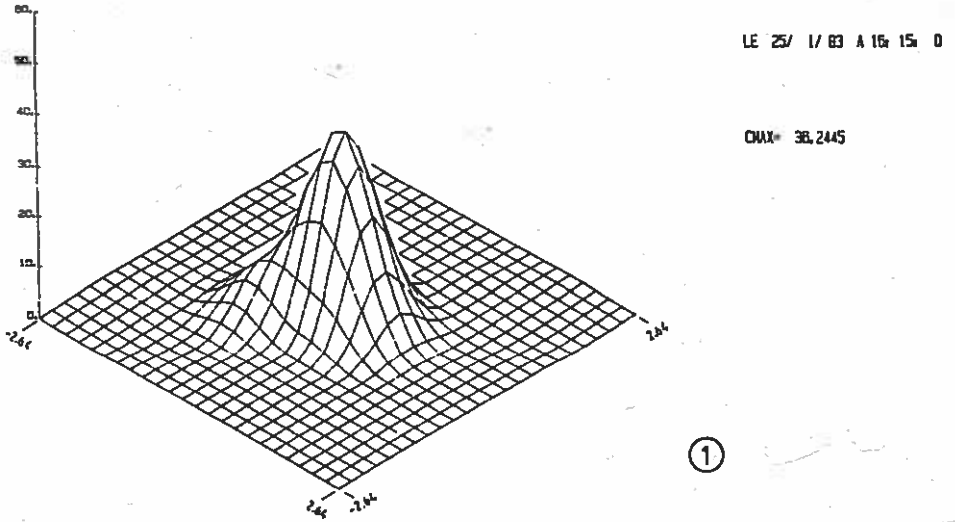
RÉPARTITIONS DE DENSITÉ DE FLUX:

① THÉORIQUE AVEC DÉFAUTS DE RÉGLAGE

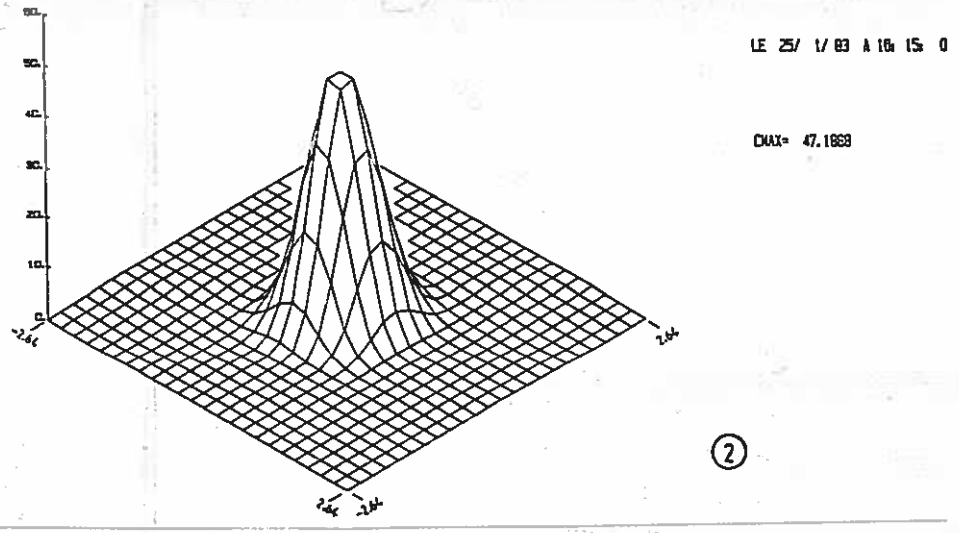
② THÉORIQUE SANS DÉFAUTS DE RÉGLAGE

③ MESURÉE SUR LA CIBLE ACTIVE

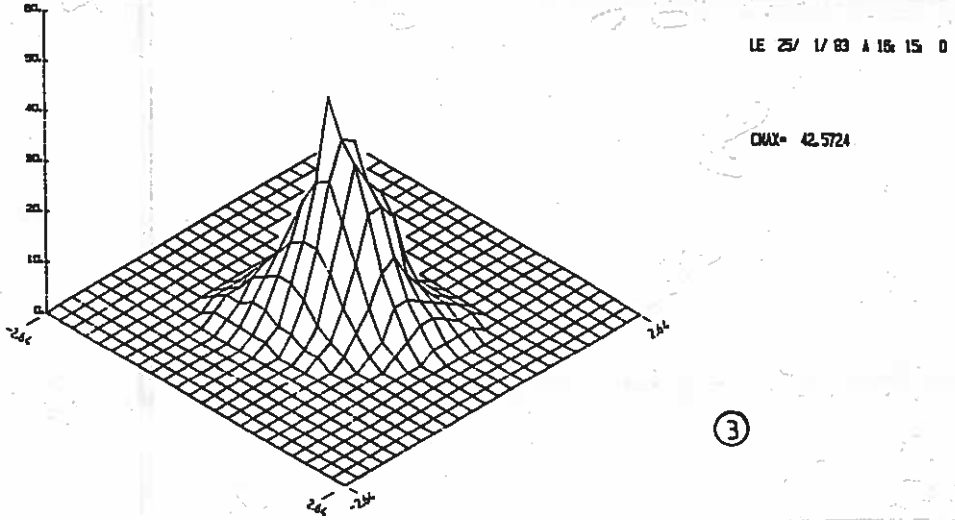
Planche V-5 **Répartitions de densité de flux formées par l'héliostat 29 dans le plan de la cible active.**



①



②



③

RÉPARTITIONS DE DENSITÉ DE FLUX:

① THÉORIQUE AVEC DÉFAUTS DE RÉGLAGE

② THÉORIQUE SANS DÉFAUTS DE RÉGLAGE

③ MESURÉE SUR LA CIBLE ACTIVE

Planche V-6 **Répartitions de densité de flux formées par l'héliostat 51 dans le plan de la cible active.**

de leurs répartitions de densité de flux expérimentales corrigées, puis calculées avec et sans erreurs de réglage; les répartitions sont formées sur la cible active, respectivement à 12h48 GMT et 13h04 GMT, durant les essais du 20 décembre 1985. Ces résultats confirment ce que nous avions supposé à l'examen des courbes montrant l'évolution de C_m, C_{mo} et C_a au cours du temps : l'héliostat 3 forme une répartition d'éclairement corrigée des effets d'ombre/blocage voisine de celle qui est prédite en tenant compte des défauts de réglage mesurés. Le facteur de concentration maximum corrigé vaut 60,3 ce qui est assez proche de la valeur théorique calculée (64). Le fait que cet héliostat ait pu être optimisé sur la cible passive trouve donc ici confirmation.

La répartition de densité de flux formée par l'héliostat 29, quant à elle, est plus proche de la répartition calculée en supposant que les défauts de réglage sont nuls, que de celle qui prend en compte les défauts mesurés. Toutefois, il apparaît là aussi que la tache image de l'héliostat est moins large, et présente un maximum plus accentué que celle que l'on obtiendrait si l'héliostat était parfaitement réglé, ce qui semble aller dans le sens d'une optimisation de ses performances au cours de l'après-midi; celle-ci reste cependant moins franche que nous ne l'avions prévue, en fonction des mesures d'erreurs de réglage relatives à cet héliostat.

Il apparaît également dans les deux cas que le maillage adopté, qui est celui de la cible active, est trop lâche et ne rend pas parfaitement compte des variations brutales du facteur de concentration observées au voisinage de son maximum. C'est là une cause d'imprécision inévitable, mais il nous faut à présent savoir s'il n'y en aurait pas d'autres, qui pourraient expliquer l'échec relatif de l'application de notre méthode d'estimation des défauts de réglage, puisqu'en fin de compte elle ne s'est révélée satisfaisante que sur deux héliostats parmi les six sélectionnés.

Bien sûr, il faut d'abord évoquer les conditions dans lesquelles s'est effectué l'essai du 20 décembre 1985, et qui ont été précisées plus haut; il est évident qu'une campagne de mesures portant sur un nombre limité d'héliostats ne devrait être entreprise que lorsque le reste du champ est mis en survie; mais il faut rappeler que cet essai avait pour but principal de définir les meilleures conditions de travail, et ceci en particulier pour la

cible active. En effet, la précision des mesures effectuées par cette dernière peut être incriminée à plusieurs titres : tout d'abord, la dernière calibration de la cible remontait au mois de décembre 1984, ce qui fait que 12 mois s'étaient effectivement écoulés jusqu'à la date de notre essai. Or les constructeurs de la cible recommandent de procéder à un étalonnage périodique au moins une fois par an. De fait, nous avons constaté que certaines cellules étaient complètement hors d'usage (apparition de points à concentration nulle en plein centre d'une tache image), et que de nombreuses autres étaient recouvertes de poussières ou de traces laissées par des coulées d'eau et de glace. Ces problèmes, qui devraient avoir pour conséquence de faire chuter les valeurs des facteurs de concentration mesurés, et donc du flux total réfléchi par l'héliostat, sont importants, mais nous avons également constaté que parfois (héliostat 116), le flux total enregistré par la cible était supérieur au flux total théorique, donné par la relation (V-25). Cela est évidemment inacceptable et pourrait être le signe d'effets thermiques mal maîtrisés. Enfin, on ne peut que s'étonner du choix de la position dite "de survie" de cet outil de mesure, qui n'est en réalité qu'un prototype, et qui a été soumis à des cycles thermiques très durs plusieurs années de suite : il n'est pas rare en effet de relever des températures nocturnes inférieures à -10°C au bas de la tour, et on peut penser que la construction d'un abri climatisé à toit ouvrant aurait été opportune.

Mais la cible active ne doit pas nous servir de bouc émissaire; il est évident que d'autres facteurs entrent en jeu, et le plus important de tous est sans doute le relief effectif de la surface réflectrice des modules. Nous avions déjà insisté dans le paragraphe 2.2 sur les effets de tôle ondulée et sur les défauts d'assemblage du module réflecteur, qui ont tous deux pour conséquences de modifier les contours de l'image du disque lunaire observée à travers le module, et de les éloigner du contour elliptique idéal. On sait que l'effet de tôle ondulée est caractéristique de la méthode de fabrication du verre float, et qu'il sera difficile de s'en affranchir. Par contre, les défauts d'assemblage du module sont liés à la conception mécanique de ce dernier, et plus précisément aux conditions dans lesquelles la courbure des miroirs élémentaires est obtenue; à ce sujet, nous avons déjà vu que la continuité de surface des sections cylindriques

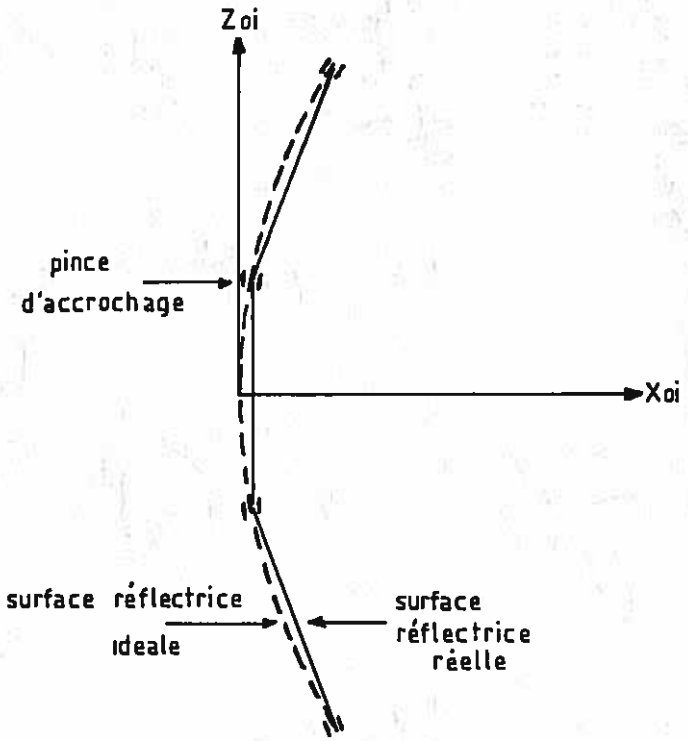


fig V-7 : Ruptures de pentes sur la surface réflectrice d'un miroir élémentaire .

constituées de deux miroirs élémentaires n'était pas systématiquement assurée (voir le paragraphe 2.2) Ces défauts d'assemblage ont a priori trois origines différentes (voir le paragraphe 4.1.2 du chapitre II), qui sont :

• Une erreur de manufacture ou un déplacement des joints en caoutchouc qui protègent la surface réflectrice au niveau des pinces d'accrochage.

• Une imprécision sur la hauteur de la partie inférieure de la pince d'accrochage.

• Une imprécision sur la hauteur des plots de focalisation, et éventuellement une erreur de gabarit; si tel était le cas, ce défaut d'assemblage pourrait être retrouvé sur toute une série de modules.

et ceci, sans envisager le pire, qui serait une déformation de l'ossature métallique des modules sous l'effet des contraintes

extérieures. Par ailleurs, nos clichés photographiques permettent de mettre l'accent sur deux détails significatifs.

Sur la planche V-2, qui représente un cliché de l'héliostat 18 accompagné de sa simulation, il apparaît nettement que les ellipses images du disque lunaire, visibles sur les modules de centre O_2, O_3, O_4, O_6 et O_7 (cf. fig.II-15), sont tronquées par des droites parallèles à l'axe OiYoi du module, et situées à la hauteur des pinces d'accrochage. Or, ce phénomène ne peut être restitué tel quel sur la simulation graphique du cliché : d'où l'idée qu'il existe peut-être, au niveau des plots de focalisation, une rupture de pente de la surface réflectrice parallèlement à l'axe OiZoi (fig.V-7). De plus, il est fréquent d'observer, à l'intérieur de zones brillantes, des auréoles noires qui correspondent exactement aux emplacements de ces plots, ce qui semble accréditer l'existence de ces ruptures de pente; si tel était le cas, il faudrait bien convenir que l'ensemble du système de mise en place des miroirs élémentaires est à revoir.

Sur la planche V-3, qui représente une vue de l'héliostat 3, il apparaît cette fois-ci que les ellipses images du disque lunaire, obtenues par simulation, sont très allongées, ce qui paraît normal pour un héliostat situé à faible distance de la tour. Mais il n'en est pas ainsi sur le cliché photographique, où les contours de l'image lunaire semblent élargis suivant l'axe horizontal de l'héliostat : cela peut s'interpréter par l'existence d'une concavité de la surface réflectrice parallèlement à cette direction, les miroirs élémentaires ayant pu se creuser lentement sous l'effet du poids de la neige, ou de leur propre poids. Dans ces conditions, les trois sections qui constituent le module ne peuvent plus être considérées comme cylindriques, et il est nécessaire d'introduire un rayon de courbure (ou une focale) fini suivant l'axe OiYoi.

Ainsi s'achève notre étude expérimentale des défauts de réglage qui affectent l'héliostat focalisant CETHEL III bis. Elle se résume finalement en un seul chiffre, qui est l'écart type des erreurs de réglage aléatoires mesurées sur l'héliostat 94, égal à 1,48 mrad (cf. tableau II), et qui ne nous donne qu'un ordre de grandeur des défauts de réglage. Par ailleurs, beaucoup de questions sont restées sans réponses, tant en ce qui concerne la cible active que l'état de surface réel des modules réflecteurs. Ce dernier facteur est à nos yeux décisif, et il sera nécessaire de se donner les moyens de l'évaluer quantitativement dans l'avenir : cela

suppose évidemment la détermination des focales effectives des modules suivant leurs deux axes principaux, ainsi que la définition de paramètres caractéristiques des défauts d'assemblage des modules et de leurs ruptures de pente. Mais une telle évaluation nécessite évidemment la connaissance des courbes iso-luminance intermédiaires, et il est clair maintenant que l'usage d'un simple appareil photographique, et le fait d'avoir choisi la lune comme source lumineuse, ne permettaient pas de remplir tous ces objectifs, pour lesquels un montage analogue au système américain HCS aurait été préférable. Quoi qu'il en soit, nous aurons du moins réussi à mettre en lumière le rôle important joué par les défauts de surface des modules réflecteurs de l'héliostat CETHEL III bis, ou, ce qui revient au même, par leurs réponses impulsionnelles effectives. Pour le reste, nos principales conclusions sont résumées dans le tableau II.

2.5) Conclusion. Optimisation d'héliostats focalisants

Ainsi qu'on l'a vu plus haut, les résultats de notre méthode d'estimation des défauts de réglage, appliquée aux modules réflecteurs de l'héliostat focalisant CETHEL III bis, n'ont pu être validés que sur deux héliostats parmi les six qui avaient été sélectionnés. Les causes de cet échec relatif viennent d'être analysées; nous ne reviendrons donc pas dessus, mais nous dirons qu'il est particulièrement regrettable que la première campagne de mesures systématiques sur la cible active, qui devait porter cette fois-ci sur 14 héliostats, n'ait pu se dérouler. Elle nous aurait permis d'acquérir un ensemble de données à la fois plus fiables et plus représentatives : l'idéal aurait été en effet d'aboutir à un ensemble de 5 ou 6 héliostats sur lesquels les mesures des défauts de réglage soient validées; la géométrie et les caractéristiques des trois points d'accrochage et de réglage en orientation des modules réflecteurs sur la structure arrière étant parfaitement connues, il était alors possible d'en déduire, pour chaque module, le nombre de tours de vis à donner sur ces trois points, de manière à annuler l'erreur mesurée. Ainsi, nous pouvions non seulement envisager d'arriver à un réglage parfait de l'héliostat sphérique, mais également à un éventuel réglage hors-axe. La suite de ce programme consistait donc à réaliser l'optimisation de quelques héliostats, pour des dates et heures choisies à notre convenance, puis à procéder

à de nouveaux essais sur la cible active, afin de confirmer que l'élimination des défauts de réglage des modules réflecteurs, ou l'optimisation des héliostats, pouvait être correctement effectuée. L'arrêt de l'expérience THEMIS ne nous a pas permis d'aller si loin, de sorte qu'à l'heure actuelle, et bien que certains aspects du fonctionnement du champ d'héliostats soient définitivement acquis (coefficients de réflexion, asservissements sur le soleil ou la lune, défauts de pointage, mouvements des héliostats et modes de gestion du champ), il est impossible de se prononcer sur ces deux derniers problèmes que sont les défauts de réglage des modules réflecteurs, et leurs défauts de surface. Ceux-ci sont pourtant la clé d'une éventuelle optimisation des performances énergétiques du champ, qui, même si elle n'apparaissait pas indispensable sur le site de THEMIS (où, en l'état des choses, les répartitions de densité de flux formées sur le récepteur solaire étaient jugées satisfaisantes), pourrait le devenir dans la perspective de l'expérimentation d'autres boucles thermodynamiques réclamant des performances supérieures.

Nous aurions pu joindre ici des courbes théoriques montrant, pour un héliostat CETHEL III bis, l'évolution des facteurs de concentration au cours du temps, en fonction du mode de réglage employé, et en particulier des date et heure d'optimisation adoptées dans le cas d'un réglage hors-axe. Nous avons jugé que cela était inutile parce que non vérifiable, les expérimentations sur le champ d'héliostats CETHEL III bis étant définitivement arrêtées. Mais on pourra se référer aux figures V-3 et V-5, qui prouvent que certains "défauts" de réglage peuvent sensiblement améliorer les répartitions d'éclairement formées par un héliostat focalisant pendant la plus grande partie d'une journée, sans trop les dégrader le reste du temps. Ainsi, si le problème des défauts de surface trouve un jour une solution, l'optimisation des performances du champ passera par une sélection des meilleures dates de réglage hors-axe correspondant à chaque héliostat. Le code de calcul des éclairements solaires que nous avons mis au point dans ce cas particulier (voir le paragraphe 5.2.5.2 du chapitre II) est donc un outil disponible pour quiconque souhaiterait se lancer dans cette étude, et définir une stratégie d'optimisation du champ d'héliostats de THEMIS.

Enfin, nous avons par deux fois évoqué l'"échec relatif" de notre campagne de mesure des défauts de réglage. On peut à

l'inverse considérer que le fait d'avoir obtenu deux séries de résultats corrects (correspondant aux héliostats 3 et 94) au moyen d'un simple appareil photographique est très positif, compte tenu de l'état de surface réel des modules réflecteurs; cela donne à penser que ces mêmes campagnes, réalisées avec le soleil et en disposant d'un matériel plus sophistiqué (voir le système américain HCS), auraient fourni une véritable moisson de résultats, tant en ce qui concerne les défauts de réglage que les défauts de surface des modules; dans la perspective où les investigations sur les centrales à tour seraient reprises, il conviendrait donc de s'orienter dans cette voie.

3) ETUDE DES DEFAUTS DE REGLAGE DES HELIOSTATS PLANS DU FOUR DE 1000 kW d'ODEILLO.

3.1) Méthode utilisée

Une étude sommaire des répartitions de densité de flux réfléchies par un héliostat plan a été réalisée au cours du chapitre précédent : dans ce cas il n'y a pas à proprement parler de concentration du rayonnement solaire, et c'est pourquoi nous préférons définir C(M') comme le facteur de réflexion apparent de l'héliostat au point M', noté $R_a(M')$. Cela dit, l'évaluation numérique de $R_a(M')$ s'effectue suivant les mêmes principes que celle de C(M') dans le cas des surfaces réflectrices concaves (héliostats focalisants et concentrateurs fixes), à partir de relations de base simplifiées. Mais les valeurs calculées de $R_a(M')$, qui tiennent compte des défauts de réglage des facettes réflectrices de l'héliostat, seront rarement supérieures à leur coefficient de réflexion nominal R, et ce sont des éclairements inférieurs ou égaux à la constante solaire E_o qu'on aura le plus souvent à mesurer.

Dans ces conditions, la méthode d'estimation des défauts de réglage est particulièrement facile à mettre en oeuvre : on installera simplement un appareil photographique en un point M'_o situé à l'intérieur de la nappe de flux réfléchie par un héliostat plan asservi sur le soleil, et on effectuera les clichés des répartitions de luminance apparentes sur la surface de l'héliostat (fig.V-8).

En pratique, l'axe du faisceau réfléchi par un héliostat plan asservi en boucle fermée est invariablement parallèle à l'axe

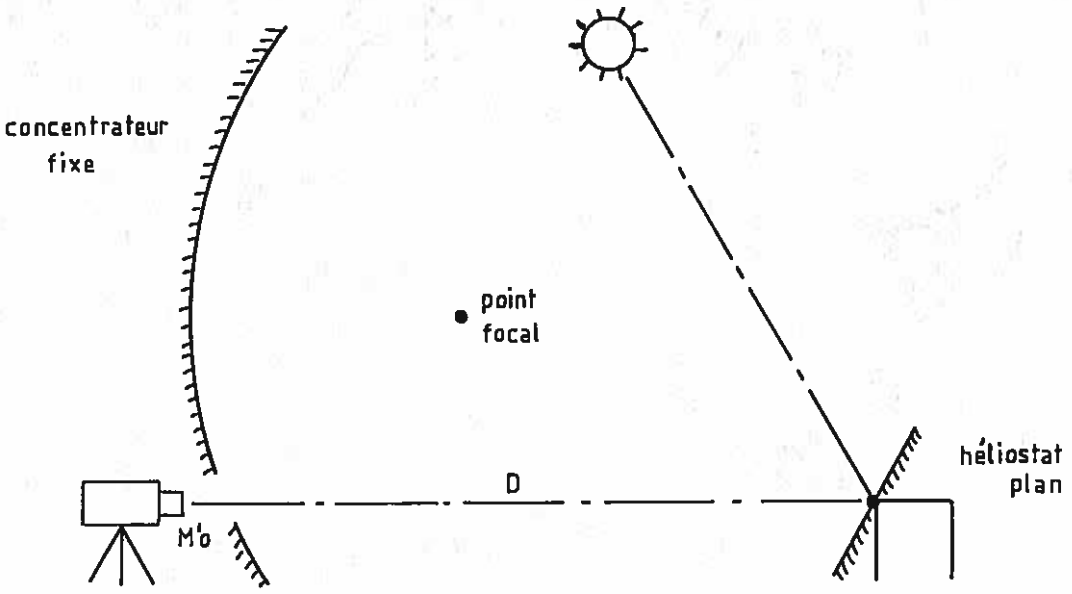


fig V-8 : Méthode d'estimation des défauts de réglage d'un héliostat plan - principe.

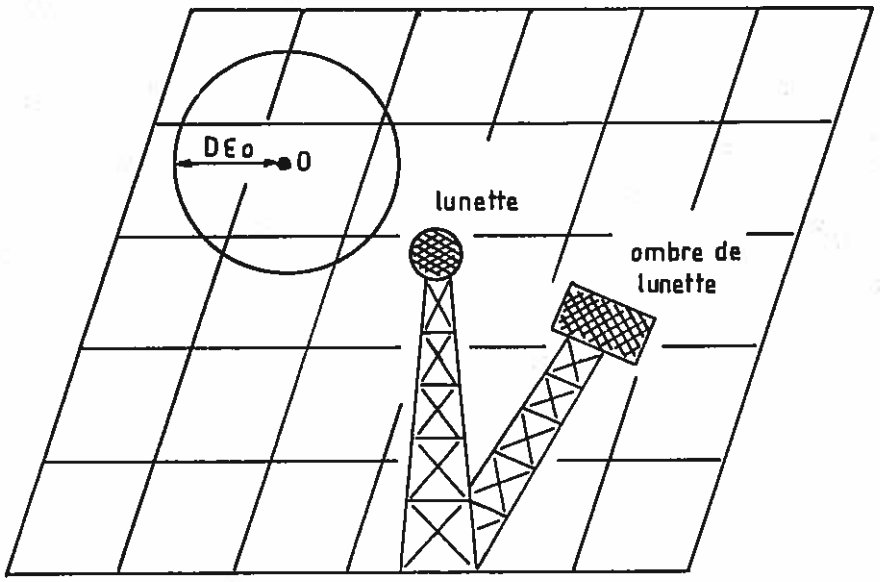


fig V-9 : Image d'un héliostat à partir d'un point d'observation M'_o.

du concentrateur (dont il faut au préalable avoir enlevé une facette réflectrice, à l'endroit où l'on souhaite installer l'appareil photographique), mais la distance d'observation D est imposée par la géométrie de l'installation : c'est celle qui sépare le point d'observation M'_o, situé à un certain étage du concentrateur, de l'héliostat implanté sur la terrasse correspondante (fig.II-18). Le problème est que cette distance ne peut être connue très précisément, d'une part parce que notre modélisation du concentrateur reste relativement approximative, et d'autre part parce qu'on s'efforcera d'éviter, autant que possible, que le centre énergétique des distributions de luminance observées soit confondu avec le centre de l'héliostat, seul point fixe de ce dernier : il faut en effet éliminer les masques tels que les lunettes de guidage ou leur ombre projetée sur la surface de l'héliostat (fig.V-9), qui auraient pour conséquence de fausser les résultats de notre code de simulation (la modélisation de ces effets d'ombre/blocage étant par ailleurs trop complexe). Ceci montre que le choix d'une bonne position pour M'_o, et le calcul de la distance D qui en dépend, n'est pas aussi évident qu'il y paraît de prime abord, d'autant que nous désirons également que M'_o soit situé dans le cône à énergie constante de l'héliostat [78]; cela revient à dire qu'on pourrait, de M'_o, observer la totalité du disque solaire à travers la surface de l'héliostat, sans qu'il apparaisse tronqué par un ou plusieurs côtés de ce dernier (fig.V-9) : on reste ainsi dans un domaine où les distributions d'erreurs de réglage des facettes réflectrices ne devraient pas modifier l'espérance mathématique des facteurs de réflexion apparents $R_a(M')$ qui, comme on l'a vu au chapitre précédent, est alors égale à R. En résumé, pour qu'un point d'observation M'_o situé derrière une des facettes du concentrateur soit sélectionné, il faut :

1) s'assurer que la lunette de guidage de l'héliostat ne masque pas les répartitions de luminance observées.

2) s'assurer que l'ombre de la lunette de guidage projetée sur l'héliostat n'empiète pas sur ces distributions de luminance. En pratique, on se restreindra à choisir le point M'_o sur la moitié est de l'héliostat le matin, et sur sa moitié ouest l'après-midi.

3) s'assurer qu'aucun héliostat voisin ou situé sur la terrasse inférieure ne fait blocage sur les répartitions de luminance réfléchies.

4) et enfin, s'assurer que le point O est suffisamment

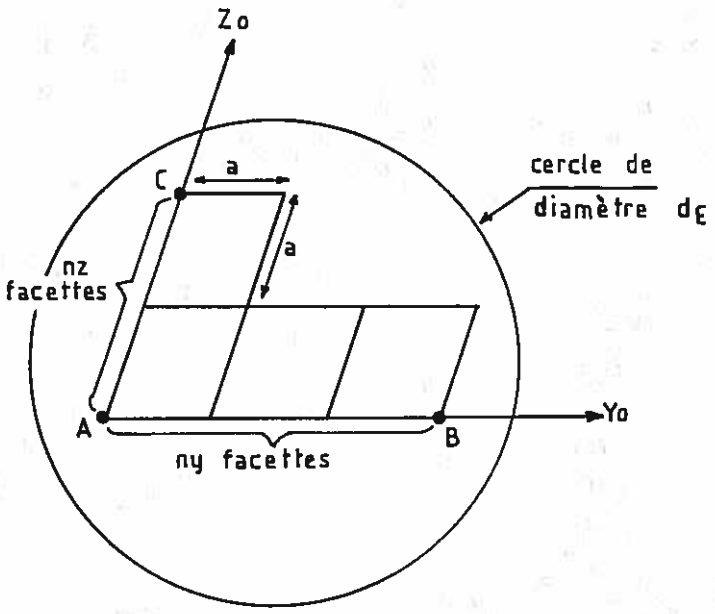


fig V-10 : Evaluation de la distance D séparant l'héliostat du point d'observation M'_O.

éloigné des contours de l'héliostat pour qu'un cercle de rayon $D\epsilon_O$ centré en O ne déborde pas de ces contours (fig.V-9).

Le calcul de D s'effectue à partir de paramètres mesurés directement sur les clichés obtenus : à chaque cliché représentant l'image du disque solaire réfléchie par un héliostat plan, on associera en effet un cliché du soleil direct pris quelques minutes après le premier, dont on aura pris soin de noter les date et heure (on utilisera évidemment les mêmes focales et les mêmes rapports d'agrandissement lors du tirage sur papier). Alors, en considérant trois points A, B et C situés aux coins de certaines facettes réflectrices, et en mesurant directement les distances |AB| et |AC|, exprimées en millimètres, et correspondant respectivement aux longueurs de n_y et n_z facettes mises bout à bout suivant les axes AYo et AZo de l'héliostat (fig.V-10), puis en mesurant d_ϵ, diamètre du disque solaire exprimé en millimètres sur le deuxième cliché, on obtient une valeur approchée de la distance D en écrivant que les rapports des angles apparents des segments AB et AC au diamètre angulaire du soleil sont respectivement égaux à :

$$\frac{|AB|}{d_\epsilon} \text{ et } \frac{|AC|}{d_\epsilon}$$

Or, ces angles se déduisent facilement des relations (III-38), qui donnent les coordonnées apparentes (V_A,W_A), (V_B,W_B) et (V_C,W_C) des points A, B et C, en fonction de leurs coordonnées exprimées dans un repère lié à l'héliostat. On trouve alors que l'angle apparent α_{AB} du segment AB est égal à :

$$\alpha_{AB} = \frac{\sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}\; n_y(a+i_y)}{D}$$

et que, de même, l'angle apparent α_{AC} du segment AC vaut :

$$\alpha_{AC} = \frac{\sqrt{C_{23}^2+C_{33}^2}\; n_z(a+i_z)}{D}$$

où a est le côté d'une facette réflectrice (a=50 cm), et i_y et i_z sont respectivement les interstices entre les facettes, parallèlement aux axes AYo et AZo, pour lesquels nous avons adopté $i_y = i_z = 8$ mm. Sachant alors que :

$$\frac{\alpha_{AB}}{2\epsilon_o} = \frac{|AB|}{d_\epsilon} \quad \text{et} \quad \frac{\alpha_{AC}}{2\epsilon_o} = \frac{|AC|}{d_\epsilon}$$

on arrive à deux expressions différentes de D, qui généralement donneront deux valeurs numériques très voisines :

$$D_y = \frac{\sqrt{C_{22}^2+C_{32}^2}\; n_y(a+i_y)d_\epsilon}{2\epsilon_o|AB|} \qquad (V-3)$$

$$D_z = \frac{\sqrt{C_{23}^2+C_{33}^2}\; n_z(a+i_z)d_\epsilon}{2\epsilon_o|AC|} \qquad (V-4)$$

et on choisit finalement :

$$D = \frac{D_y + D_z}{2} \qquad (V-5)$$

qui nous donne une estimation de D à ± 2 %. On rappelle que les coefficients (C_{ij}) de la matrice $P_{1\ Rinst-Ro}$ sont calculés à partir des composantes du vecteur soleil $\vec{S_o}$ dans Rinst, qui se déduisent des date et heure auxquelles le cliché a été pris (voir le paragraphe 5.3 du deuxième chapitre).

Une fois que la distance D est déterminée, il reste encore à préciser la position exacte du point O par rapport à un point fixe de la surface de l'héliostat, qui peut être par exemple le point A; cela s'effectue de manière graphique, par recentrage du cercle de diamètre d_ϵ sur le centre énergétique des distributions de luminance observées sur le premier cliché. Les coordonnées obliques de $\vec{AO}$ mesurées sur le cliché sont ensuite introduites dans le code de

simulation des répartitions de luminance, et converties en coordonnées héliostat par les facteurs multiplicatifs

$$\frac{2D\epsilon_o}{d_\epsilon \sqrt{c_{22}^2 + c_{32}^2}} \quad \text{et} \quad \frac{2D\epsilon_o}{d_\epsilon \sqrt{c_{23}^2 + c_{33}^2}}$$

L'appareil photographique que nous avons utilisé est le même que celui qui a servi lors des campagnes de tir sur la lune effectuées à THEMIS, et était donc équipé d'un objectif de 600 mm ouvert à 4,5, auquel avait été adjoint un filtre atténuateur Kodak 03. Les résolutions spatiale et angulaire qu'on peut en attendre seront là aussi évaluées dans le paragraphe 4.4.1. Les expérimentations n'ont été réalisées que par jours de grand beau temps, avec des éclairements solaires directs supérieurs à 800 W/m^2, afin de garantir une loi de luminance solaire L(ϵ) aussi proche que possible de la loi de José, adoptée dans notre code de simulation.

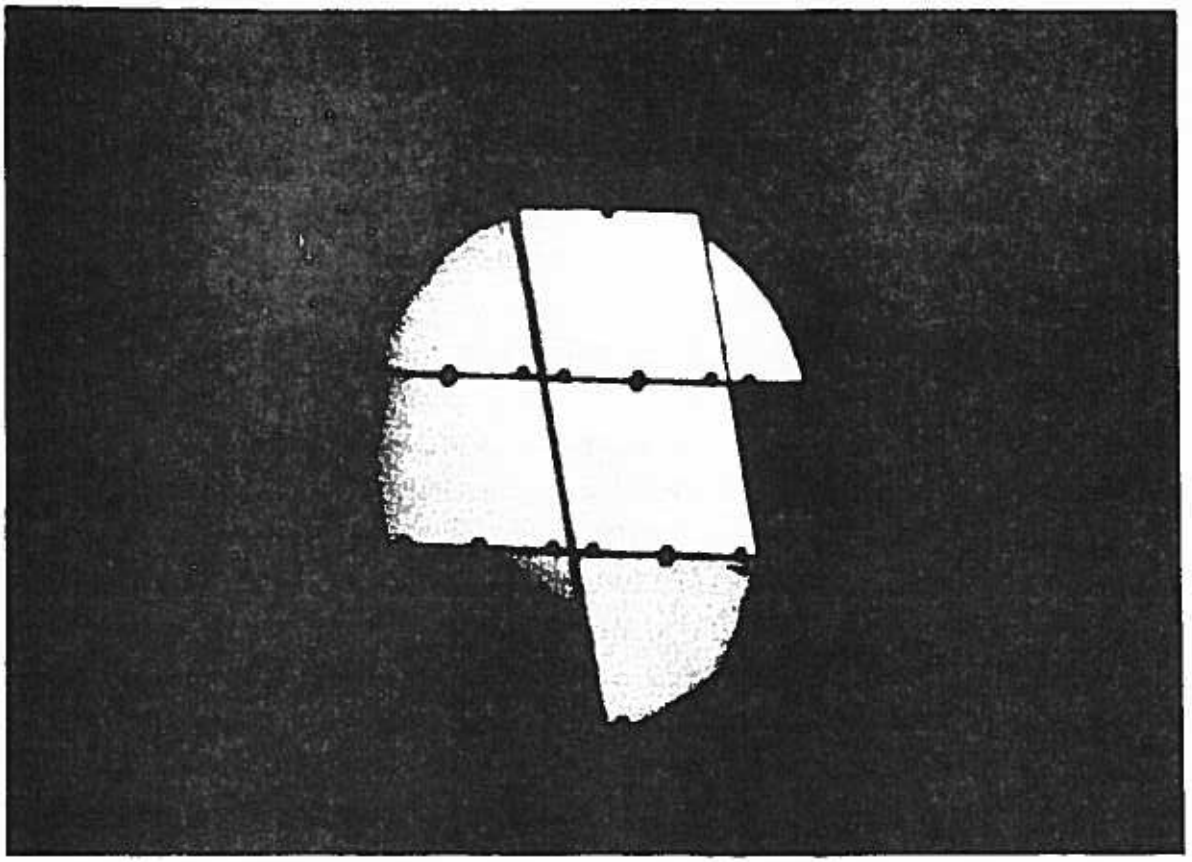
3.2) Exploitation des clichés

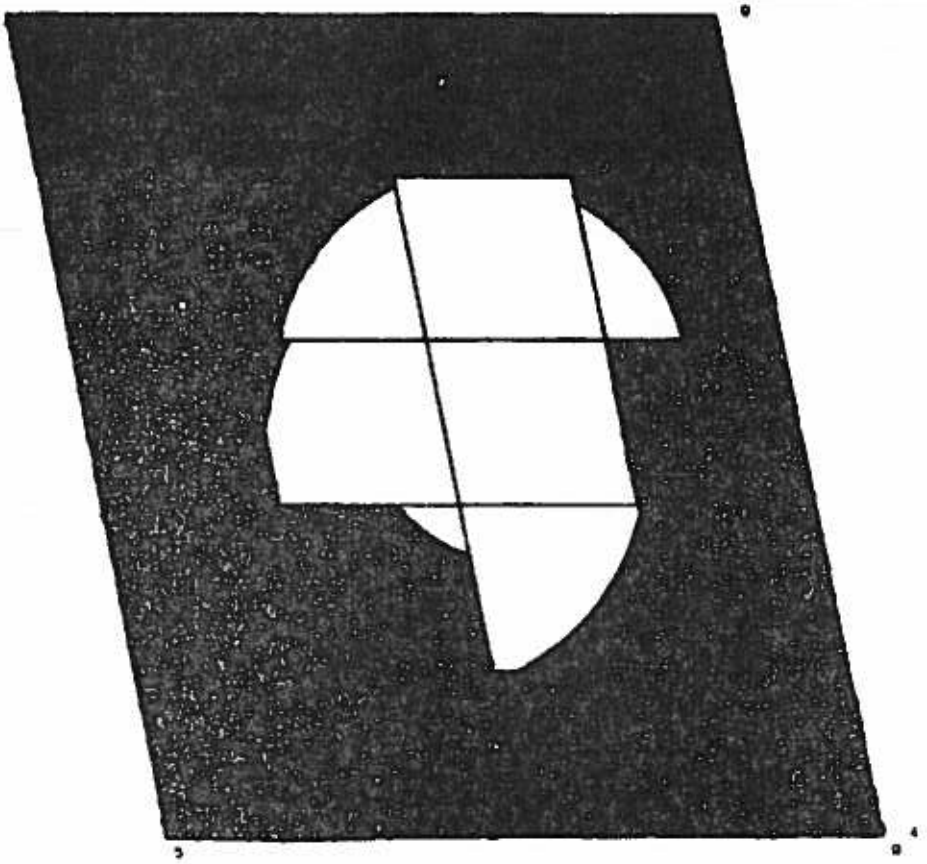
Le principe de la méthode d'estimation des défauts de réglage des facettes réflectrices d'un héliostat plan a été exposé en détail dans le paragraphe 5.2.3 du chapitre III. On sait que les contours apparents de l'image du disque solaire observée à travers les facettes réflectrices de l'héliostat sont des cercles de rayon égal au rayon angulaire ϵ_o du disque solaire, multiplié par D, à condition que les facettes soient parfaitement planes. Si tel est le cas, les défauts de réglage ont pour seul effet de décaler ces cercles par rapport au cercle de même diamètre centré en O (fig. III-10), et leurs valeurs en azimut et en hauteur a_r et h_r, pour une facette donnée, se déduisent des coordonnées V_c et W_c du centre du disque de diamètre d_ϵ qui se confondrait avec l'arc de cercle observé sur la surface de la facette considérée, V_c et W_c étant mesurées directement sur le cliché représentant la distribution de luminance réfléchie par l'héliostat. Par ailleurs, il faut rappeler que les valeurs de a_r et h_r obtenues par cette méthode sont brutes, et en particulier qu'elles n'ont pas été moyennées à 0. Une fois déterminées, elles sont introduites dans le code de simulation graphique qui a été décrit au chapitre II : on peut alors vérifier si l'accord entre les distributions de luminance expérimentales et simulées est satisfaisant, et, suivant le cas, entériner ou reprendre le dépouillement du cliché.

Le principal inconvénient de cette méthode est un de ceux qui avaient déjà été mis en évidence pour la méthode de tir sur la lune : elle ne permet pas de traiter les facettes qui apparaissent brillantes sur toute leur surface, ainsi que celles qui apparaissent entièrement obscures, alors qu'une partie au moins de leur surface devrait être éclairée. Dans le premier cas, il s'agit d'une limitation propre à l'appareil photographique : il devient impossible de donner une valeur sûre aux défauts de réglage qui affectent la facette, et il en résulte une imprécision dans le calcul du facteur de réflexion apparent $R_a(M')$; seule une analyse densitométrique des répartitions de luminance réfléchies permet alors de résoudre ce problème qui, nous l'avons constaté, devient prédominant sur les quatre terrasses d'héliostats supérieures; dans le deuxième cas, la solution consiste à introduire un déréglage fictif sur la facette considérée, ayant pour effet de décaler la zone éclairée dans un sens voulu, afin de la faire disparaître totalement de la surface de la facette. Les valeurs de ces défauts de réglage doivent être éliminées dans la perspective d'une analyse statistique, mais permettent de simuler correctement le facteur de réflexion apparent de l'héliostat.

Nous avons déjà montré sur la planche III-1 (voir chapitre III) un cliché représentant la loi de luminance solaire, telle qu'elle apparaît à travers un héliostat plan d'un point du concentrateur, ainsi que sa simulation effectuée en tenant compte des défauts de réglage mesurés à partir du cliché. Nous reproduisons ici deux autres planches du même type (planches V-7 et V-8), extraites de la série des quinze qui ont été réalisées [81], et dont les principales caractéristiques sont résumées dans le tableau III. Ces quinze clichés nous ont livré au total 108 mesures de a_r et h_r, à partir desquelles une étude statistique des défauts de réglage des héliostats plans du four de 1000 kW d'Odeillo a pu être menée; ces défauts sont vraisemblablement caractéristiques de la méthode de réglage d'origine, qui est la méthode classique dite du théodolite, et les lois de répartition d'erreurs que nous allons donner sont donc utilisables dans tout code de calcul prévisionnel des performances énergétiques d'une installation à simple ou double réflexion où l'on projetterait d'implanter des héliostats de ce type, et réglés suivant cette méthode.

Les résultats de l'analyse statistique des défauts de ré-





HELIOSTAT 10

LE 8/ 8/ 88 A 11: 55:

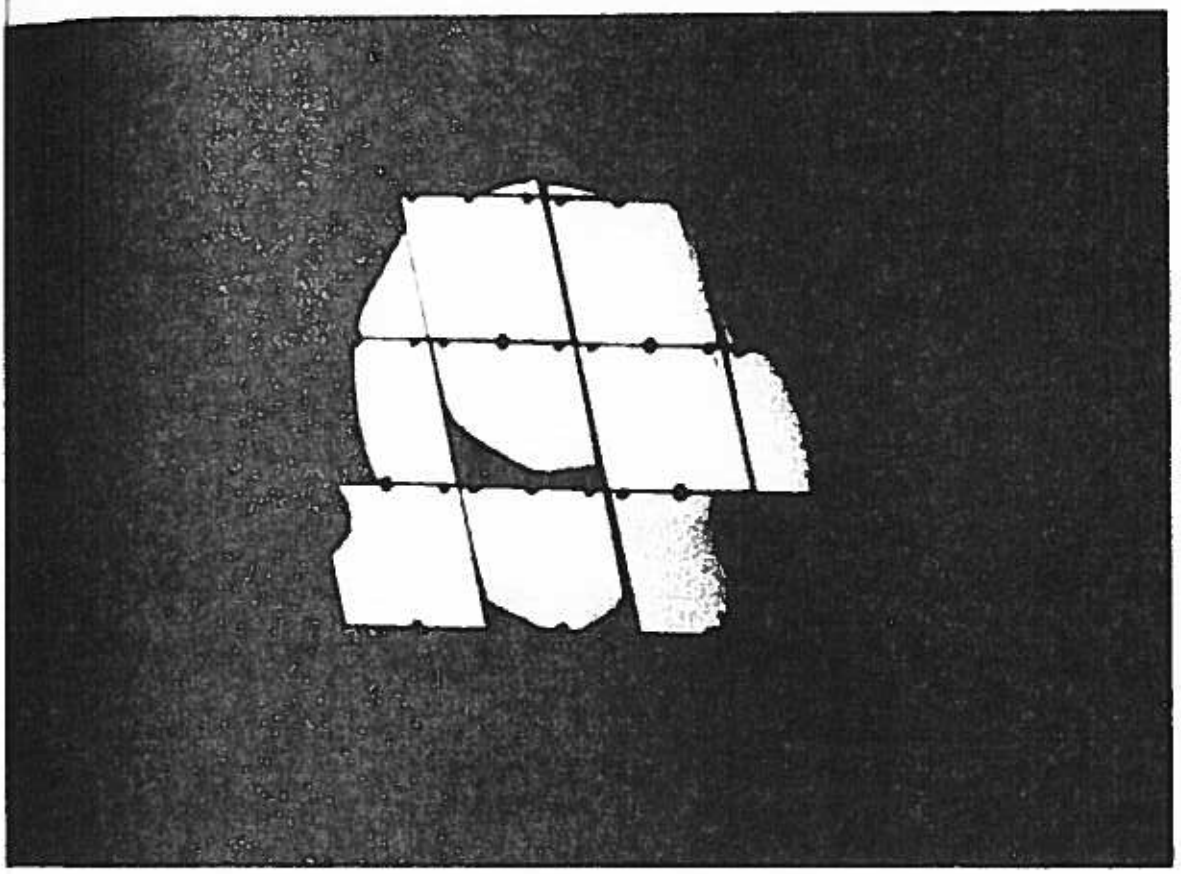
COORDONNEES DU CENTRE

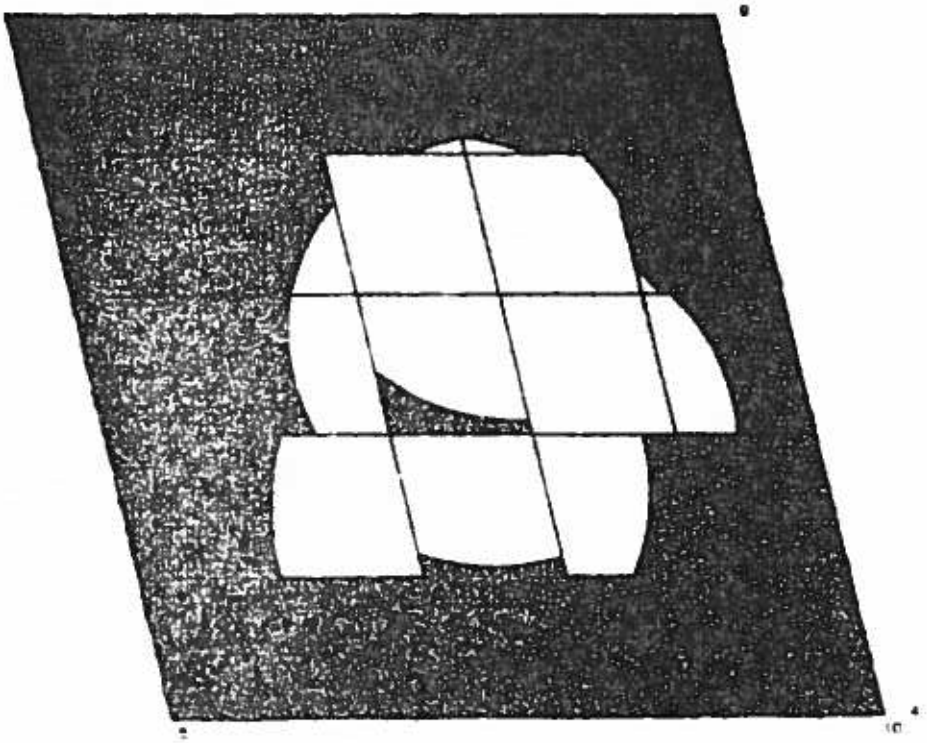
YC= 1.125 M
ZC= 1.388 M

ECLAIREMENT AU POINT M'
E= 659.329W/M2

FACTEUR DE REFLEXION
R= 0.6593

Planche V-7 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat plan nº 10.





HELIOSTAT 18

LE 6/ 8/ 86 A 11h 10m

COORDONNEES DU CENTRE

YC= 1.393 M
ZC= 1.248 M

ECLAIREMENT AU POINT M'
E= 679.037W/M2

FACTEUR DE REFLEXION
R= 0.5790

Planche V-8 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat plan n° 18.

glage sont résumés dans le tableau IV. Nous avons d'abord fait l'hypothèse que a_r et h_r suivent des lois normales indépendantes $pa(a_r)$ et $ph(h_r)$.

On trouve alors des valeurs de $m_a = 0,059$ mrad et $m_h = -0,011$ mrad pour les moyennes arithmétiques de $pa(a_r)$ et $ph(h_r)$, et $\sigma_a = 0,377$ mrad et $\sigma_h = 0,563$ mrad pour leurs écarts types respectifs. Le test de χ^2 au seuil de probabilité 5 % n'ayant pas infirmé ces hypothèses, nous pouvons donc considérer que $pa(a_r)$ et $ph(h_r)$ sont effectivement des lois normales; Par ailleurs, nous avons vérifié que les valeurs de m_a, m_h, σ_a et σ_h qui sont indiquées dans les deux dernières rangées du tableau IV tombent dans l'intervalle de confiance à 95 % de $\overline{x}$ et s. Ceci nous a finalement amenés à choisir :

$$m_a = m_h = 0 \text{ mrad}$$

et

$$\sigma_a = 0,4 \text{ mrad}$$

$$\sigma_h = 0,6 \text{ mrad}$$

Alors, l'expression des lois de densité de probabilité des défauts de réglagle a_r et h_r en azimut et en hauteur caractéristiques des héliostats plans du four solaire de 1000 kW d'Odeillo, et de la méthode du théodolite, s'écrivent respectivement

$$pa(a_r) = 0,997\ e^{-3,125\ a_r^2}$$

$$ph(h_r) = 0,665\ e^{-1,389\ h_r^2} \qquad \text{(V-6)}$$

où a_r et h_r sont exprimés en milliradians.

Ces résultats sont susceptibles d'être introduits dans tout code de calcul portant sur des héliostats plans. Ils montrent en particulier que la précision effective des réglages effectués par la méthode du théodolite, qui est évidemment moins bonne que la précision idéale de la méthode (0,05 mrad), est de l'ordre du dixième du rayon angulaire apparent du disque solaire; c'est donc une très bonne précision, meilleure que celle qu'on peut attendre de la méthode des niveaux à bulle utilisée pour le réglage des héliostats focalisants CETHEL III bis. On peut d'ailleurs penser que ceux-ci auraient gagné à être réglés suivant une méthode inspirée de celle du théodolite : si l'on excepte l'important temps d'exécution qu'elle nécessite, cette dernière semble présenter tous les avantages.

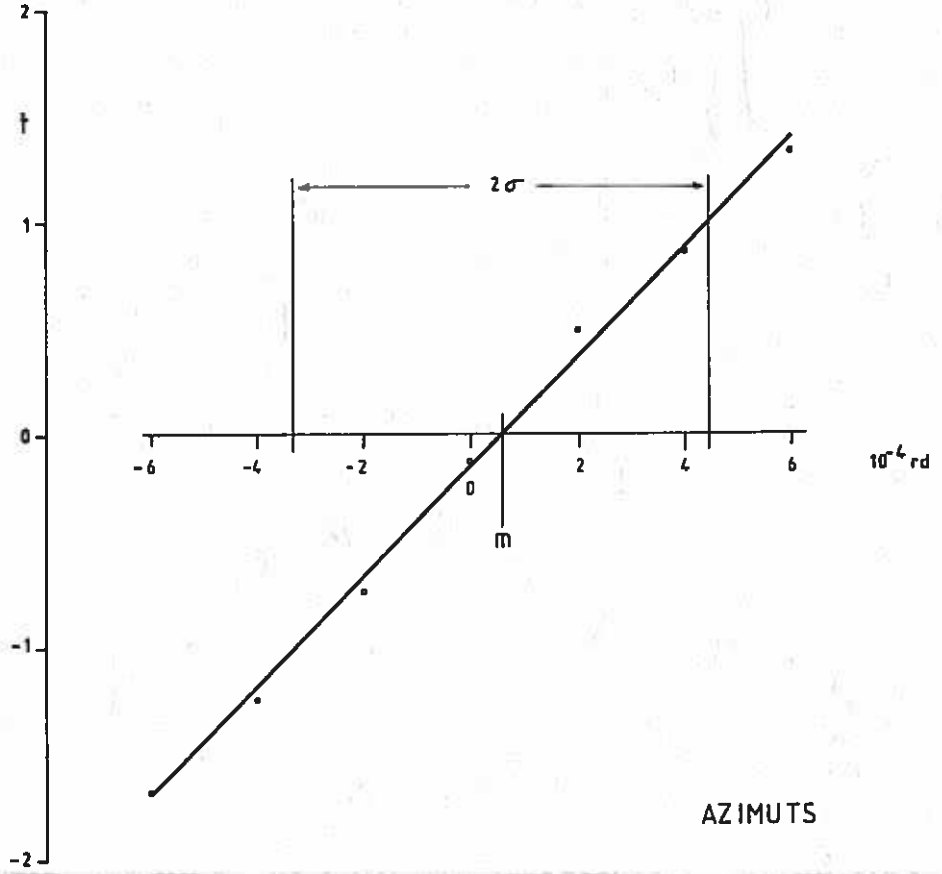
Afin de valider nos mesures des défauts de réglage, et dans

Héliostat	Date et heure locale	D m	Nombre de mesures	Rt	Rm
17	9/9/85 à 14 h 21	151,4	4	0,733	0,695
17	9/9/85 à 16 h 37	151,4	9	0,744	0,685
6	10/9/85 à 14 h 01	119,8	5	0,739	0,667
15	10/9/85 à 13 h 44	147,3	7	0,893	0,765
7	10/9/85 à 10 h 41	119,7	6	0,799	0,682
10	6/8/86 à 11 h 55	125,4	5	0,659	0,576
16	11/8/86 à 10 h 15	124,7	4	0,630	0,560
11	6/8/86 à 16 h 45	126,0	5	0,609	0,639
9	6/8/86 à 16 h	118,3	8	0,611	0,657
13	6/8/86 à 15 h 35	139,4	6	0,786	0,838
18	6/8/86 à 11 h 10	154,0	11	0,679	0,590
19	5/8/86 à 14 h 45	154,5	10	0,676	0,616
21	12/8/86 à 14 h 38	166,0	8	0,700	0,626
24	6/8/86 à 10 h 05	171,3	7	0,759	0,716
32	11/8/86 à 11 h	198,9	13	0,675	0,613

Tableau III Mesures des facteurs de réflexion apparents des héliostats plans

	AZIMUT (10^{-4}rad)	HAUTEUR (10^{-4}rad)
DROITE DE HENRY (fig.V-11)		
moyenne m	0,60	- 0,12
écart type σ	3,88	5,25
r^2	0,996	0,986
AJUSTEMENT ANALYTIQUE (fig.V-12)		
moyenne x	0,59	- 0,11
écart type S	3,77	5,63
χ^2	5,082	12,14
valeur de χ^2 ayant une probabilité 5% d'être dépassée	12,592	14,07
valeur proposée pour la moyenne m	0	0
valeur proposoée pour l'écart type σ	4	6

Tableau IV



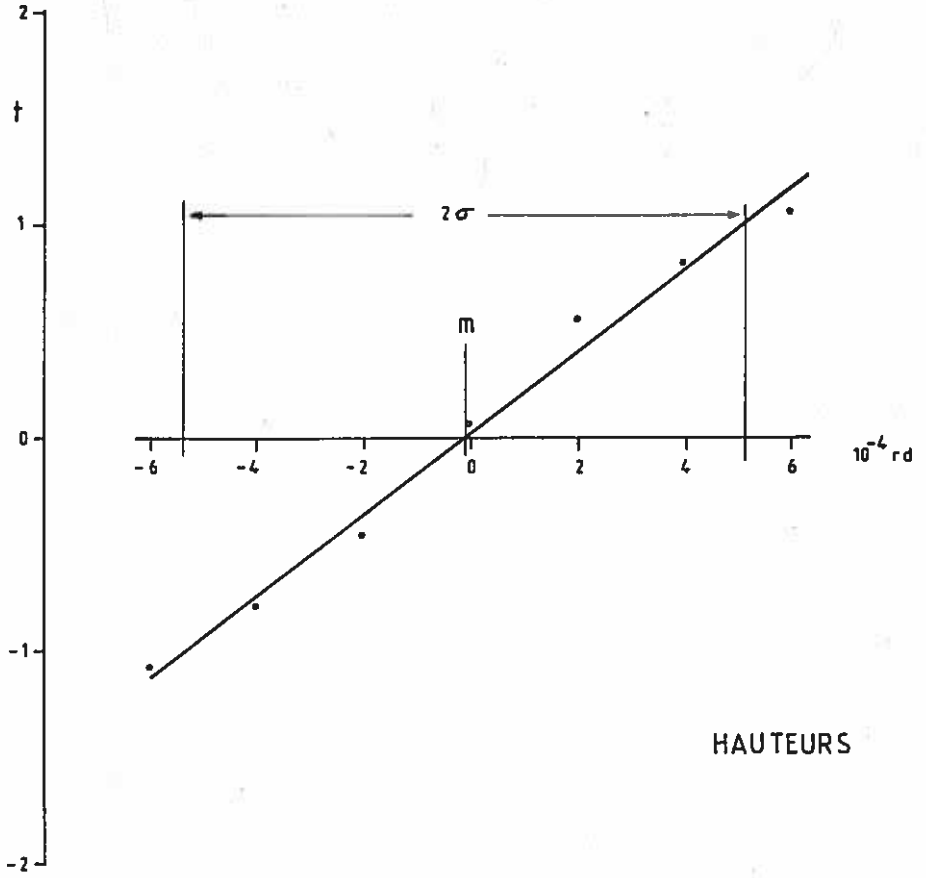
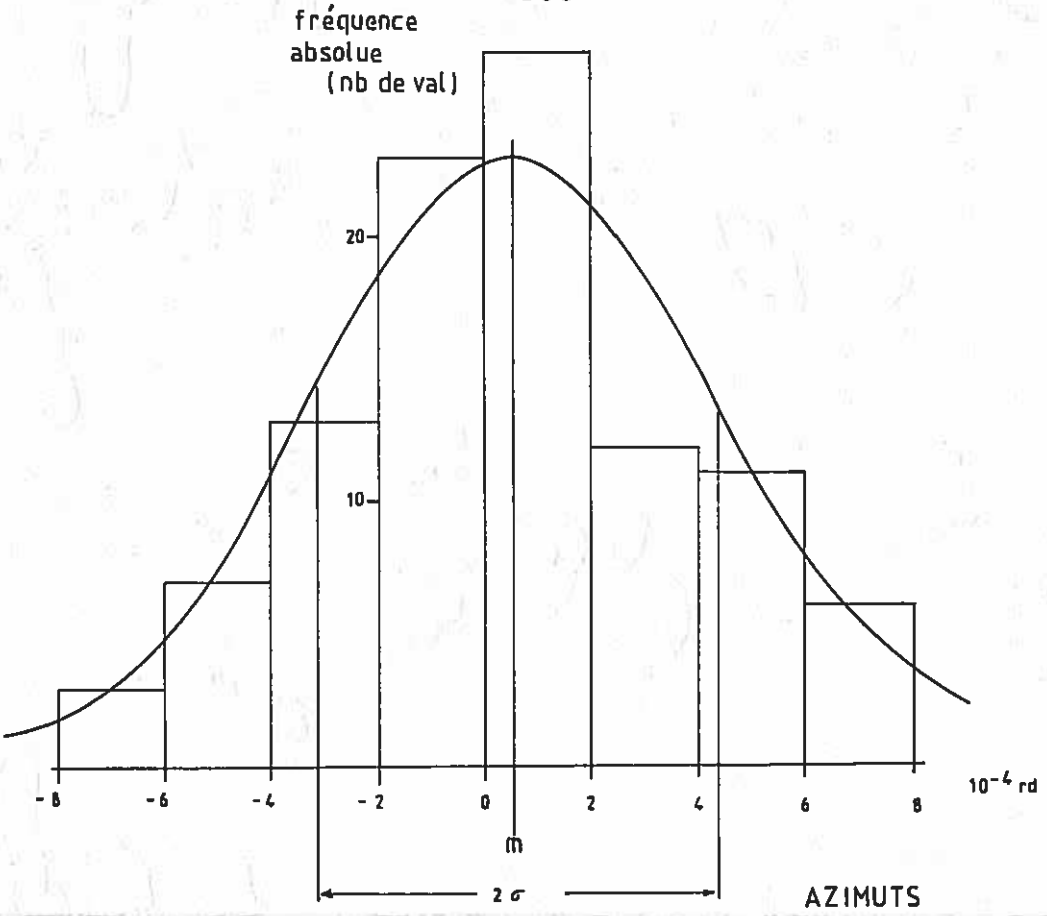


fig V-11 : Etude statistique des lois d'erreur sur a_r et h_r. Droites de Henry .



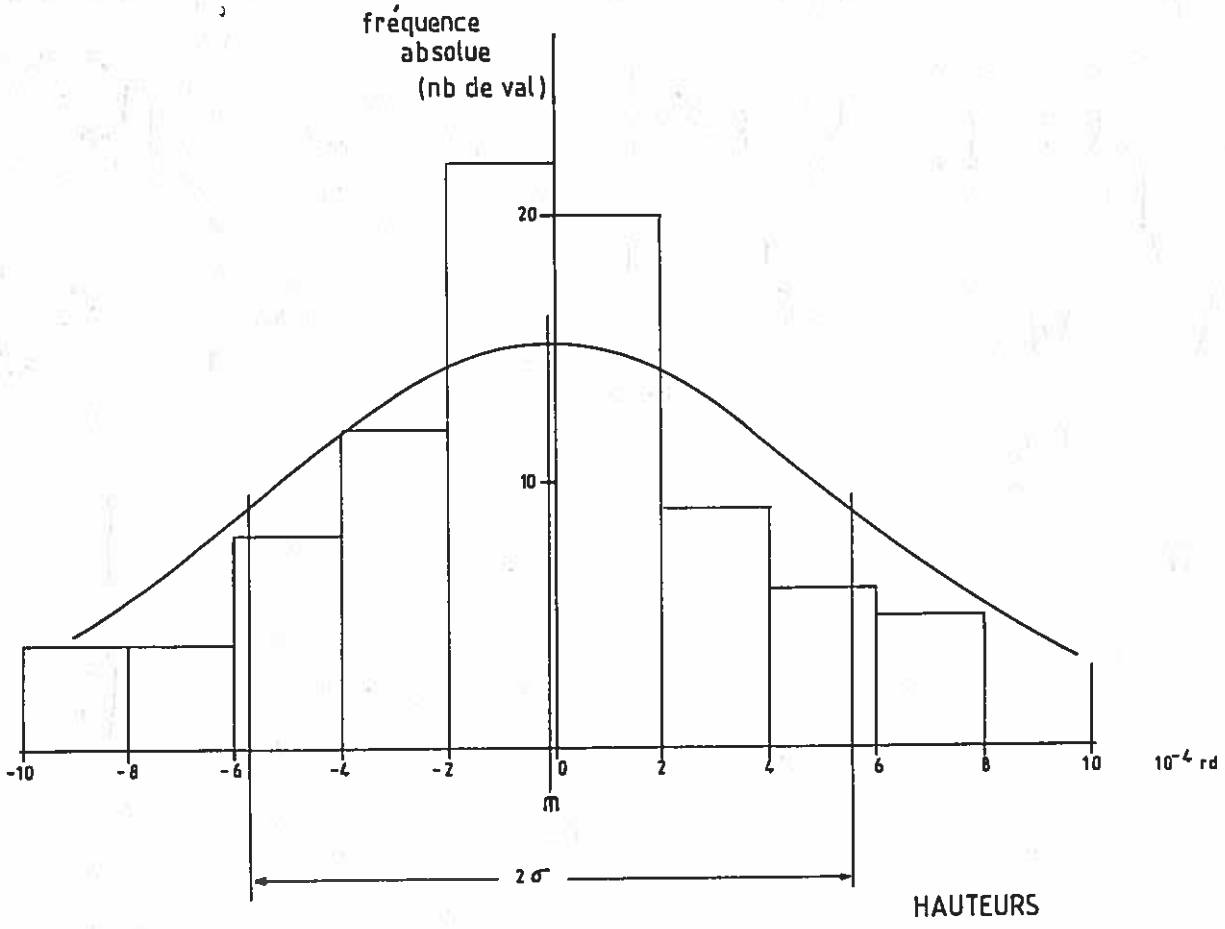


fig V-12 : Etude statistique des lois d'erreurs sur a_r et h_r. Ajustement analytique.

le but d'analyser de plus près le comportement énergétique des héliostats plans et de vérifier s'il est bien conforme à nos prévisions (voir les paragraphes 2.5 et 4.2 du chapitre IV), il nous a paru intéressant de mesurer les facteurs de réflexion apparents $R_a(M'_o)$ des héliostats aux points M'_o d'où avaient été pris les clichés, et de voir si l'on retrouve effectivement les valeurs théoriques prévues par notre code de calcul en fonction des erreurs de réglage. Cette étude fait l'objet des deux paragraphes suivants.

3.3) Mesure des facteurs de réflexion apparents d'un héliostat plan

Ces mesures ont été effectuées à l'aide d'un pyrhéliomètre de Linke et Feussner (modèle CM1 fabriqué par les établissements Kipp & Zonen,Pays-Bas) équipé d'une double thermopile de Moll à 20 soudures manganine-constantan. Ces détecteurs thermiques sont placés au fond d'un tube constitué d'une pile d'anneaux épais de cuivre massif dans lesquels ont été taillés des diaphragmes, et dont le profil a été étudié de manière à ralentir la circulation de l'air à l'intérieur de l'instrument (fig.V-13). Les deux thermopiles, dont l'une, tournée vers l'ouverture, reçoit le rayonnement solaire, et l'autre, tournée vers le fond du tube, est en équilibre radiatif avec le corps de l'instrument, sont branchées en opposition. La sensibilité de ce dispositif est assez faible, de l'ordre de 16 $\mu V/W/m^2$, et il faut donc disposer d'un voltmètre capable de détecter le centième de millivolt. De plus, le temps de réponse de l'appareil est assez élevé (environ 10 secondes), mais l'avantage essentiel du détecteur thermique est sa non-sélectivité; ce sont bien des facteurs de réflexion solaires que nous allons pouvoir mesurer.

En pratique, comme il n'était pas possible de procéder simultanément à l'enregistrement des distributions de luminance réfléchies par l'héliostat et à la mesure de $R_a(M'_o)$, nous avons le plus souvent effectué cette dernière avec 24 heures de décalage, pour une position du soleil dans le ciel très proche (à ± 0,5 degré près) de celle qu'il occupait la veille, à l'instant précis où le cliché avait été pris. Cela impose d'avoir deux journées de grand beau temps consécutives, ce qui ne fut pas rare au cours des mois de septembre 1985 et d'août 1986, durant lesquels deux campagnes de mesures furent réalisées. Les orientations de l'héliostat restant donc très voisines l'une de l'autre, l'existence d'une journée de décalage ne peut avoir qu'une influence négligeable sur la précision finale de la mesure. Celle-ci

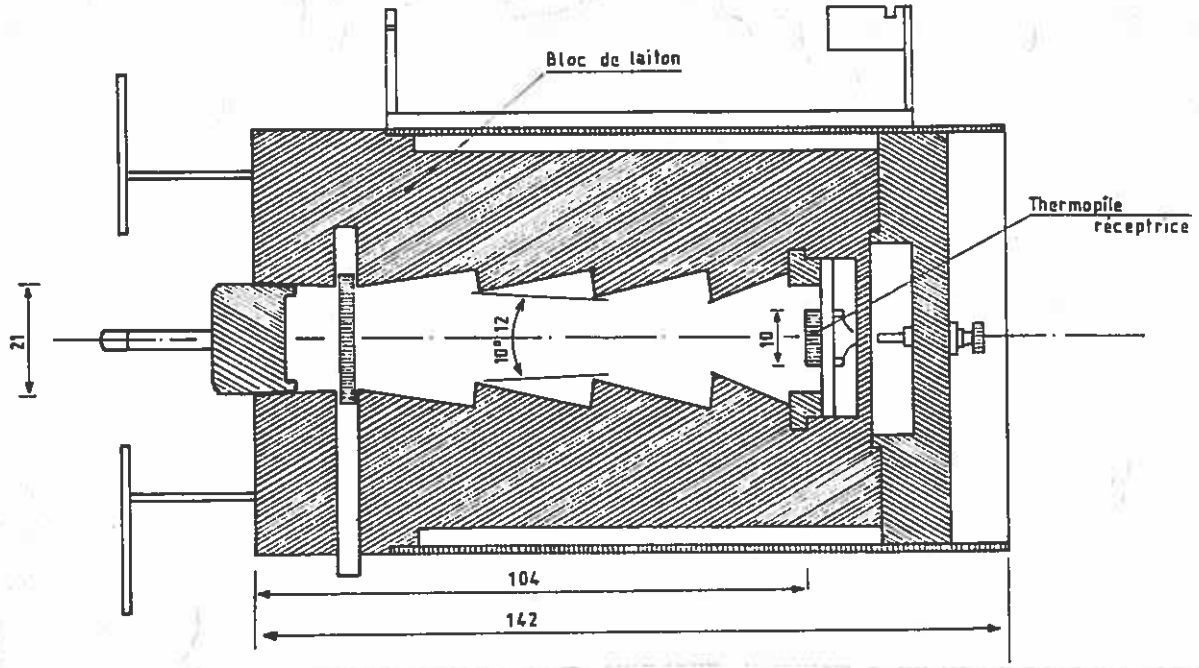


fig V-13 : Coupe du pyrhéliomètre de Linke et Feussner.

consistait alors à noter l'éclairement solaire direct, donné par le pyrhéliomètre, puis l'éclairement formé en M'_o par l'héliostat considéré, et à en faire le rapport pour arriver à $R_a(M'_o)$.

Les valeurs mesurées de $R_a(M'_o)$, ainsi que leurs valeurs théoriques correspondantes, prédites par notre code de calcul en fonction des défauts de réglage des facettes réflectrices des héliostats, sont reproduites dans les deux dernières colonnes du tableau III. Avant de procéder à leur comparaison, il importe de connaître la précision qu'on peut attendre des mesures de $R_a(M'_o)$.

Celle-ci est tout d'abord liée à l'instrument de mesure lui-même, c'est-à-dire au pyrhéliomètre; d'après les constructeurs, l'erreur relative sur la mesure d'un éclairement inférieur ou égal à 1000 W/m^2 est de ± 2 % en raison de la non-linéarité de la réponse de la thermopile, et de l'influence de l'angle de hauteur de la direction

visée : il en résulte une erreur de ± 4 % sur la valeur de $R_a(M'_o)$.

On peut ensuite se demander quelle est l'influence du mode opératoire : nous avons décidé de ne pas tenir compte de la journée de décalage qui existe entre la prise des clichés et les mesures des facteurs de réflexion apparents. Mais les mesures des rayonnements direct et réfléchi par l'héliostat sont elles-mêmes séparées par un intervalle de trois minutes, temps pendant lequel l'éclairement solaire direct E_o n'est pas constant. Toutefois, en considérant que les expérimentations n'ont été réalisées que par d'exceptionnelles conditions météorologiques, et que nous n'avons jamais procédé aux mesures de $R_a(M'_o)$ avant 8 h ou après 16 h TSV, les variations de E_o sur une courte période de trois minutes sont au maximum égales à 0,5 %, ce qui reste assez faible par rapport à l'incertitude sur $R_a(M'_o)$.

Une autre erreur pouvait provenir de l'échauffement, puis du refroidissement du corps de l'appareil lors des mesures successives des rayonnements directs et réfléchis; la température ambiante est en effet sensiblement plus basse dans les étages situés derrière le concentrateur, que sur la façade du bâtiment exposée au soleil. En fait, nous avons pu observer que l'écart de température valait au maximum 5°C lorsqu'on installait successivement le pyrhéliomètre face au soleil, puis derrière les panneaux du paraboloïde. La sensibilité de la thermopile variant de -0,12 % par degré Celsius, un écart de 5°C conduit donc à surestimer de 0,6 % la valeur effective de $R_a(M'_o)$. En réalité ce phénomène, de même d'ailleurs que le précédent, n'est guère significatif, et il semble inutile de procéder à des corrections qui pourraient d'ailleurs se révéler assez complexes : il est plus simple de considérer que l'incertitude globale sur les mesures de $R_a(M'_o)$ est de ± 5 %.

Enfin, pour pouvoir comparer ces mesures avec les résultats de notre code de simulation, il était nécessaire de connaître la valeur du coefficient de réflexion solaire R des facettes montées sur les héliostats plans. Une campagne de réflectométrie a donc été réalisée au mois d'août 1985, à l'aide du réflectomètre portable Devices and Services Co. utilisé à THEMIS [82]. Ses résultats ont conduit à adopter la valeur moyenne :

$$R = 0,786$$

pour l'ensemble du champ d'héliostats [83]. C'est cette valeur de R qui sera systématiquement utilisée dans les codes de calcul.

3.4) Interprétation des résultats

Les résultats donnant les valeurs des facteurs de réflexion apparents théoriques Rt et mesurés Rm, ainsi que les écarts relatifs (Rm-Rt)/Rt sont regroupés dans les premières colonnes du tableau V. On peut constater que ces derniers sont très loin de tomber dans la plage de ± 5 % à laquelle nous nous attendions. De plus, il y a, d'une manière générale, surestimation du facteur de réflexion apparent théorique Rt par rapport au facteur de réflexion mesuré Rm. Celui-ci ne dépasse sa valeur attendue que dans trois cas seulement au total et il semble qu'une fraction non négligeable des flux que devraient renvoyer les héliostats aux points M'_o soit perdue, pour des raisons qui restent à élucider. Nous avons envisagé quatre causes de pertes principales, que nous allons maintenant étudier plus précisément.

3.4.1) Influence de l'angle d'incidence sur le coefficient de réflexion.

Si l'on en croit le bilan de réflexion sous incidence normale donné par Y.Peyches [84] pour une glace d'épaisseur 6 à 7 mm argentée en face arrière, 11 % du rayonnement solaire incident sont absorbés par la lame de verre. Comme le trajet des rayons lumineux dans le verre augmente avec l'angle d'incidence i_o du rayonnement, on peut se demander s'il n'y a pas là une cause de perte en réflexion significative. Nous reproduisons sur la figure V-14 les résultats de mesures effectuées au cours de l'année 1975, et qui montrent l'évolution du coefficient de réflexion R de facettes réflectrices d'un type courant sur les héliostats plans d'Odeillo, en fonction de l'angle i_o. Lorsque ce dernier augmente, on observe effectivement une légère décroissance de R, dont la valeur moyenne est de 0,799; on peut donc s'attendre à ce que le coefficient de réflexion sous incidence normale, bien qu'il n'apparaisse pas sur la figure V-14, soit supérieur à 0,786, valeur que nous avions adoptée à l'issue de notre campagne de réflectométrie. En fait, il faut voir là une conséquence de l'état de salissure des miroirs, qui est très variable dans le temps.

Malgré la faible influence apparente de l'angle d'incidence i_o sur le coefficient de réflexion R, il nous a semblé utile de procéder à cette correction, d'autant que les angles d'incidence solaires relevés au cours de nos mesures ont parfois dépassé 40° (voir

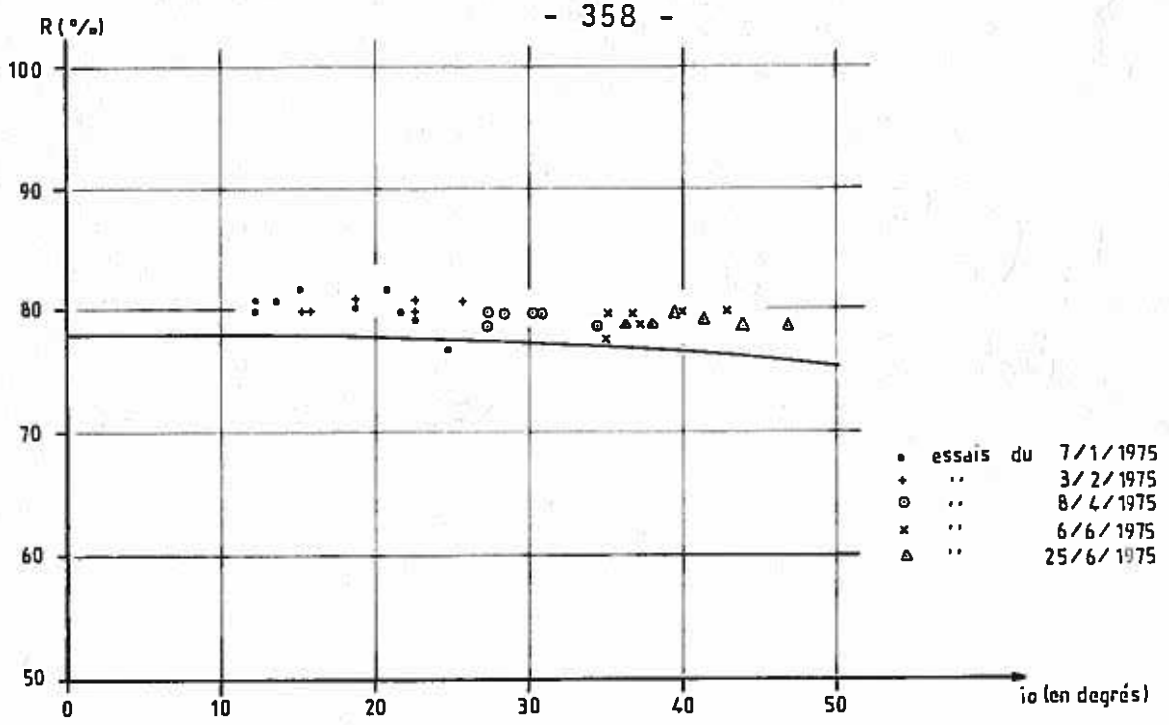


fig V-14 : Evolution du coefficient de réflexion R en fonction de l'angle d'incidence des rayons solaires. La courbe en trait continu correspond à la relation analytique (V-9).

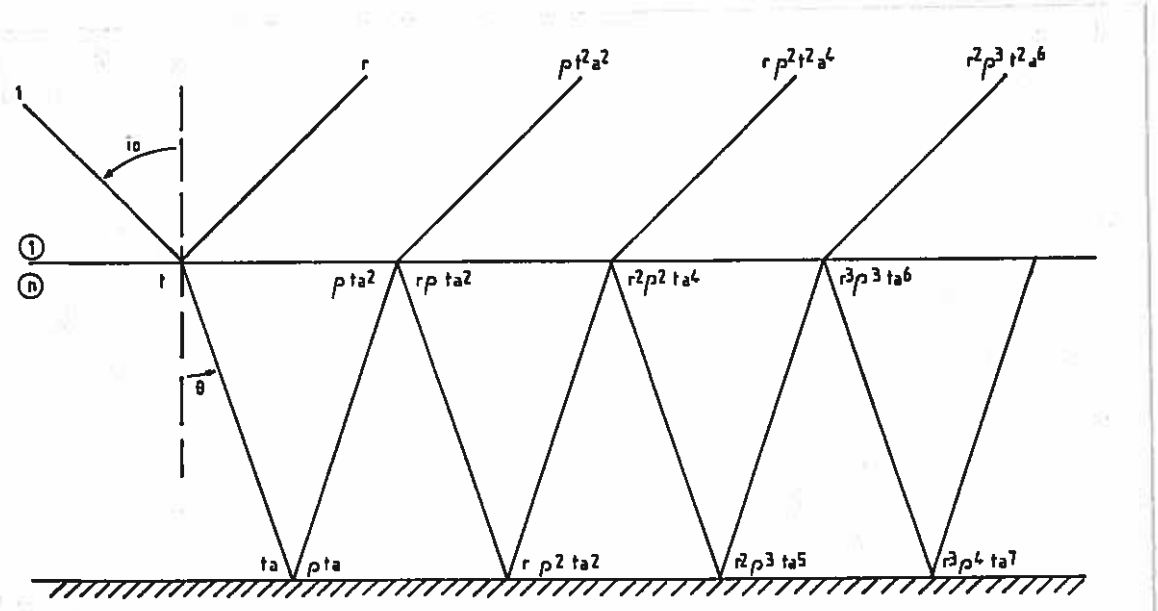


fig V-15 : Bilan en réflexion d'une glace argentée en face arrière. On suppose que r + t = 1.

tableau V). Pour cela, nous avons cherché une expression analytique simple donnant R en fonction de i_o, sans toutefois ajuster cette dernière sur les points expérimentaux de la figure V-14. Le bilan en réflexion d'une glace argentée en face arrière est donné sur la figure V-15, et on en tire la relation classique :

$$R = r + \frac{(1-r)^2 \rho a^2}{1 - r \rho a^2} \qquad (V-7)$$

où r est le coefficient de réflexion vitreuse du dioptre plan d'indice n, a est la fraction de flux incident arrivant sur la face métallique, après absorption du rayonnement le long d'une épaisseur de verre, et ρ est le coefficient de réflexion métallique.

Si l'on note a_o la valeur du coefficient a sous incidence normale, et en supposant que le flux absorbé par le verre est proportionnel au flux incident et à l'épaisseur traversée, on peut alors écrire que :

$$a = a_o^{\frac{1}{\cos \theta}} \qquad (V-8)$$

avec $\sin \theta = \frac{\sin i_o}{n}$

En toute rigueur, les coefficients r, ρ et a_o dépendent tous les trois de la longueur d'onde λ du rayonnement, et r et ρ sont également fonction de l'angle d'incidence i_o.La prise en compte de tous ces facteurs demande des calculs spectraux relativement complexes, qui en fait ont déjà été effectués par A. Simon [85]; les tables qu'il a publiées montrent que pour une longueur d'onde donnée, r et ρ restent constants à ± 6 % et ± 0,2 % près lorsque l'angle d'incidence i_o ne dépasse pas 40°. Ces résultats permettent donc de supposer que l'influence de i_o sur les coefficients r et ρ est négligeable, et d'adopter pour ces derniers les valeurs moyennées sur l'ensemble du spectre proposées par Peyches [84], qui sont respectivement r = 0,04 et ρ = 0,90. On obtient ensuite la valeur du coefficient a_o en écrivant que le coefficient de réflexion sous incidence normale, dont l'expression est donnée par la relation (V-7) lorsque a_o remplace a, est égal à 0,786. On est ainsi conduit à prendre a_o = 0,930, d'où l'on déduit l'expression analytique de R en fonction de θ :

$$R = 0,04 + 0,829 \frac{A}{1 - 0,036\ A} \qquad (V-9)$$

avec $A = 0{,}930^{\frac{2}{\cos\theta}}$

La courbe représentant les variations de R en fonction de i_o suivant la relation précédente est reproduite sur la figure V-14, et les valeurs corrigées de Rt sont données dans le tableau V; on peut constater que l'effet de cette correction n'est pas très sensible.

Nous avons également envisagé le cas où le coefficient de réflexion R ne serait pas homogène sur l'ensemble de la surface de la facette, et irait en décroissant vers sa périphérie. Bien que cela soit peu probable, puisque les revêtements arrière ont été refaits récemment, il serait sans doute nécessaire de le vérifier, chose que nous n'avons pas eu l'occasion de faire lors de la campagne de réflectométrie du mois d'août 1985.

3.4.2) Effets d'ombre et de blocage

Nous avons déjà précisé que les effets d'ombre et de blocage entre héliostats voisins avaient été éliminés lors des mesures, en basculant si nécessaire le ou les héliostats gênants dans une position convenable. Mais ces effets se retrouvent également au niveau de la facette réflectrice elle-même, où ils peuvent avoir deux origines différentes.

1) La tranche des miroirs est opaque, et il en résulte une réduction de la surface utile de la facette, variable suivant l'angle d'incidence du rayonnement solaire. De plus, il convient de tenir compte des interstices entre les facettes réflectrices.

2) Les plots de fixation des miroirs sur l'armature de l'héliostat interviennent également : les zones d'ombre qui leur correspondent sont d'ailleurs bien visibles sur les clichés présentés sur les planches III-1, V-7 et V-8; il y a donc là aussi un effet d'ombre/blocage.

En fait, le premier de ces deux phénomènes est systématiquement pris en compte dans notre code de calcul, et ce sont des valeurs théoriques déjà corrigées de cet effet que nous obtenons pour $R_a(M'_o)$, en procédant de la manière suivante.

On note a le côté d'une facette réflectrice, et e son épaisseur. $(\alpha_i, \beta_i, \gamma_i)$ sont les cosinus directeurs du vecteur $\vec{S_o}$ dans le repère Roi lié à la facette, et les cosinus directeurs du

vecteur cible $\overrightarrow{R_{oi}}$ sont donc $(\alpha_i, -\beta_i, -\gamma_i)$ dans ce même repère. Par ailleurs, $\overrightarrow{R_{po}}$ est confondu avec $\overrightarrow{R_{oi}}$ en tout point P de coordonnées $(0, Y_p, Z_p)$ dans Roi, puisque la facette est plane; la réfraction des rayons lumineux à l'intérieur de la glace d'indice n est prise en compte en remplaçant les vecteurs $\overrightarrow{S_o}$ et $\overrightarrow{R_{oi}}$ respectivement par $\overrightarrow{S}$ et $\overrightarrow{R}$, dont les cosinus directeurs notés (α, β, γ) et $(\alpha, -\beta, -\gamma)$ valent

$$\alpha = \frac{1}{n}\sqrt{n^2-1+\alpha_i^2}$$

$$\beta = \frac{\beta_i}{n} \qquad \text{(V-10)}$$

$$\gamma = \frac{\gamma_i}{n}$$

Les coordonnées de Q_1 et Q_2, points courants des deux droites issues de P et dirigées respectivement par $\overrightarrow{S}$ et $\overrightarrow{R}$ (fig.V-16) s'écrivent :

$$Q_1 \begin{cases} \lambda\alpha \\ Y_p + \lambda\beta \\ Z_p + \lambda\gamma \end{cases} \qquad Q_2 \begin{cases} \lambda\alpha \\ Y_p - \lambda\beta \\ Z_p - \lambda\gamma \end{cases}$$

Si l'on impose maintenant que Q_1 et Q_2 soient les points d'intersection de ces droites avec la face avant de la facette, on obtient $\lambda\alpha = e$, soit, pour les coordonnées de Q_1 et Q_2 :

$$Q_1 \begin{cases} e \\ Y_p + e\,\frac{\beta}{\alpha} \\ Z_p + e\,\frac{\gamma}{\alpha} \end{cases} \qquad Q_2 \begin{cases} e \\ Y_p - e\,\frac{\beta}{\alpha} \\ Z_p - e\,\frac{\gamma}{\alpha} \end{cases}$$

Pour qu'il n'y ait au point P ni ombre ni blocage, il faut que Q_1 et Q_2 appartiennent au carré de centre Oi et de coté a; cela revient à écrire :

$$\left| Y_p \pm e\,\frac{\beta}{\alpha} \right| \leqslant a/2$$

$$\left| Z_p \pm e\,\frac{\gamma}{\alpha} \right| \leqslant a/2$$

ce qui est équivalent à :

$$\left| Y_p \right| \leqslant a/2 - \frac{e|\beta|}{\alpha}$$

$$\left| Z_p \right| \leqslant a/2 - \frac{e|\gamma|}{\alpha}$$

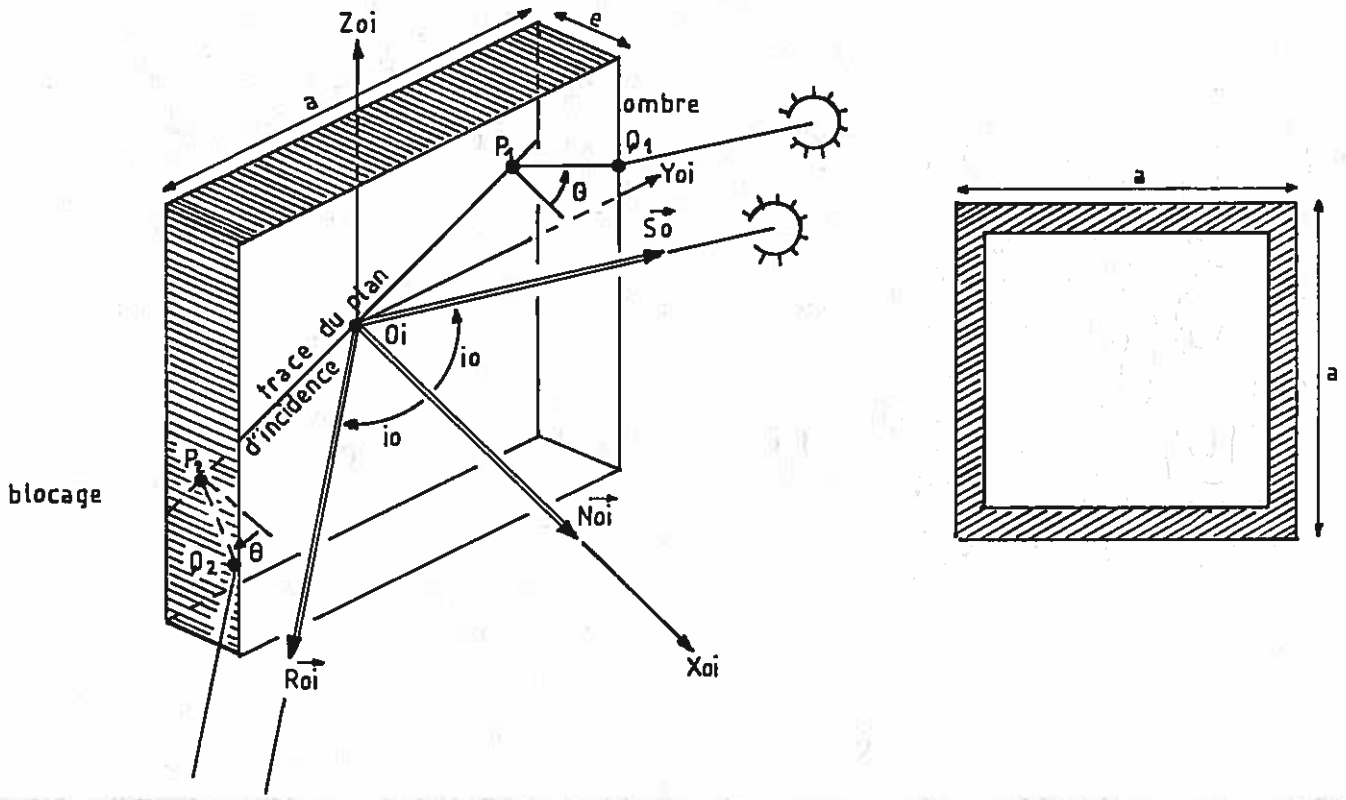


fig V-16 : Réduction de la surface utile d'une facette réflectrice par effet d'ombre/blocage sur sa tranche opaque.

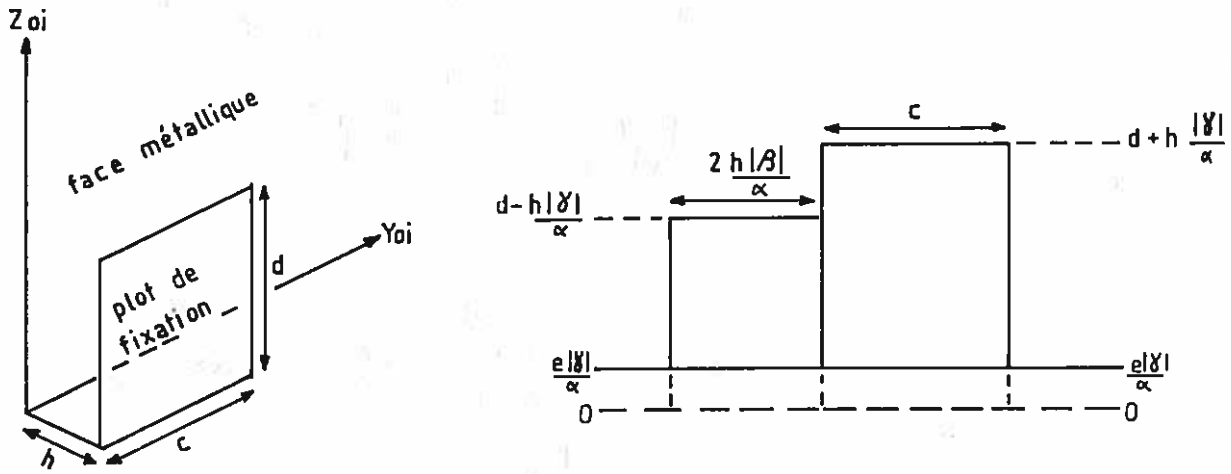


fig V-17 : Ombre et blocage dus aux plots de fixation des miroirs.

La surface réflectrice utile est alors un rectangle dont les dimensions mesurent $a - \frac{2e|\beta|}{\alpha}$ et $a - \frac{2e|\gamma|}{\alpha}$. Le rapport entre les facteurs de réflexion réel et idéal (ce dernier étant pris égal à R sur une surface d'héliostat continue) est donc :

$$T_e = \frac{\left[a - \frac{2e|\beta|}{\alpha}\right]\left[a - \frac{2e|\gamma|}{\alpha}\right]}{\left[a + \frac{i_y}{2}\right]\left[a + \frac{i_z}{2}\right]} \qquad \text{(V-11)}$$

où i_y et i_z sont les interstices entre les facettes parallèlement aux directions OiYoi et OiZoi.

Examinons maintenant le cas des plots de fixation du miroir, qui, lui, n'est pas traité dans notre code de simulation. Pour simplifier le problème, ceux-ci seront assimilés à des masques d'épaisseur nulle, de largeur c et de longueur d parallèlement aux axes OiYoi et OiZoi, et situés à une hauteur h par rapport à la face arrière de la facette réflectrice (fig.V- 17). En appliquant le même raisonnement que précédemment, on trouve que la surface inutile de la facette se présente sous la forme de deux rectangles juxtaposés, dont les caractéristiques sont indiquées sur la figure V-17. En particulier l'aire A_f de cette surface vaut :

$$A_f = \frac{2h|\beta|}{\alpha}\left[d - \frac{|\gamma|}{\alpha}(h+e)\right] + c\left[d + \frac{|\gamma|}{\alpha}(h-e)\right] \qquad \text{(V-12)}$$

et, si l'on observe en moyenne n_f plots de fixation par facette réflectrice sur le cliché étudié, le taux de réduction qui en résulte pour le facteur de réflexion apparent s'écrit :

$$T_f = 1 - \frac{n_f A_f}{\left[a - \frac{2e|\beta|}{\alpha}\right]\left[a - \frac{2e|\gamma|}{\alpha}\right]} \qquad \text{(V-13)}$$

Nous donnons dans le tableau V les valeurs de Rt corrigées de cet effet d'ombre/blocage, pour a = 50 cm, e = 8 mm, c = 25 mm, d = 19 mm et h = 21 mm, valeurs qui ont été relevées directement sur les héliostats. Ainsi qu'on aurait pu s'y attendre, au vu de l'ordre de grandeur de l'aire d'un plot de fixation par rapport à la surface totale de la facette réflectrice, l'effet de cette correction n'est pas très important. Il nous faut donc envisager d'autres facteurs de perte.

3.4.3) Transmission atmosphérique

L'influence de l'atténuation atmosphérique le long du trajet héliostat-cible a fait l'objet de plusieurs études menées aux Etats-Unis, dans le cadre de l'évaluation des performances énergétiques de champs d'héliostats étendus et situés à relativement basse altitude. Une loi empirique donnée par Biggs et Vittitoe donne un facteur d'atténuation de l'ordre de 1 % pour 100 mètres de distance à l'altitude 600 m, lorsque l'éclairement solaire direct est supérieur à 900 W/m²[59]; il y avait donc peu de chances pour que la transmission atmosphérique sur le trajet héliostat-concentrateur soit un facteur décisif pour le site d'Odeillo. Afin de nous en assurer, nous avons repris les relations simplifiées utilisées par J.J.Bézian dans son étude de l'atténuation sur le champ d'héliostats de la centrale THEMIS [86]. Si E_o est l'éclairement solaire direct, et E_t l'éclairement solaire extra-terrestre, il est possible d'écrire :

$$\left[\frac{\partial E_o}{\partial z}\right]_{z=z_o} = 1{,}095\ \frac{E_o\ \mathrm{Log}\frac{E_t}{E_o}}{0{,}9m+9{,}4} \qquad \text{(V-14)}$$

où m est la masse optique, dont on admet qu'elle est donnée par la relation :

$$m = \frac{0{,}89^z}{\sin h_s}$$

z est l'altitude du lieu exprimée en kilomètres, et h_s est l'angle de hauteur apparent du soleil. Dans ces conditions, le rapport $\left[\frac{\partial E_o}{\partial z}\right]/E_o$ donne le pourcentage du rayonnement solaire absorbé par l'atmosphère sur un kilomètre, le long d'un trajet horizontal à altitude $z = z_o$ constante. Il suffit donc de le multiplier par la distance OM'_o qui sépare l'héliostat de l'appareil de prise de vues pour obtenir la valeur de la transmission atmosphérique d'un point à l'autre.

Les résultats du calcul donnés dans le tableau V montrent que l'absorption atmosphérique reste toujours inférieure à 0,5 %, et l'on obtient finalement des valeurs corrigées de Rt et des écarts relatifs (Rm-Rt)/Rt très proches des valeurs non corrigées. En fait la transmission atmosphérique apparaît comme négligeable, même si l'on peut penser qu'il aurait été préférable de disposer d'un modèle spectral pour l'évaluer.

3.4.4) Influence du relief effectif des facettes réflectrices

Le problème posé par la différence entre les facteurs de

Héliostat	Rt	Rm	$\frac{Rm-Rt}{Rt}$ %	i_o degrés	Rt corrigé en fonction de i_o	Rt corrigé des ombres et blocages	Rt corrigé de l'absorption atmosphérique	$\frac{Rm-Rt}{Rt}$ corrigé %
17	0,733	0,695	-5,2	26,6	0,728	0,722	0,719	-3,3
17	0,744	0,685	-7,9	32,1	0,737	0,730	0,727	-5,7
6	0,739	0,667	-9,7	26,2	0,734	0,729	0,726	-8,2
15	0,893	0,765	-14,3	26,2	0,887	0,881	0,877	-12,7
7	0,799	0,682	-14,7	33,3	0,791	0,783	0,780	-12,6
10	0,659	0,576	-12,6	34,9	0,651	0,647	0,644	-10,6
16	0,630	0,560	-11,1	40,0	0,621	0,615	0,613	-8,6
11	0,609	0,639	+4,9	37,1	0,601	0,596	0,594	+7,6
9	0,611	0,657	+7,5	34,9	0,604	0,600	0,598	+9,9
13	0,786	0,838	+6,6	33,9	0,777	0,771	0,768	+9,2
18	0,679	0,590	-13,1	37,2	0,670	0,664	0,661	-10,8
19	0,676	0,616	-8,8	32,7	0,669	0,664	0,661	-6,8
21	0,700	0,626	-10,6	31,6	0,693	0,688	0,685	-8,6
24	0,759	0,716	-5,7	41,3	0,747	0,739	0,735	-2,7
32	0,675	0,613	-9,2	37,1	0,666	0,661	0,657	-6,7
moyenne	0,713	0,662					0,696	-4,9

Tableau V : Corrections sur les facteurs de réflexion apparents théoriques

réflexion apparents Rm mesurés aux points M'_o et leurs valeurs attendues Rt n'a pu jusqu'ici trouver d'explication satisfaisante; les variations du coefficient de réflexion R en fonction de l'angle d'incidence, les effets d'ombre et de blocage et l'atténuation atmosphérique sont des facteurs qui peuvent être considérés comme du second ordre par rapport aux écarts observés. C'est pourquoi nous avons finalement dû nous résoudre à envisager le cas où les facettes réflectrices de l'héliostat ne seraient pas parfaitement planes, mais présenteraient un léger défaut de courbure transformant la surface plane en surface convexe ou concave. On peut d'ailleurs constater, au vu du cliché présenté sur la planche V-8, que l'image des contours du disque solaire, observée sur certaines facettes réflectrices, est assez éloignée de l'image théorique, qui est un cercle de rayon $D\epsilon_o$. Etant donné que ces déformations se retrouvent

sur de nombreux clichés, nous nous sommes posé la question de savoir quel était le relief effectif des facettes réflectrices montées sur les héliostats plans.

Le cas d'une facette sphérique convexe, dont la distance focale f est négative, a particulièrement retenu notre attention : la relation (III-77) montre qu'alors le facteur de concentration C_I est inférieur ou égal à 1 et décroît lorsque la distance d'observation D augmente. Mais il reste encore à savoir si ces propriétés se conservent quand plusieurs facettes de ce type sont juxtaposées sur la structure de l'héliostat plan. Par ailleurs, le cas de facettes présentant une légère concavité est également envisageable; nous avons donc repris les relations approchées développées dans le chapitre III, en vue de déterminer les distributions de luminance qu'on observerait d'un point M'_o si l'héliostat n'était constitué que de facettes sphériques convexes ou concaves, et de savoir comment cela influe sur le facteur de réflexion apparent $R_a(M'_o)$.

Pour cela, nous considérerons d'abord que l'héliostat est parfaitement pointé et qu'il n'y a aucun défaut de réglage de ses facettes réflectrices. De plus, l'héliostat travaille en incidence normale, ce qui revient à dire qu'il est aligné avec le soleil et le point M'_o ; il s'agit évidemment d'un cas impossible, mais qui seul permet d'aboutir à des constructions graphiques simples. Dans ces conditions, les matrices $P_{Rri-Roi}$ peuvent être remplacées par la matrice unité, et les coordonnées (Y_p,Z_p) d'un point P appartenant à une facette réflectrice de centre Oi seront égales à ses coordonnées apparentes (V_p,W_p). Alors, l'équation des courbes iso-luminance observées sur cette facette se déduit des relations (III-40), (III-41) et (III-34) en prenant :
$V' = W' = 0$; $R_y = R_z = 2f$; $i_o = 0$; $C_{23} = C_{32} = 0$ et $C_{22} = C_{33} = 1$
et s'écrit finalement :

$$D^2e^2 = \left[(1 - \frac{D}{f})Y_p + Y_{oi}\right]^2 + \left[(1 - \frac{D}{f})Z_p + Z_{oi}\right]^2 \qquad (V-15)$$

où Y_{oi} et Z_{oi} sont les coordonnées des points Oi dans le plan de l'héliostat par rapport à son point origine O. On voit donc que les contours apparents de l'image du disque solaire observée d'une distance D à travers une facette réflectrice sphérique de focale f, et dont le centre a pour coordonnées $(0, Y_{oi}, Z_{oi})$ dans le repère Ro lié à l'héliostat, reproduisent la forme d'un cercle de rayon

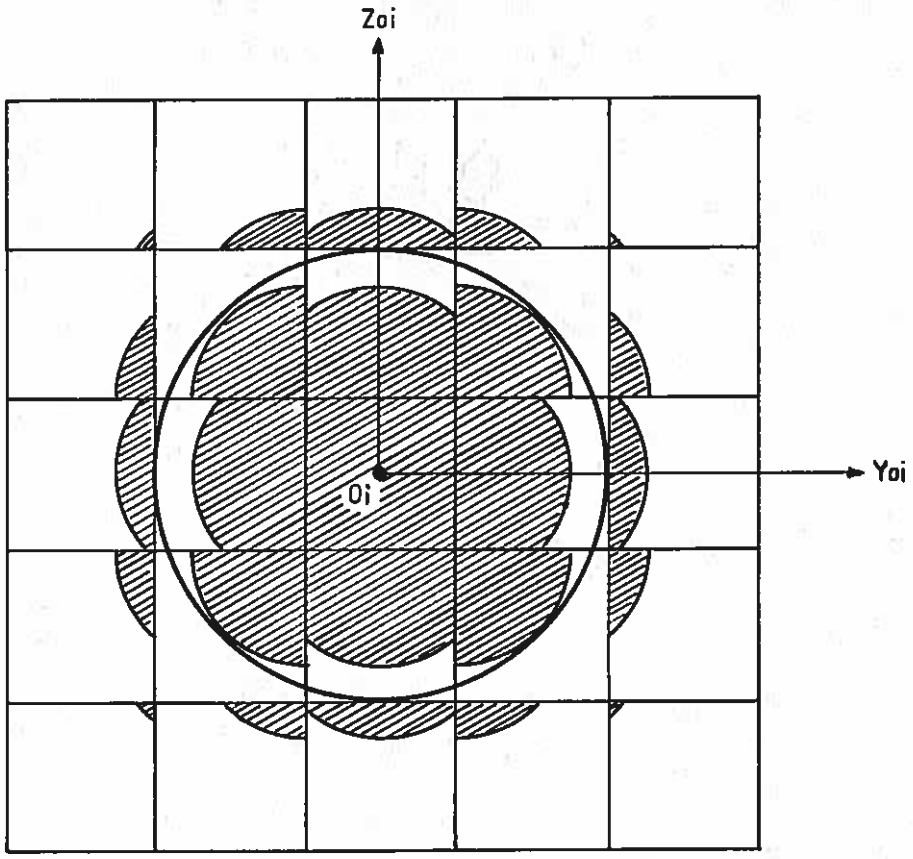
$D\epsilon_o/(1-D/f)$ centré au point Ci dont les coordonnées s'expriment :

$$Ci \begin{vmatrix} 0 \\ -\frac{Y_{oi}}{1-D/f} \\ -\frac{Z_{oi}}{1-D/f} \end{vmatrix}$$

dans le repère Roi lié à la facette.

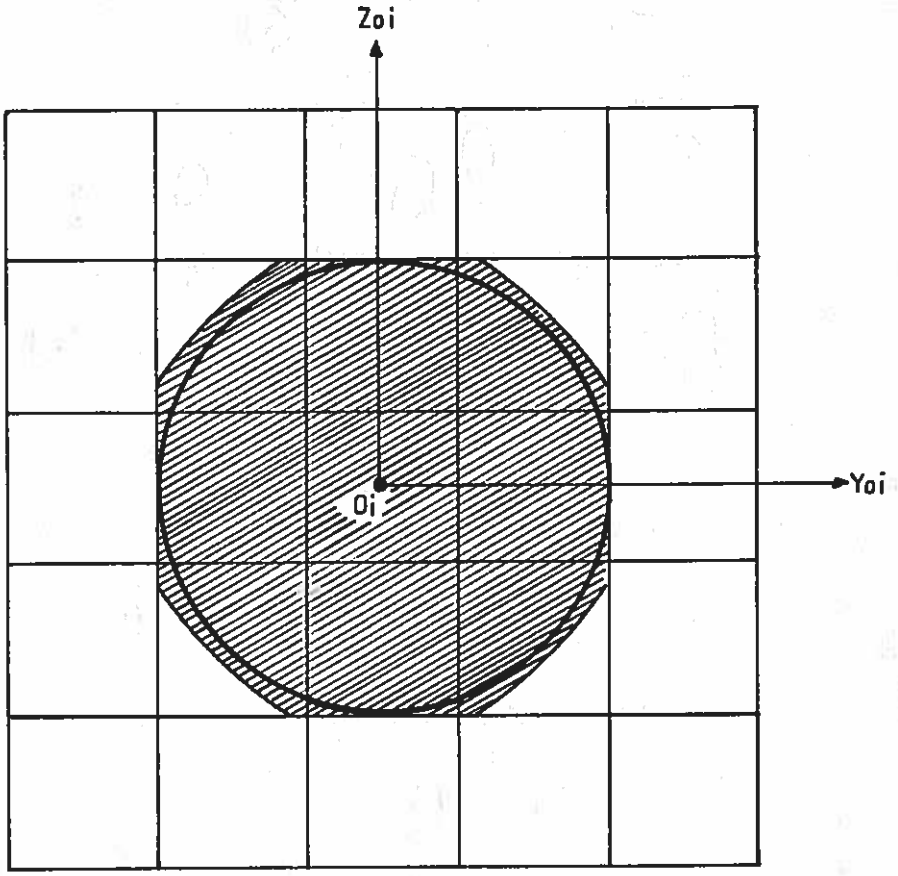
A partir de ce résultat, qui, rappelons-le, n'est vrai que pour des incidences normales, nous avons choisi deux valeurs différentes de f(*), l'une correspondant au cas d'une facette convexe (f=-D, soit 1-D/f=2), et l'autre à celui d'une facette concave (f=2D, soit 1-D/f=0,5). Nous avons ensuite construit, à la règle et au compas, les représentations graphiques (fig.V-18) des répartitions de luminance observables sur la surface d'un héliostat constitué d'un réseau de ces facettes réflectrices, en l'absence de dépointages et de déréglages. En supposant que le disque solaire présente une luminance uniforme, le facteur de réflexion apparent de ces deux réseaux s'obtient par le rapport T_c des aires hachurées à la surface du disque solaire représenté en traits forts sur la figure V-18, multiplié par le coefficient de réflexion R des facettes et les taux de réduction d'ombre/blocage T_e et T_f : or de toute évidence T_c n'est égal à 1 ni pour un réseau de facettes convexes, ni pour un réseau de facettes concaves. Ainsi l'influence du relief effectif des facettes réflectrices sur le facteur de réflexion apparent de l'héliostat est réelle, et trouve ici confirmation; mais on constate également que suivant l'état de ce relief, il apparaît des discontinuités de l'image solaire réfléchie entre deux facettes voisines, qui sont pourtant correctement réglées. Cet effet est très marqué sur un réseau de facettes convexes, et il faut se garder de le confondre avec les décalages dus aux défauts de réglage des facettes réflectrices, qui ont jusqu'ici été supposés nuls. Quoi qu'il en soit, il serait prématuré de tirer des enseignements généraux de ces figures, pour quatre raisons principales :

(*) Ce choix est complètement arbitraire et n'est destiné qu'à faciliter la réalisation des constructions graphiques présentées sur la figure V-18.



① $1 - \frac{D}{f} = 2$

$f = -D$



② $1 - \frac{D}{f} = 0,5$

$f = 2D$

fig V-18 : Répartitions de luminance observables sur un réseau de facettes réflectrices convexes (1) et concaves (2).

. Le calcul de T_c reste relativement complexe, en dépit de toutes les simplifications qui ont été faites.

. Les valeurs de f=-D et f=2D sont totalement arbitraires.

. Il y a impossibilité matérielle pour un héliostat plan de travailler sous incidence normale.

. Et enfin, les défauts de réglage qui affecteront inévitablement les facettes réflectrices vont amplifier, ou au contraire diminuer, les décalages des images du soleil suivant le rapport 1/(1-D/f).

En fait, la solution de ce problème est numérique, et la bonne démarche consiste maintenant à étudier les reliefs réels présentés par les facettes réflectrices, afin de sélectionner un ou plusieurs reliefs types susceptibles d'être introduits dans notre code de calcul. Dans ce but, nous avons fait effectuer deux séries de mesures pour une même facette réflectrice.

La première série de mesures consistait à déterminer, par pointés successifs, la distribution des normales $\overrightarrow{N_p}$ à la surface réflectrice, sur un maillage carré 5 x 5 de la facette étudiée. Ces pointés furent d'abord réalisés en laboratoire, par autocollimation à l'aide d'un théodolite, sur le miroir isotherme à la température ambiante, afin de retrouver le relief original de la facette réflectrice. Puis, les mêmes mesures ont été refaites en extérieur, sur le miroir exposé au soleil, dans des conditions thermiques voisines de celles de son utilisation courante, car une évaluation par pyrométrie optique dans la bande spectrale 7,45 à 10,45 μm sur la face avant et sur le vernis de la face arrière d'une glace d'héliostat en fonctionnement nous avait conduits à estimer que la température Ta en face avant était supérieure d'environ 3°C à celle du vernis Tv : on pouvait donc légitimement en déduire qu'une facette plane à l'origine aurait alors présenté un relief convexe de focale égale à :

$$f = \frac{e}{2\alpha(Tv-Ta)} \qquad (V-16)$$

où e est l'épaisseur de la glace, et α son coefficient de dilatation thermique (10^{-5} K^{-1} pour un verre de type commercial). Nous pensions donc que les résultats des mesures de dispersion des normales $\overrightarrow{N_p}$ en intérieur, puis en extérieur, viendraient confirmer cette hypothèse. En fait, il n'en est rien, et l'on pourra s'en rendre compte au vu de

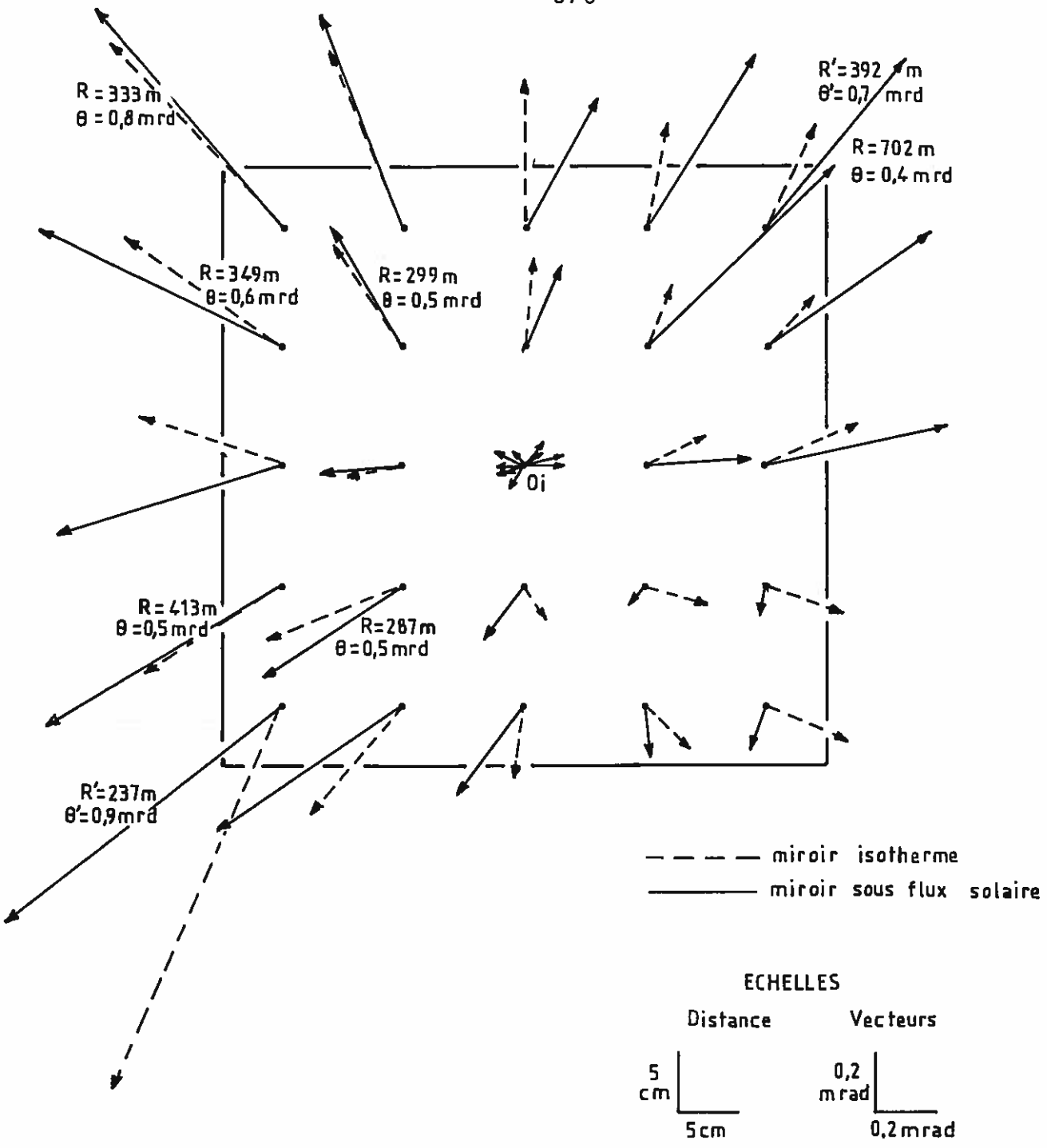


fig V-19 : Répartition des normales $\vec{N_p}$ à la surface réflectrice d'une facette plane. Seules les projections des normales rentrantes sont représentées dans le plan du miroir.

la figure V-19 qui représente, en projection sur le plan OiYoiZoi, les distributions des normales rentrantes $\vec{N_p}$ et $\vec{N'_p}$ à la surface réflectrice isotherme, puis placée en conditions de travail, ainsi que des valeurs des angles $e = (\widehat{\vec{N_{oi}}, \vec{N_p}})$ et $e' = (\widehat{\vec{N_{oi}}, \vec{N'_p}})$ et des rayons de courbure locaux R et R', données en quelques points du maillage de la facette. Sur cette figure, il apparaît clairement qu'à l'exception de son quart inférieur droit, la facette réflectrice présente un relief concave d'origine, et que ce phénomène va en s'accentuant lorsque le miroir est exposé au soleil. L'accroissement de la concavité correspond d'ailleurs à une augmentation de la température de la face métallique arrière de 1°C par rapport à la face avant (dioptre air-verre). Ce résultat n'est pas forcément incompatible avec celui qui avait été obtenu par pyrométrie : l'interface argent-verre peut être plus chaude que le dioptre air-verre et que la couche extérieure de vernis si les gradients de température dans les épaisseurs de verre et de vernis sont opposés. Mais il convient de préciser que les mesures de température dans ces conditions sont difficiles, et ne permettent pas d'infirmer les résultats des mesures géométriques. Quoi qu'il en soit, il est maintenant établi que les facettes réflectrices ne sont pas planes, et que leurs distributions de normales $\vec{N_p}$ ne sont pas aléatoires; de plus, les écarts des normales avec leurs directions idéales frisent le milliradian, ce qui commence à ne plus être tout à fait négligeable en regard du rayon angulaire apparent du soleil. Néanmoins, il faut rester prudent dans l'interprétation de ces résultats, qui nous ont posé plus de problèmes qu'ils n'en ont résolus.

Tout d'abord, il est nécessaire de savoir si cette tendance naturelle à la concavité se retrouve sur tout ou partie des miroirs du champ d'héliostats. Mais la méthode par pointés successifs est longue, tant en ce qui concerne son exécution que le temps passé au dépouillement des mesures, et il semble indispensable de développer une méthode plus rapide et plus performante, utilisable sur des maillages plus serrés.

Ensuite, si la concavité d'origine des miroirs se trouve confirmée, il conviendra d'en rechercher la cause : techniques de dépôt et propriétés des couches d'argent, de cuivre, et du vernis protecteur, contraintes résiduelles au séchage du vernis, ou bien encore caractéristiques géométriques de la lame de verre elle-même.

Enfin et surtout, il restera à prouver que ce sont bien les défauts de planéité des miroirs qui modifient les facteurs de réflexion apparents des héliostats plans au niveau du concentrateur, car nous n'avons jusqu'ici que des présomptions; on voit donc que si le problème des défauts de réglage des facettes réflectrices peut être considéré comme résolu, il n'en est pas de même pour leurs défauts de surface, et il est probable que là aussi, la notion de réponse impulsionnelle effective des miroirs sera d'une grande utilité pour la caractérisation des performances energétiques des héliostats plans.

4) ETUDE DES REPONSES IMPULSIONNELLES DES FACETTES DU CONCENTRATEUR DU FOUR DE 1000 kW d'ODEILLO

Nous venons d'exposer, dans les paragraphes 2 et 3, deux applications très simples des méthodes de rétrovisée inspirées du système américan HCS développé par Brumleve et Gibson aux Laboratoires Sandia [21], et qui devaient en principe nous servir à déterminer les distributions d'erreurs de réglage des facettes réflectrices d'héliostats plans ou focalisants. Mais nous y avons également vu apparaître les principaux inconvénients de ces méthodes : c'est ainsi que l'usage de l'appareil photographique, associé à des sources lumineuses (soleil et pleine lune) sur lesquelles il est difficile, voire impossible, d'avoir accès aux courbes iso-luminance intermédiaires, peut conduire à des estimations fausses lorsque les facettes réflectrices présentent des défauts de surface très marqués. Or, cela est précisément le cas sur les modules réflecteurs de l'héliostat focalisant CETHEL III bis, et, à un degré moindre, sur les facettes des héliostats plans du four de 1000 kW d'Odeillo. Pour ces derniers, l'analyse densitométrique des négatifs reste possible, puisque les héliostats sont asservis sur le soleil, et il sera probablement intéressant de la faire effectuer ultérieurement. Toutefois elle ne peut être envisagée ni pour un héliostat focalisant asservi sur la lune, à cause de la distribution de luminance irrégulière du disque lunaire, ni pour des facettes réflectrices montées sur un concentrateur fixe, la source lumineuse n'étant plus alors le disque solaire, mais l'image de celui-ci telle qu'elle apparait à travers un héliostat plan (voir les clichés reproduits sur les planches III-1, V-7 ou V-8). Or, nous désirons à présent mettre en oeuvre une méthode de caractérisation des défauts de

surface des facettes réflectrices, et par ricochet de leurs réponses impulsionnelles effectives, en conservant si possible notre appareil photographique, et suivant le même principe de rétrovisée; il est donc nécessaire de choisir une source lumineuse différente, et, autant que possible, artificielle. C'est ainsi que nous avons abouti à la méthode dite de la grille, décrite dans les paragraphes suivants, et qui a été appliquée aux facettes réflectrices déformées sous contrainte mécanique du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo, en vue de déterminer leurs réponses impulsionnelles effectives. Il y aurait certainement intérêt à étudier, dans l'avenir, une extension de cette méthode aux cas des facettes et modules d'héliostats plans ou focalisants.

4.1) Description d'une méthode de caractérisation des facettes

Nous cherchons à déterminer, en tout point d'un maillage régulier d'une facette déformée sous contrainte mécanique, la direction de la normale à la surface réflectrice. Les mesures doivent être rapides, faciles à effectuer et sont susceptibles d'être répétées sur un grand nombre de facettes : toute méthode de relevé point par point est donc à exclure.

Le principe de la méthode que nous avons finalement choisie est le suivant [87] : la facette réflectrice étudiée est démontée du concentrateur et installée sur un support vertical orientable. On dispose alors une grille percée d'un trou dans un plan parallèle au plan de la facette (fig. V-20), et situé à une distance D_i de celle-ci, où D_i est la "distance focale" de la facette mise sous contrainte mécanique; en fait, D_i est égale à la distance qui sépare le foyer F de l'installation du centre Oi de la facette réflectrice, lorsque celle-ci est montée sur le concentrateur.

La grille elle-même est une plaque de 80 x 80 cm, recouverte d'une peinture blanche sur la face qui regarde la facette, et noire sur l'autre face. Sur la première face a été tracé au moyen de rubans de couleur un quadrillage dont le pas est de 4 cm, et l'épaisseur des traits de 3,2 mm. L'arrangement des couleurs a été réalisé de manière à faciliter le repérage d'un point sur la grille, et un élément de dissymétrie a été introduit sur les diagonales principales (fig.V-20), pour pouvoir corriger une éventuelle inversion d'image au tirage sur papier.

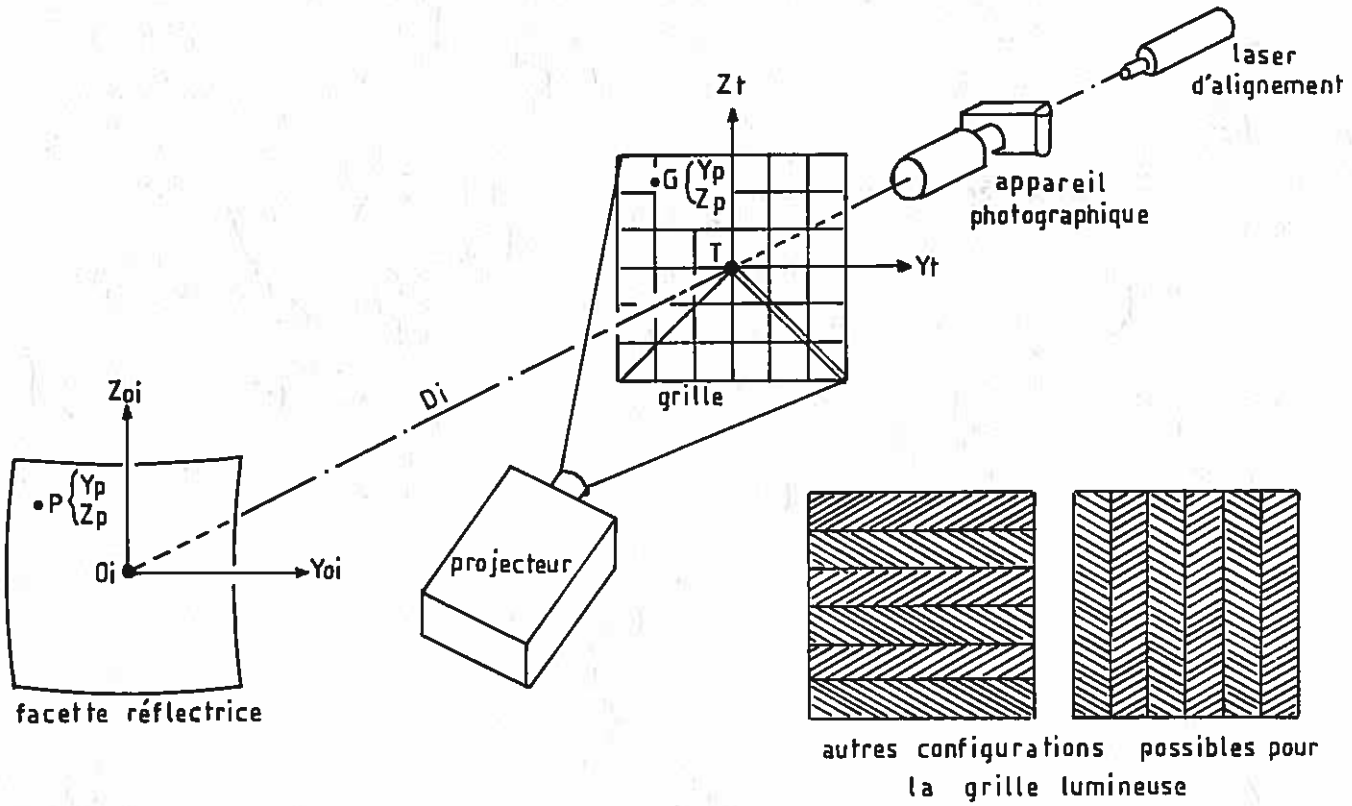


fig V-20 : Méthode de la grille - disposition des éléments.

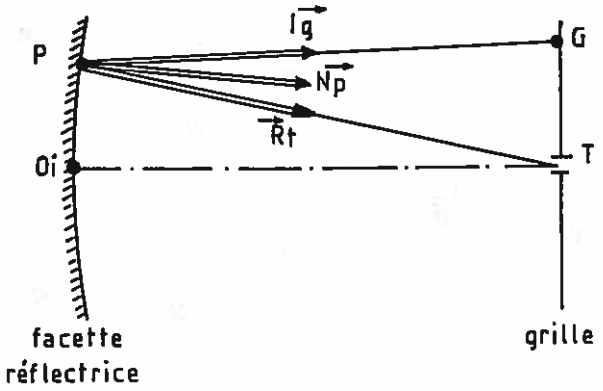


fig V-21 : Calcul de la normale $\vec{N_p}$ à la surface réflectrice.

L'appareil photographique, chargé d'une pellicule couleur, est installé derrière la grille du côté de la face noire; il vise la facette réflectrice à travers le trou T percé au centre de la grille, et dont le diamètre 2r est égal à 7 mm. Le réglage optique consiste à placer la facette en autocollimation, de manière à ce que l'axe OiT soit perpendiculaire au plan de la facette réflectrice (fig.V-20); cet axe devra en outre être confondu avec l'axe de visée de l'appareil photographique. L'alignement de tous ces éléments s'effectue à l'aide d'un laser Hélium-Néon.

En l'absence de toute autre source de lumière (ce qui impose en fait de travailler de nuit), on illumine la face blanche de la grille au moyen d'un projecteur, ou de tout autre instrument capable de former sur la grille un éclairement uniforme. Si l'autocollimation de la facette réflectrice a été soigneusement réalisée, on doit alors observer sur la surface de cette dernière une image déformée du quadrillage de la grille, centrée sur le point Oi(*), à partir de laquelle on pourra reconstituer le relief de la facette. La manipulation proprement dite se termine alors par l'enregistrement de cette image; avec un peu de pratique, deux opérateurs peuvent la mener à bien en une dizaine de minutes. Mais il reste encore à effectuer le dépouillement des clichés, dont le principe est exposé au paragraphe suivant, et qui prend malheureusement beaucoup plus de temps : c'est là le principal inconvénient de la méthode de la grille, et, à notre avis, le point où devraient ultérieurement porter tous les efforts.

L'appareil photographique que nous avons utilisé est le même que celui qui nous avait servi lors des expérimentations portant sur les héliostats, à savoir un boitier Canon F1 équipé d'un objectif de 600 mm. On peut se demander quelles seront les conséquences d'avoir placé une telle optique derrière un trou de si petit diamètre, et, en particulier, comment cela influera-t-il sur la qualité de l'image : on peut même douter que les images observées sur la facette réflectrice correspondent à un phénomène précis;

(*) En fait l'autocollimation parfaite n'est pas indispensable : un défaut d'autocollimation a simplement pour effet d'introduire un défaut de réglage fictif lors du calcul de la réponse impulsionelle de la facette réflectrice.

en fait, le trou est destiné à réduire le diamètre de la pupille d'entrée de l'objectif photographique, ainsi que ses angles d'ouvertures objet et image, afin de reproduire un effet sténopé, et de séparer sur la pellicule les rayons lumineux réfléchis en différentes zones de la facette; ces rayons étant eux-mêmes en provenance de la grille, on doit alors observer, en tout point P de la facette réflectrice, un point G de la grille (ou une couleur qui lui correspond), et dont l'ensemble formera une image de cette dernière.

En principe, il faudrait donc que le diamètre du trou soit aussi petit que possible, afin d'obtenir les meilleures résolutions spatiale et directionnelle, respectivement sur la surface de la facette réflectrice, et sur l'orientation des normales à cette surface. Mais c'est oublier que le phénomène de diffraction joue en sens contraire, et que choisir des trous de diamètres trop faibles conduirait à des résultats désastreux; il est donc nécessaire d'établir un compromis entre diffraction et résolution, tout en sachant que l'une et l'autre contribuent à dégrader la qualité de l'image enregistrée.

En fait, ce n'est pas par hasard que nous avons choisi, pour une distance D_i égale à 18 mètres, une valeur de $2r = 7$ mm pour le diamètre du trou. Les conditions dans lesquelles travaille l'appareil photographique sont en effet sensiblement identiques à celles de la méthode d'optimisation des facettes réflectrices qui est décrite au paragraphe 4.4.1, mais qui fut pour la première fois mise en oeuvre antérieurement à la méthode de la grille. L'évaluation des résolutions spatiale et directionnelle, l'influence de la diffraction, et le choix optimal du diamètre du trou seront donc exposés en même temps dans ce paragraphe, et les chiffres qui y sont donnés (voir le tableau VI) pour $D_i = 18$ m et $r = 3,5$ mm restent valables ici. C'est ainsi que la résolution spatiale est estimée à 3,5 mm dans le plan de la facette réflectrice, et la résolution directionnelle à 0,2 mrad, pour une résolution image voisine de 0,2 mm, lorsque le plan de mise au point de l'appareil photographique est situé à distance $2D_i$ de ce dernier (ou, ce qui revient au même, s'il est confondu avec le plan de la grille). Ces chiffres sont à comparer avec l'épaisseur des traits colorés sur la grille (3,2 mm), et l'ordre de grandeur des erreurs commises sur la détermination des normales à la surface réflectrice, voisin de r/D_i [87].

Le cas où la facette réflectrice déformée sous contrainte mécanique présenterait un relief sphérique, avec un rayon de courbure égal à $2D_i$, bien que peu probable, est un de ceux qui ont été envisagés lors de la conception de notre code de calcul des éclairements formés par un concentrateur fixe. La méthode de la grille permet de vérifier en un coup d'oeil si la facette satisfait effectivement à cette condition : la faible ouverture de celle-ci permet en effet de l'assimiler à une facette parabolique de focale D_i (autrement dit, l'aberration sphérique est négligeable) qui, lorsqu'elle est placée en autocollimation, réfléchit tous les rayons lumineux en provenance de la grille parallèlement à l'axe OiT vers le trou T. L'image de la grille observée sur la surface réflectrice est alors parfaitement identique à la grille elle-même, à une symétrie par rapport à l'axe vertical près. Par ailleurs, dans le cas où la facette est localement paraboloïdale, l'image de la grille est déformée, mais présente un maillage oblique régulier; en particulier, les images des traits de la grille apparaissent comme des droites plus ou moins inclinées par rapport aux axes OiYoi et OiZoi de la facette réflectrice. Ces deux critères géométriques simples nous permettront de déduire instantanément qu'une facette déformée sous contrainte mécanique est sphérique, ou localement paraboloïdale, ou bien encore qu'elle présente un relief radicalement différent.

Enfin, nous avons pensé à ce que pourrait être l'extension d'une telle méthode à des facettes réflectrices présentant des reliefs très tourmentés, comme les modules des héliostats CETHEL III bis. Dans ce genre de cas difficiles, on peut envisager de remplacer la grille par un assemblage de traits colorés, parallèles et facilement discernables, que l'on disposerait verticalement, puis horizontalement afin de réaliser deux clichés d'une même facette (fig.V-20); les couleurs observées en un même point P de cette dernière permettraient alors de situer précisément le point origine du rayon émis sur cette nouvelle grille, et réfléchi en P en direction du trou T. A partir de là, le calcul des normales à la surface réflectrice s'effectue de la même manière que dans le cas de la méthode de la grille proprement dite. C'est ce point précis que nous allons à présent examiner.

4.2) Détermination des normales à la surface réflectrice

On considère un rayon lumineux issu d'un point G de la grille, et se réfléchissant en un point P de la facette réflectrice, pour finalement passer par le trou T, dont on néglige le diamètre apparent (fig.V-21). Lorsque les positions de G et P dans les plans de la grille et de la facette réflectrice sont connues, il est facile de calculer les cosinus directeurs des vecteurs unitaires $\vec{I_G}$ et $\vec{R_T}$ qui dirigent respectivement les droites PG et PT; on a en effet

$$\vec{I_G} = \frac{\vec{PG}}{||PG||} = \frac{1}{D_G} \begin{vmatrix} D_i \\ Y_G - Y_p \\ Z_G - Z_p \end{vmatrix} \qquad \text{(V-17)}$$

où $D_G = \sqrt{D_i^2 + (Y_G - Y_p)^2 + (Z_G - Z_p)^2}$

$$\vec{R_T} = \frac{\vec{PT}}{||PT||} = \frac{1}{D_T} \begin{vmatrix} D_i \\ -Y_p \\ -Z_p \end{vmatrix} \qquad \text{(V-18)}$$

où $D_T = \sqrt{D_i^2 + Y_p^2 + Z_p^2}$

si (Y_p, Z_p) sont les coordonnées du point P dans le plan OiYoiZoi de la facette réflectrice, et (Y_G, Z_G) les coordonnées du point G dans le plan TYtZt de la grille, rapportées au trou T. Les cosinus directeurs de $\vec{N_p}$, vecteur unitaire normal à la surface en P dans le repère Roi lié à la facette se déduisent alors de la loi de Descartes :

$$\vec{N_p} = \frac{\vec{I_G} + \vec{R_T}}{\sqrt{2(1+\vec{I_G}\vec{R_T})}} \qquad \text{(V-19)}$$

Cet ensemble de relations nous permet de déterminer les normales en tout point P de la facette réflectrice, à condition que les coordonnées (Y_G, Z_G) du point G qui lui est associé soient précisément connues; celles-ci seront bien sûr relevées sur le cliché de l'image de la grille vue à travers la facette. A ce stade, deux méthodes d'exploitation sont possibles :

1) La grille est discrétisée en un ensemble de $m_G \times n_G$ points $G_{i,j}$, avec $1 \leq i \leq m_g$ et $1 \leq j \leq n_g$, constitué des noeuds du maillage carré de la grille. Dans ce cas, il est particulièrement facile de déterminer les coordonnées Y_p et Z_p du point $P'_{i,j}$ de la facette réflectrice où le rayon incident dirigé par $\vec{I_G}$ se réfléchit en direction du trou, puisqu'on peut alors y observer l'intersection

de deux traits du maillage de la grille (fig.V-22). Le problème est que l'ensemble de ces points $P'_{i,j}$ où l'on connaitra la normale $\overrightarrow{N_p}$ à la surface réflectrice ne constituera généralement pas un maillage régulier de la facette. Cette méthode d'exploitation doit donc être abandonnée, en dépit de sa simplicité de mise en oeuvre.

2) La facette réflectrice est discrétisée en un ensemble de m x n points $P_{i,j}$, avec $1 \leqslant i \leqslant m$ et $1 \leqslant j \leqslant n$, qui en définissent un maillage rectangulaire. Si l'on désire que le point Oi, centre de la facette, appartienne à ce maillage, il faut que m et n soient impairs. Les points $P_{i,j}$ ne seront généralement pas confondus avec les points $P'_{i,j}$, où l'on observe les intersections des traits du maillage de la grille (fig.V-22), mais il sera toujours possible de trouver, pour un point $P_{i,j}$ donné, un quadrilatère constitué de quatre points $P'_{i,j}$ le contenant. Cela nous permettra de positionner G, point de la grille origine du rayon lumineux réfléchi en $P'_{i,j}$ vers le trou T, à l'intérieur d'un carré constitué de quatre noeuds du maillage de la grille, notés $G_{i,j}$ et associés aux points $P'_{i,j}$ (fig.V-22); il est alors nécessaire de procéder à une interpolation afin de déterminer précisément les coordonnées (Y_G, Z_G) du point G dans le repère lié à la grille.

C'est cette deuxième méthode que nous avons choisie : bien qu'elle soit plus complexe, elle est seule capable de nous donner la distribution des normales à la surface de la facette réflectrice sur un maillage régulier. Nous avons le plus souvent découpé la facette en 9 x 9 = 81 éléments réflecteurs, aux centres desquels les vecteurs $\overrightarrow{N_p}$ ont été déterminés.

Il nous faut à présent revenir sur le procédé d'interpolation qui permet d'obtenir les coordonnées "grille" (Y_G, Z_G) du point G associé à $P_{i,j}$. En réalité, cette interpolation est réalisée lors du dépouillement préliminaire du cliché, par un opérateur muni d'une règle et d'une calculatrice de poche, et qui devra effectuer, dans l'ordre, la séquence d'opérations suivante, pour tous les points $P_{i,j}$ du maillage défini sur la facette réflectrice [87].

1) On commence par déterminer les quatre points $P'_{i,j}$, correspondant aux points $G_{i,j}$ du maillage de la grille, et qui forment un quadrilatère $(P'_{i,j}, P'_{i+1,j}, P'_{i+1,j+1}, P'_{i,j+1})$ contenant le point $P_{i,j}$. On suppose alors que les courbes images des

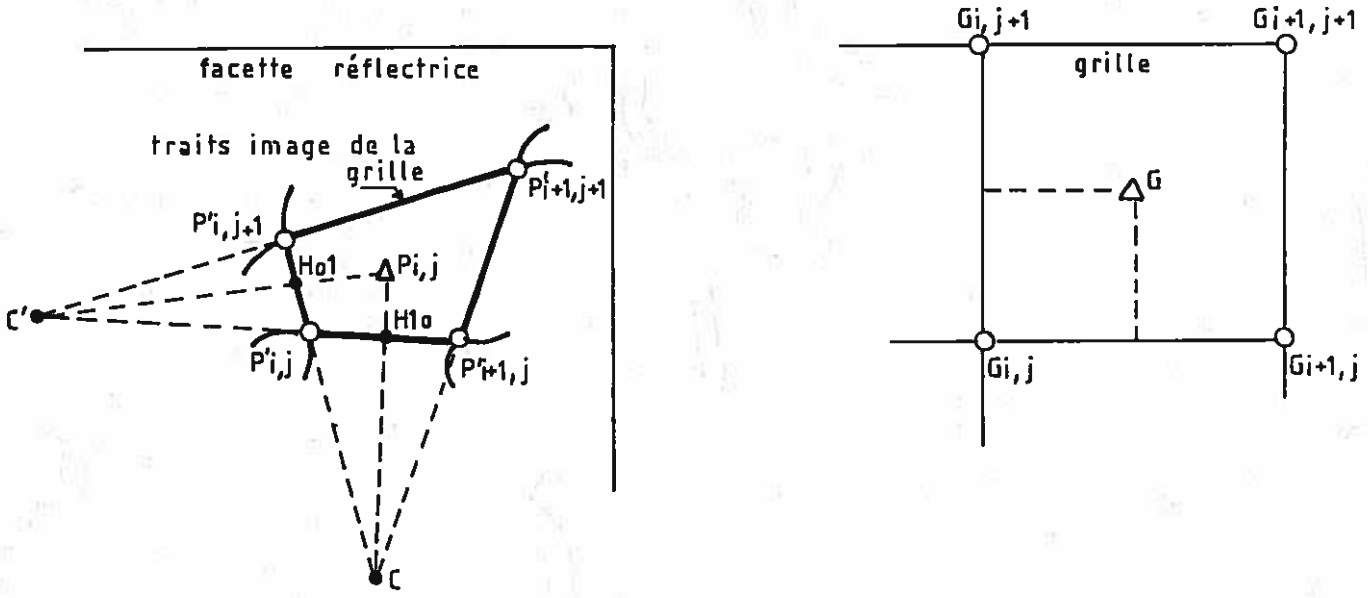


fig V-22 : Calcul des coordonnées du point G, dont l'image est visible en Pi,j sur la facette réflectrice.

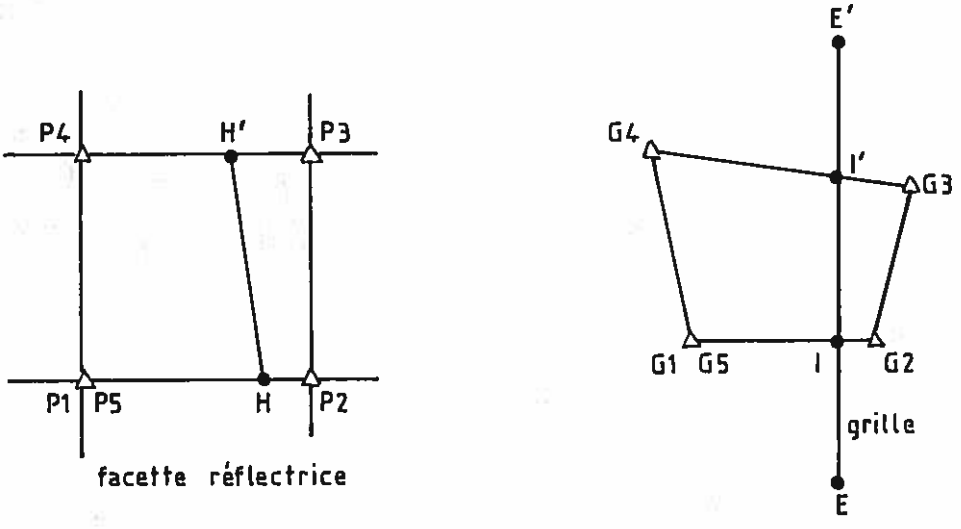


fig V-23 : Simulation de l'image de la grille observée à travers la facette réflectrice.

segments $\overline{G_{i,j}G_{i+1,j}}$, $\overline{G_{i+1,j}G_{i+1,j+1}}$, $\overline{G_{i+1,j+1}G_{i,j+1}}$ et $\overline{G_{i,j+1}G_{i,j}}$ sur la facette réflectrice sont des droites confondues avec les contours du quadrilatère.

2) On détermine ensuite les coordonnées ($Y_{Gi,j}$, $Z_{Gi,j}$) et ($Y_{Gi+1,j+1}$, $Z_{Gi+1,j+1}$) des points $G_{i,j}$ et $G_{i+1,j+1}$ correspondant à $P'_{i,j}$ et $P'_{i+1,j+1}$ sur la grille.

3) On détermine graphiquement, en se servant des points C et C' (fig.V-22), les distances $||\overrightarrow{P'_{i,j}\,H_{10}}||$ et $||\overrightarrow{P'_{i,j}\,H_{01}}||$, ainsi que $||\overrightarrow{P'_{i,j}\,P'_{i+1,j}}||$ et $||\overrightarrow{P'_{i,j}\,P'_{i,j+1}}||$.

4) Et enfin, on calcule Y_G et Z_G en écrivant que :

$$Y_G = Y_{Gi,j} + \frac{||\overrightarrow{P'_{i,j}\,H_{10}}||}{||\overrightarrow{P'_{i,j}\,P'_{i+1,j}}||}\,(Y_{Gi+1,j+1} - Y_{Gi,j})$$

$$Z_G = Z_{Gi,j} + \frac{||\overrightarrow{P'_{i,j}\,H_{01}}||}{||\overrightarrow{P'_{i,j}\,P'_{i,j+1}}||}\,(Z_{Gi+1,j+1} - Z_{Gi,j})$$

Les valeurs de Y_G et Z_G correspondant au point $P_{i,j}$ sont alors introduites dans un code de calcul qui déterminera le vecteur unitaire $\overrightarrow{N_p}$, à partir des relations (V-17) à (V-19), et par la suite la réponse impulsionnelle effective de la facette dans un plan récepteur donné (voir paragraphe suivant). Mais on comprend mieux à présent pourquoi le temps nécessaire au dépouillement d'un cliché est si important (au minimum une heure pour un opérateur habitué, et dans le cas d'un maillage 9 x 9). Cet inconvénient constitue en fait la principale limitation de la méthode de la grille; en l'absence d'un outil de dépouillement automatique, on ne peut guère envisager des découpages plus fins.

Bien sûr, le procédé utilisé pour l'interpolation est discutable : on peut notamment penser qu'il aurait été plus rigoureux de définir analytiquement une application homographique (seule capable de transformer un quadrilatère quelconque en carré), à partir des coordonnées des points $P'_{i,j}$, $P'_{i+1,j}$, $P'_{i+1,j+1}$ et $P'_{i,j+1}$, ainsi que de celles de $G_{i,j}$, $G_{i+1,j}$, $G_{i+1,j+1}$ et $G_{i,j+1}$, noeuds du maillage de la grille correspondant aux points précédents. Toutefois, cette procédure aurait nécessité la mise au point d'un code d'exploitation des données plus complexe, et n'aurait pas pour autant facilité la tâche de l'opérateur lors du dépouillement des clichés : bien au contraire, celui-ci aurait alors eu un minimum de 10 relevés à effectuer en chaque point $P_{i,j}$ du maillage de la facette réflectrice. Par ailleurs, il a été montré [87] que la précision

susceptible d'être gagnée en préférant cette méthode à la méthode graphique décrite plus haut était nettement inférieure au diamètre du sténopé. C'est pourquoi nous avons finalement renoncé à employer l'interpolation homographique. Par contre, nous avons inséré dans le code de calcul des réponses impulsionelles des facettes réflectrices du concentrateur d'Odeillo une séquence permettant de réaliser une simulation graphique du cliché étudié, une fois que l'ensemble des points G de la grille associés au maillage $P_{i,j}$ de la facette est connu. On peut ainsi juger de la qualité globale des interpolations, et suivant les cas accepter les résultats ou bien décider de reprendre tout ou partie du dépouillement du cliché.

Le principe de cette séquence de simulation ne sera que brièvement évoqué ici (on pourra d'ailleurs se reporter à l'organigramme général du code de calcul, reproduit au paragraphe suivant) : on considère un carré de points ($P_{i,j}$, $P_{i+1,j}$, $P_{i+1,j+1}$, $P_{i,j+1}$) du maillage de la facette réflectrice, que l'on peut également noter P_k avec $1 \leqslant k \leqslant 5$, en supposant que P_5 est confondu avec P_1(fig.V-23). A ce carré de points P_k, correspond dans le plan de la grille un quadrilatère formé par leurs points G_k(pour $1 \leqslant k \leqslant 5$) associés, dont les coordonnées ont été déterminées au cours du dépouillement du cliché. Le programme effectue alors une boucle sur tous les traits verticaux d'extrémités E et E' du maillage de la grille, puis sur tous les segments $\overline{G_kG_{k+1}}$ ($1 \leqslant k \leqslant 4$) du quadrilatère, afin de trouver, s'ils existent, les points d'intersection I ou I' des droites EE' et G_kG_{k+1}(fig.V-23). Si Y_{Gk} et Z_{Gk} sont les coordonnées de G_k dans le plan de la grille et Y_I et Z_I les coordonnées de I, on peut alors écrire, quel que soit k compris entre 1 et 4 :

$$Z_I = Z_{Gk} + \frac{Y_I - Y_{Gk}}{Y_{Gk+1} - Y_{Gk}} (Z_{Gk+1} - Z_{Gk}) \qquad \text{(V-20)}$$

lorsque la droite EE' a pour équation $Y=Y_I$ dans le plan TYtZt de la grille. Le cas où Y_{Gk} serait éventuellement égal à Y_{Gk+1} ne nous intéresse pas, car alors les droites EE' et G_kG_{k+1} seraient parallèles : si elles sont disjointes, il n'y a pas d'intersections, et si elles sont confondues les points d'intersection I et I' seront comptabilisés lors de l'examen des autres segments du quadrilatère.

Une fois que les coordonnées (Y_I,Z_I) du point I sont connues, il faut encore vérifier que celui-ci se trouve bien à l'intérieur des segments $\overline{G_kG_{k+1}}$ et $\overline{EE'}$ (fig.V-23). Pour cela, on

utilise les deux tests suivants :

$$(Z_I - Z_{Gk+1})(Z_I - Z_{Gk}) \leq 0 \qquad \text{(V-21)}$$

$$(Z_I - Z_E)(Z_I - Z_{E'}) \leq 0 \qquad \text{(V-22)}$$

où Z_E et $Z_{E'}$ sont les ordonnées des points E et E' dans le plan TYtZt. Si le résultat des tests indique qu'il existe effectivement un point I sur le segment $\overline{G_kG_{k+1}}$, alors cela veut dire que la courbe image de la droite EE' observée sur la surface de la facette réflectrice passe par un point H situé à l'intérieur du segment $\overline{P_kP_{k+1}}$ du maillage de la facette (fig.V-23). Les coordonnées (Y_H, Z_H) de H dans le repère lié à la facette réflectrice sont alors déduites de la relation vectorielle :

$$\overrightarrow{P_kH} = \frac{||\overrightarrow{G_kI}||}{||\overrightarrow{G_kG_{k+1}}||} \times \overrightarrow{P_kP_{k+1}} \qquad \text{(V-23)}$$

Le programme continue ensuite à examiner les autres segments du quadrilatère, jusqu'à trouver éventuellement un deuxième point H'. Si tel est le cas, le segment $\overline{HH'}$ est mémorisé en vue de son traçage, et toutes les droites verticales, puis horizontales, constituant le maillage de la grille sont ainsi passées en revue. Enfin, ces boucles de calcul sont elles-mêmes imbriquées dans une dernière boucle, qui porte sur tous les carrés $(P_{i,j}, P_{i+1,j}, P_{i+1,j+1}, P_{i,j+1})$ définis par le maillage de la facette réflectrice. Le temps d'exécution supplémentaire demandé par cette séquence n'est pas très important.

Nous donnerons dans le paragraphe suivant (planches V-9 et V-10) un exemple de cliché photographique d'une facette déformée sous contrainte mécanique, obtenu par la méthode de la grille, ainsi que de la simulation graphique qui lui est associée. Pour l'instant, il nous semble nécessaire de donner une estimation de l'erreur $|\overrightarrow{\Delta N_p}|$ portant sur les vecteurs unitaires $\overrightarrow{N_p}$ normaux à la surface réflectrice aux points $P_{i,j}$, et déduits des relations (V-17) à (V-19). En fait, il est possible d'estimer cette erreur par la relation :

$$|\overrightarrow{\Delta N_p}| = 1{,}25 \frac{r}{D_i} \qquad \text{(V-24)}$$

relation qui prend en compte le diamètre du trou T, la résolution spatiale de l'appareil photographique dans le plan de la facette réflectrice, et la largeur des traits de la grille (ces deux dernières grandeurs étant d'ailleurs très voisines). C'est ainsi que lorsque r = 3,5 mm et D_i = 18 m, on ne peut guère escompter une précision meilleure que 0,25 mrad sur l'orientation de la normale $\overrightarrow{N_p}$ en tout point $P_{i,j}$ de la surface réflectrice; cette précision nous satisfait pleinement dans le cas des facettes mises sous contrainte du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo, sur lesquelles les normales $\overrightarrow{N_p}$ font des angles allant jusqu'à 10 mrad avec le vecteur unitaire $\overrightarrow{N_{oi}}$, perpendiculaire à la facette réflectrice. Mais elle serait vraisemblablement insuffisante pour l'étude des défauts de surface des facettes planes qui sont montées sur les héliostats d'Odeillo, dans le cas où l'on déciderait de leur appliquer la méthode de la grille telle quelle. En fait, cette expérience mériterait sans doute d'être tentée, mais nous n'avons pas eu l'occasion de la réaliser.

Enfin, il faut insister sur le fait que si nous disposons maintenant d'un outil capable de déterminer la distribution des normales $\overrightarrow{N_p}$ sur un maillage donné de la surface d'une facette réflectrice concave, nous n'en avons pas pour autant les moyens de reconstituer son relief; en effet, le calcul des valeurs de la fonction caractéristique du relief de la facette $f(Y_p,Z_p)$ aux points $P_{i,j}$, à partir des valeurs de $\partial f/\partial Y_p(Y_p,Z_p)$ et $\partial f/\partial Z_p(Y_p,Z_p)$ mesurées en ces points est un problème assez complexe numériquement. Nous supposerons en fait que $f(Y_p,Z_p) = 0$ en tout point $P_{i,j}$: la facette est ainsi assimilée à une mosaïque d'éléments réflecteurs présentant des orientations différentes, mais tous situés dans le même plan. Il a d'ailleurs été montré [87] que cette approximation était sans effet sur les calculs des réponses impulsionnelles effectives des facettes réflectrices, et, d'une manière générale, sur tout calcul des éclairements formés par ces facettes.

4.3) Calcul des réponses impulsionnelles des facettes

Nous avons décrit, dans le paragraphe précédent, le principe de la procédure d'exploitation d'un cliché photographique obtenu suivant la méthode de la grille. Nous connaissons donc à présent, pour un certain nombre de facettes réflectrices, la répartition des normales $\overrightarrow{N_p}$ à leur surface, sur un maillage donné. A partir de là, le

calcul des répartitions de densité de flux formées dans un plan récepteur quelconque par une de ces facettes est possible.Mais nous désirons maintenant déterminer la réponse impulsionnelle effective de la facette, telle qu'elle a été définie dans le chapitre IV, et qui n'est autre que la répartition d'éclairement qu'elle formerait, dans le plan récepteur choisi, si elle était éclairée d'un faisceau de lumière parallèle. Pour évaluer cette réponse impulsionnelle, il nous faudra une fois de plus mettre en oeuvre un calcul numérique, qui pourra être mené de deux manières différentes.

Si la distribution des vecteurs unitaires normaux à la surface réflectrice est donnée en un nombre suffisant de points $P_{i,j}$ de la facette, la méthode la plus évidente consiste à étudier la trajectoire de rayons parallèles incidents aux points $P_{i,j}$, et se réfléchissant en direction du plan récepteur, où l'on déterminera les coordonnées de leurs points d'impact $Ip_{i,j}$; on obtient ainsi un nuage de points I_P, ou spot-diagram, à partir duquel l'analyse des densités de répartition des points d'impact permet de retrouver la réponse impulsionnelle énergétique de la facette : c'est un procédé identique à celui qui est employé dans le code américain MIRVAL (voir le chapitre bibliographique).

Mais, lorsque le nombre n_I de points d'impact I_P est trop faible, ou du moins insuffisant pour réaliser l'analyse de répartition des points, il faut procéder différemment. En fait, nous nous sommes retrouvés dans cette obligation parce que le dépouillement manuel d'un cliché en un ou plusieurs milliers de points n'est pas envisageable, et qu'en pratique n_I ne peut guère dépasser 81 (ce qui correspond à un maillage 9 x 9 de la facette réflectrice). Il fallait par conséquent trouver un moyen de représenter les réponses impulsionnelles effectives des miroirs à partir de spot-diagrams de 81 points; mais auparavant il était bien sûr nécessaire d'obtenir ces derniers. Pour cela, nous avons utilisé une méthode analytique classique.

Nous reprendrons ici la plupart des notations du paragraphe 5.4.1 du chapitre II. Ainsi, le centre Oi de la facette réflectrice étudiée a pour coordonnées (X_{oi}, Y_{oi}, Z_{oi}) dans le repère Rinst lié au concentrateur. On supposera par ailleurs que le vecteur $\vec{S_o}$ est ici parallèle à l'axe SXinst, puisque les défauts de pointage des héliostats plans ne nous intéressent pas. Les coordonnées du

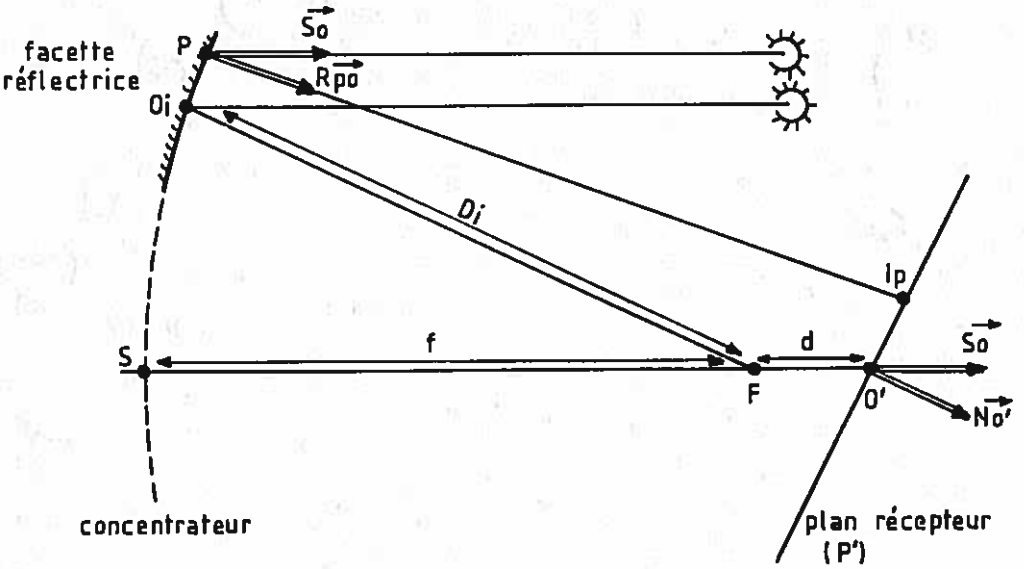


fig V-24 : Calcul du point d'impact I_p du rayon réfléchi en P dans le plan récepteur.

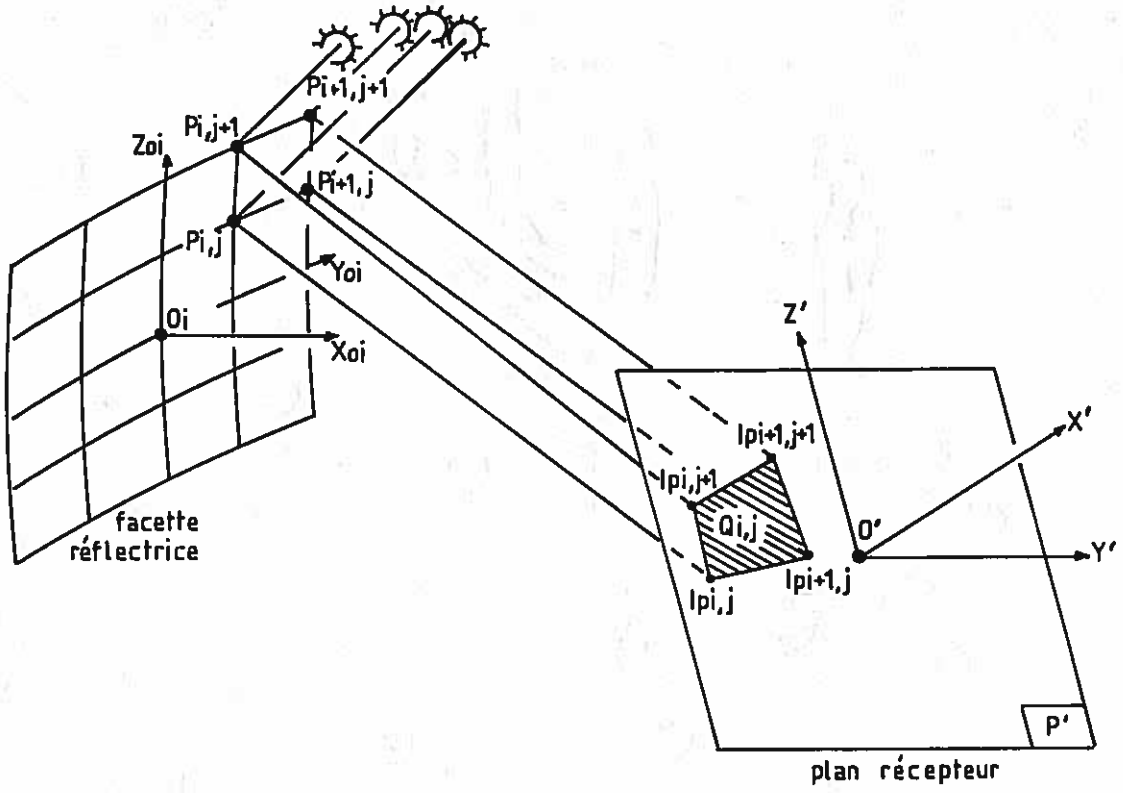


fig V-25 : Réponse impulsionnelle d'un élément réflecteur.

point focal F de l'installation sont (f,0,0) dans Rinst, f étant la focale du paraboloïde, et celles du point O', intersection du plan récepteur (P') et de l'axe SXinst, (f+d,0,0), avec $d=\overline{FO'}$. C'est ce point O' qui sera choisi comme origine du repère R' lié au plan récepteur (P'), dont la normale est dirigée par le vecteur unitaire $\vec{N}'_o$ (fig.V-24). On notera enfin D_i la distance $||\overrightarrow{O_iF}||$, et on considèrera que la facette de centre Oi ne présente aucun défaut de réglage en orientation; on sait d'ailleurs depuis le chapitre précédent qu'un tel défaut n'aurait pour effet que de faire subir une translation aux réponses impulsionnelles effectives, sans plus les modifier. Les autres vecteurs, points et repères, ainsi que leurs composantes et coordonnées, restent les mêmes que ceux et celles que nous avons utilisés jusqu'ici.

Soit maintenant un point P situé à l'un des noeuds du maillage de la facette réflectrice, et où se réfléchit, suivant le vecteur $\vec{R}_{po}$, un rayon parallèle à l'axe du concentrateur dirigé par $\vec{S}_o$. On sait que :

$$\vec{R}_{po} = 2(\vec{S}_o\vec{N}_p)\vec{N}_p - \vec{S}_o$$

d'après la relation (II-5), et on souhaite déterminer, dans le repère R', les composantes du vecteur $\overrightarrow{O'I_p}$, où I_p est le point d'impact du rayon réfléchi, c'est-à-dire l'intersection du plan récepteur (P') avec la droite issue de P et dirigée par $\vec{R}_{po}$ (fig.V-24). Pour cela, on écrit que :

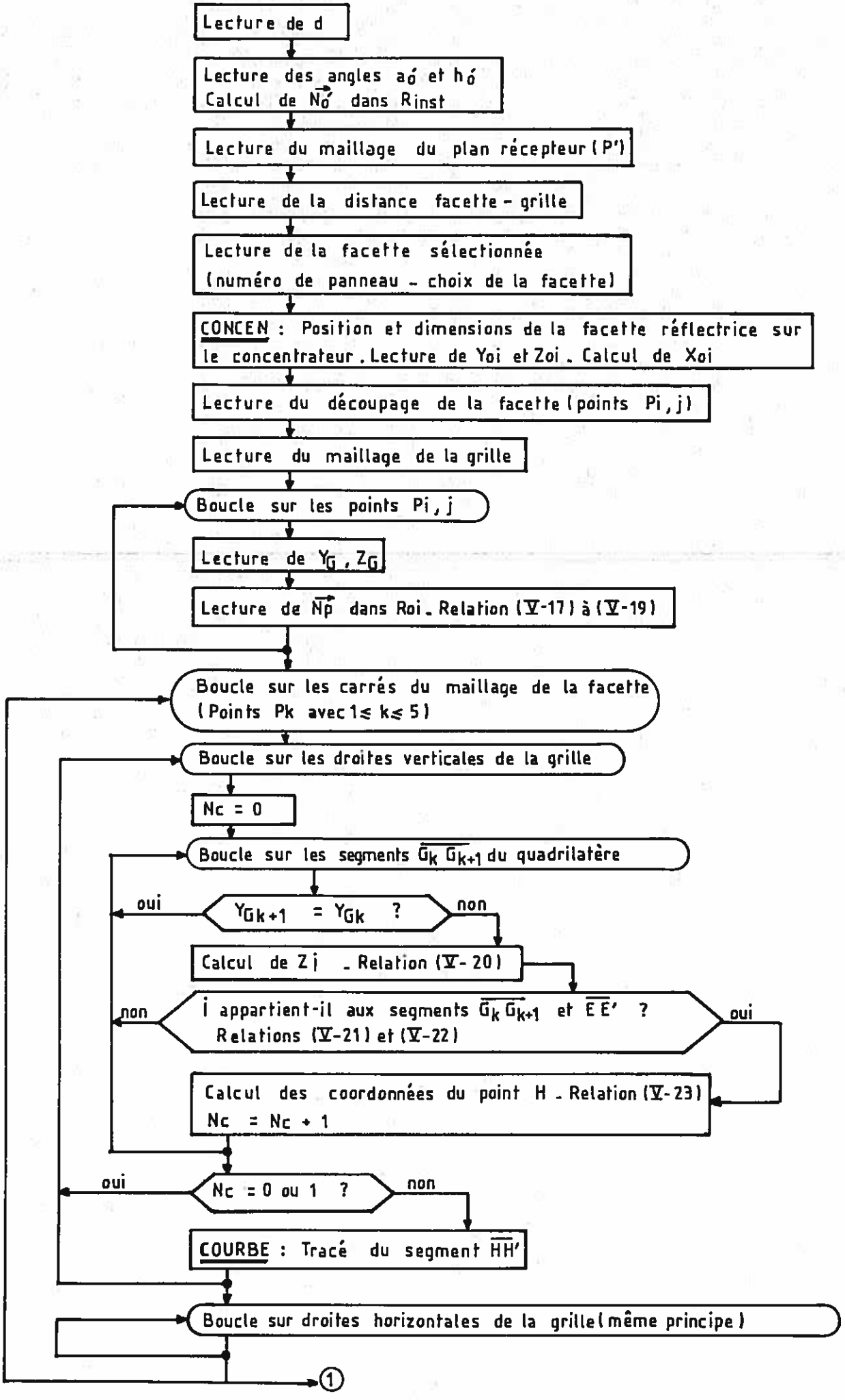
$$\overrightarrow{O'I_p} = \overrightarrow{O'F} + \overrightarrow{FO_i} + \overrightarrow{O_iP} + \lambda\vec{R}_{po} = - d\vec{S}_o - D_i\vec{R}_{oi} + \overrightarrow{O_iP} + \lambda\vec{R}_{po}$$

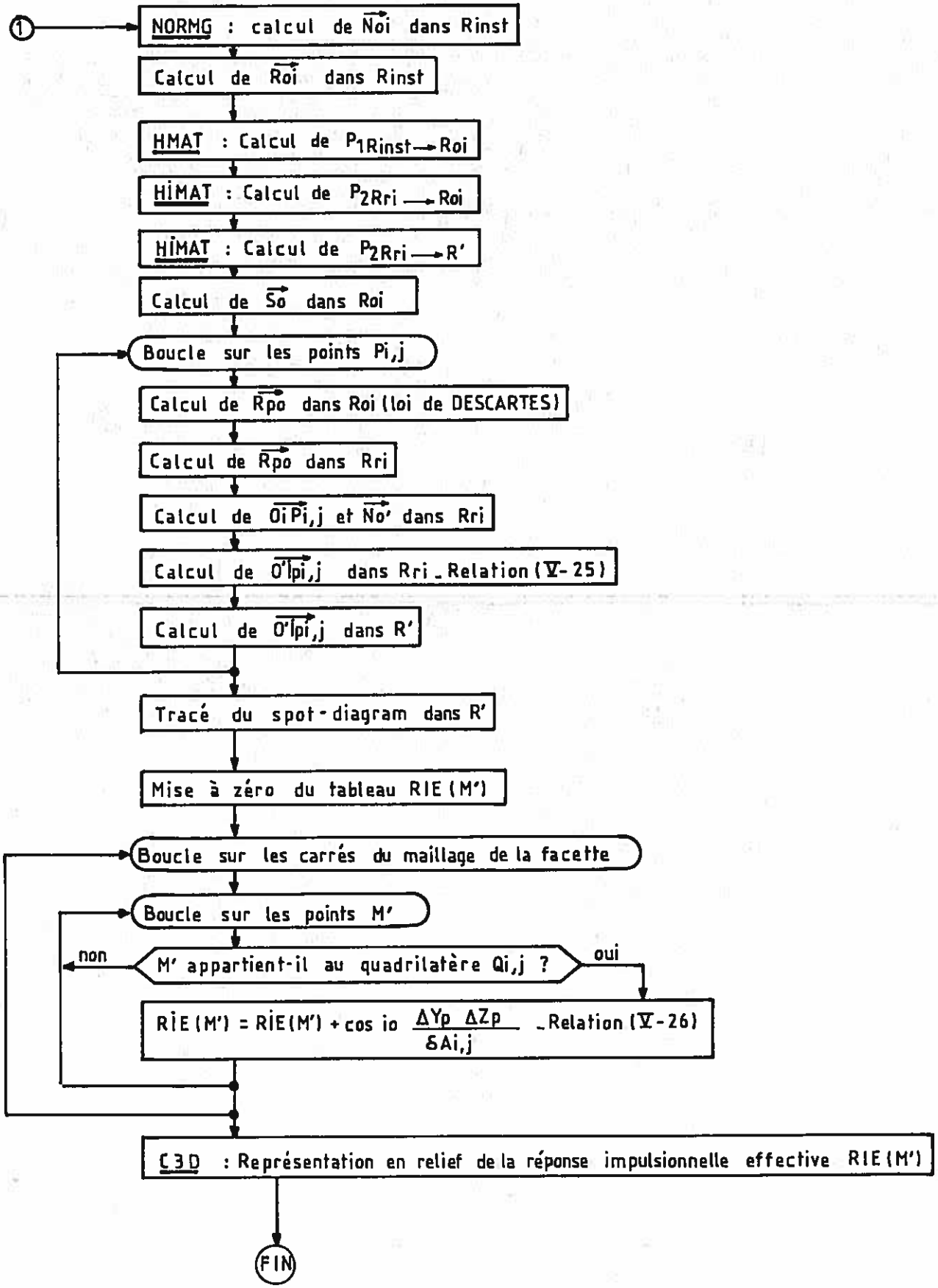
avec λ tel que $\overrightarrow{O'I_p}\,\vec{N}'_o = 0$. Cette condition conduit finalement à la relation suivante :

$$\overrightarrow{O'I_p} = - d\vec{S}_o - D_i\vec{R}_{oi} + \overrightarrow{O_iP} + \left[d\,\vec{S}_o\,\vec{N}'_o + D_i\,\vec{R}_{oi}\,\vec{N}'_o - \overrightarrow{O_iP}\,\vec{N}'_o\right]\frac{\vec{R}_{po}}{(\vec{R}_{po}\,\vec{N}'_o)} \qquad (V\text{-}25)$$

L'évaluation numérique des différents termes qui interviennent dans cette expression vectorielle de $\overrightarrow{O'I_p}$ s'effectue dans le repère de calcul Rri (voir le paragraphe 5.4.1 du chapitre II), à l'exception de $\vec{S}_o\vec{N}'_o$ qui est égal à α'_o, première composante du vecteur $\vec{N}'_o$ dans Rinst. Pour avoir plus de détails, on se réfèrera à l'organigramme du code d'exploitation des clichés photographiques et de calcul des réponses impulsionnelles, reproduit dans les pages suivantes.

Nous connaissons à présent les coordonnées de tous les


Lecture de d
Lecture des angles aó et hó
Calcul de $\vec{N_0'}$ dans Rinst
Lecture du maillage du plan récepteur (P')
Lecture de la distance facette - grille
Lecture de la facette sélectionnée
(numéro de panneau - choix de la facette)
CONCEN : Position et dimensions de la facette réflectrice sur le concentrateur . Lecture de Yoi et Zoi . Calcul de Xoi
Lecture du découpage de la facette (points Pi,j)
Lecture du maillage de la grille
Boucle sur les points Pi,j
Lecture de Y_G , Z_G
Lecture de $\vec{Np}$ dans Roi . Relation (V-17) à (V-19)
Boucle sur les carrés du maillage de la facette (Points Pk avec 1≤ k≤ 5)
Boucle sur les droites verticales de la grille
Nc = 0
Boucle sur les segments $\overline{G_k G_{k+1}}$ du quadrilatère
oui
$Y_{Gk+1} = Y_{Gk}$?
non
Calcul de Zj . Relation (V-20)
non
I appartient-il aux segments $\overline{G_k G_{k+1}}$ et $\overline{E E'}$?
Relations (V-21) et (V-22)
oui
Calcul des coordonnées du point H . Relation (V-23)
Nc = Nc + 1
oui
Nc = 0 ou 1 ?
non
COURBE : Tracé du segment $\overline{HH'}$
Boucle sur droites horizontales de la grille (même principe)
①



Organigramme de FLUFAC : code de calcul des réponses impulsionnelles effectives des facettes du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo

points d'impact $I_{Pi,j}$, pour $1 \leq i \leq m$ et $1 \leq j \leq n$, qui correspondent aux noeuds $P_{i,j}$ du maillage considéré sur la facette réflectrice. Cela nous permet bien sûr d'en tracer le spot-diagram, mais il reste encore à trouver l'allure de sa réponse impulsionnelle effective. La méthode que nous avons employée s'inspire de la manière dont sont définies les réponses impulsionnelles théoriques des miroirs des héliostats CETHEL III bis dans le code de calcul de J.J.Bézian, lui-même basé sur les principes donnés par Courrèges (voir à ce sujet le paragraphe 4.4.3 du chapitre I).

On considère un carré de points $(P_{i,j}, P_{i+1,j}, P_{i+1,j+1}, P_{i,j+1})$ du maillage du miroir. A ces quatre points correspondent dans le plan récepteur quatre points d'impact $I_{Pi,j}$, $I_{Pi+1,j}$, $I_{Pi+1,j+1}$ et $I_{Pi,j+1}$ le plus souvent disposés suivant un quadrilatère Qi,j (fig.V-25). Nous supposerons que la réponse impulsionnelle de l'élément réflecteur limité par les points $P_{i,j}$ est une fonction constante qui vaut :

$$C_I \cos\beta = \frac{\cos i_o \, \Delta Y_p \, \Delta Z_p}{\delta A_{i,j}} \qquad \text{(V-26)}$$

à l'intérieur du quadrilatère Qi,j (dont l'aire dans le plan récepteur vaut $\delta A_{i,j}$), et qui s'annule à l'extérieur. La relation précédente est en fait déduite de la relation (IV-20), où la surface du miroir S_m a été remplacée par la surface $\Delta Y_p \, \Delta Z_p$ de l'élément réflecteur, et où β et i_o sont conformes aux définitions données dans le chapitre précédent. En procédant ainsi, nous obtenons une valeur de la réponse impulsionnelle de l'élément réflecteur cohérente avec la vue en trou d'épingle dans le plan récepteur, et la réponse impulsionnelle effective RIE(M') de l'ensemble de la surface réflectrice s'obtient alors par superposition des réponses impulsionnelles des différents éléments réflecteurs :

$$RIE(M') = \cos i_o \, \Delta Y_p \, \Delta Y_p \sum_{i=1}^{m-1} \sum_{j=1}^{n-1} \frac{\delta_{i,j}(M')}{\delta A_{i,j}} \qquad \text{(V-27)}$$

où $\delta_{i,j}(M')$ est une fonction égale à 1 si M' appartient au quadrilatère Qi,j, et nulle s'il est situé à l'extérieur. Le principe du calcul consiste donc, pour chaque point M' considéré dans le plan récepteur, et de coordonnées (0,Y',Z') dans R', à appliquer cette dernière relation, ce qui implique la réalisation

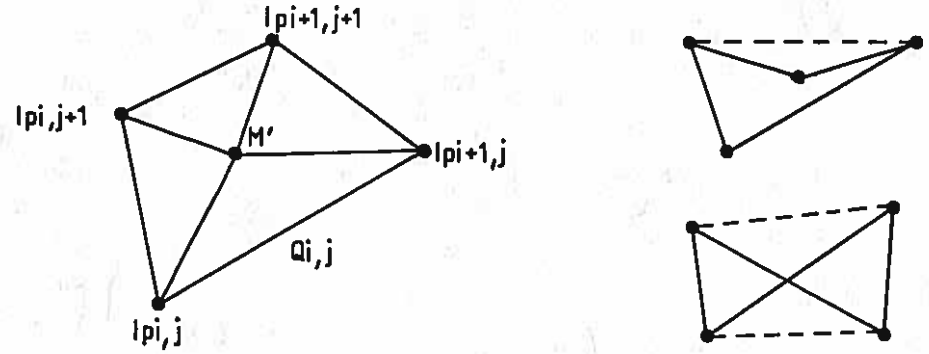
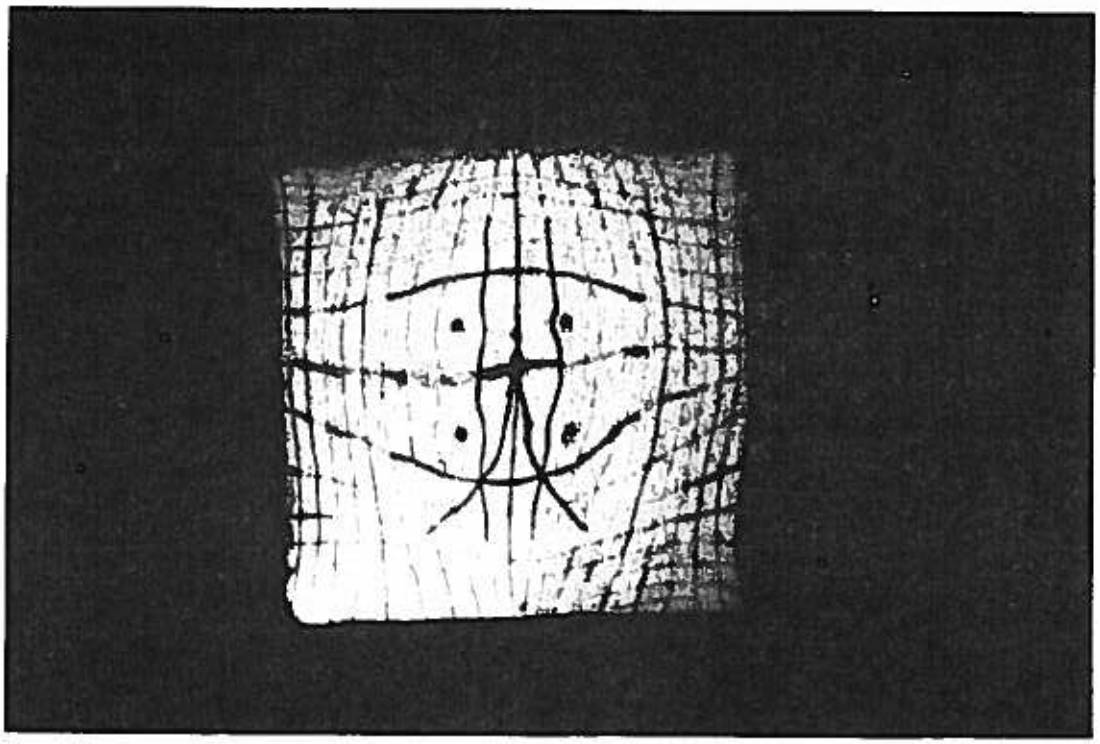


fig V-26 : Test d'appartenance de M' au quadrilatère Qi,j et cas particuliers.

d'une boucle sur tous les éléments réflecteurs que comprend le miroir. Le point le plus délicat est certainement le test d'appartenance du point M' aux quadrilatères Qi,j, pour lequel le critère suivant a été utilisé (fig.V-26). Si M' appartient au quadrilatère, la somme des aires des triangles $(M'I_{Pi,j}I_{Pi+1,j})$, $(M'I_{Pi+1,j}I_{Pi+1,j+1})$, $(M'I_{Pi+1,j+1}I_{Pi,j+1})$ et $(M'I_{Pi,j+1}I_{Pi,j})$ est égale à l'aire du quadrilatère Qi,j, alors qu'elle sera strictement supérieure à cette dernière si M' est à l'extérieur de Qi,j.

Il peut arriver que l'aire réellement couverte par l'image d'un élément réflecteur limitée par les points $I_{Pi,j}$ dans le plan récepteur soit en forme de V, ou d'ailes de papillon (fig.V-26). Lorsque cela est le cas, nous remplacerons les enveloppes de ces surfaces, qui sont indiquées en traits continus, par les traits pointillés de la figure V-26. Cette approximation n'est pas gênante, car nous avons pu constater que ces cas étaient véritablement exceptionnels.



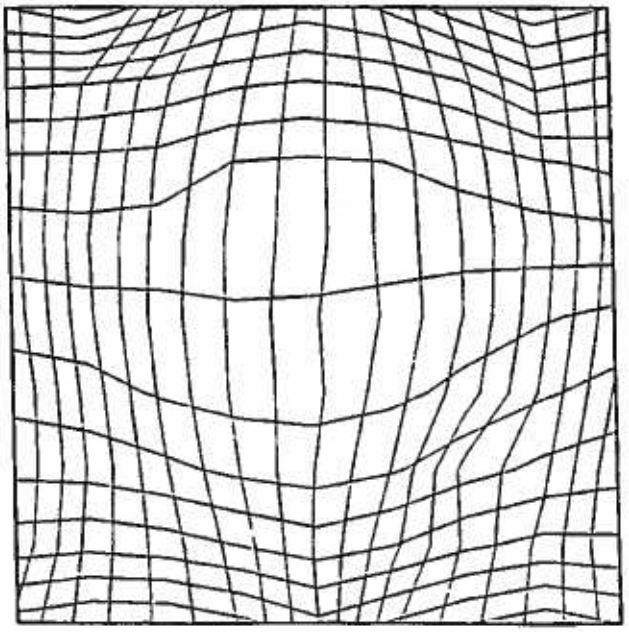
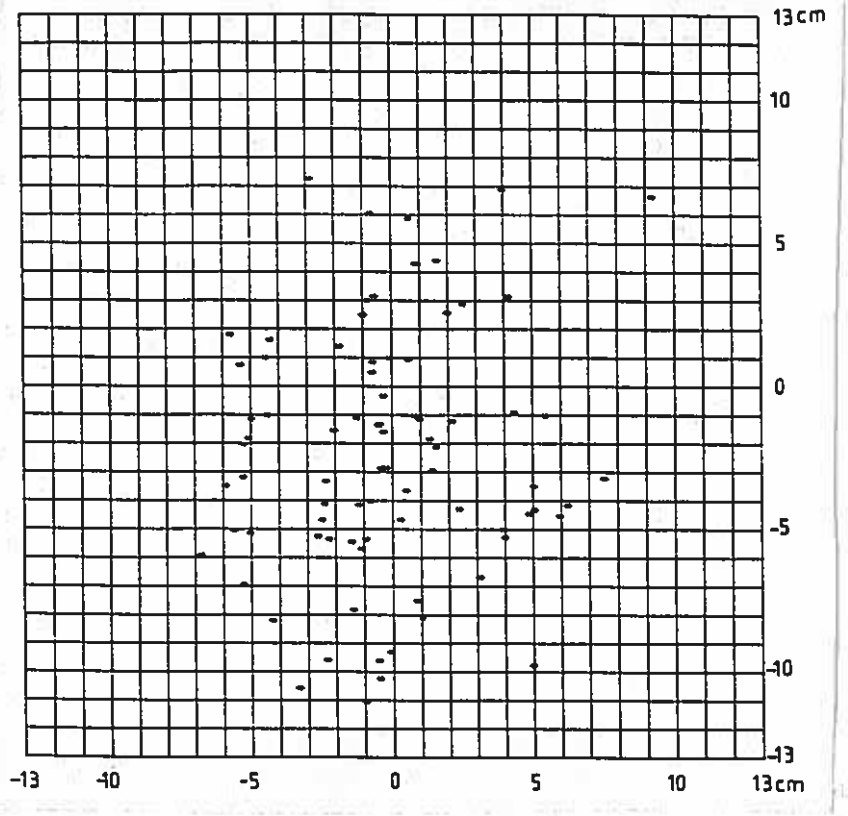


Planche V-9 Image de la grille lumineuse observée à travers une facette réflectrice déformée sous contrainte mécanique. Panneau 36,facette (4,4).



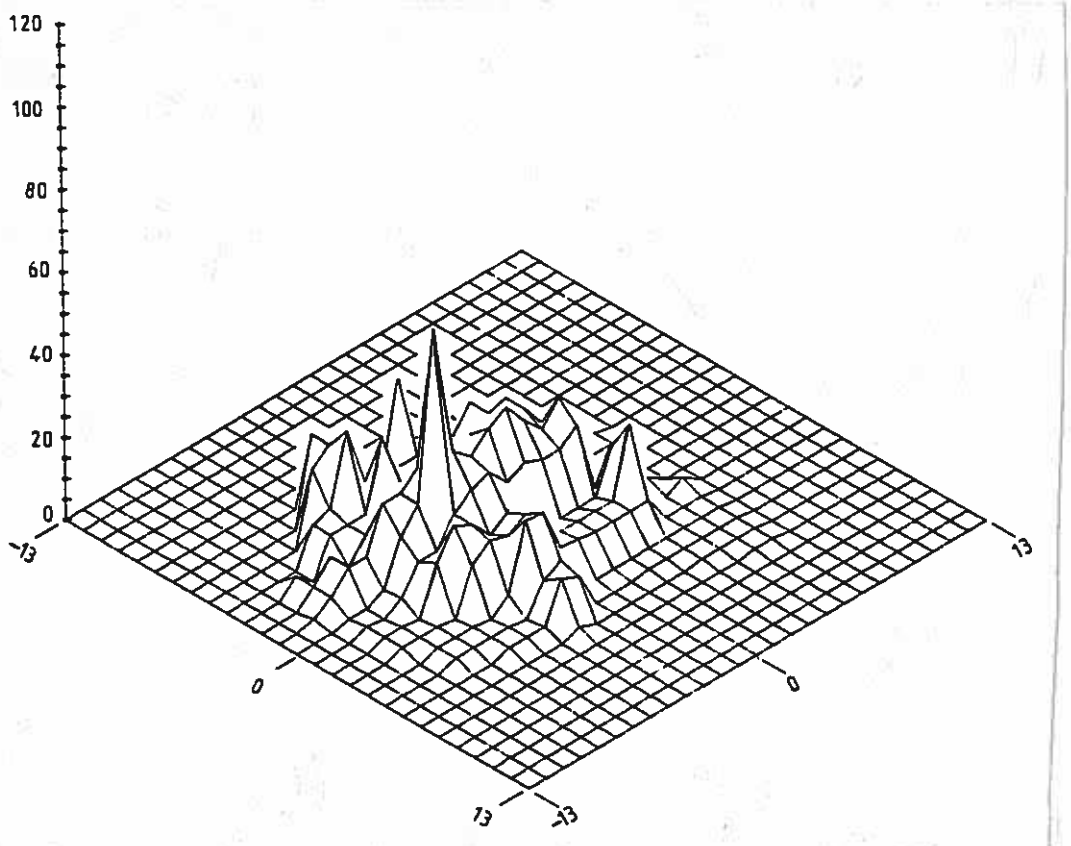


Planche V-10 Spot-diagram et réponse impulsionnelle effective de la facette (4,4), panneau 36.

Nous disposons donc maintenant de tous les éléments nécessaires au calcul des réponses impulsionnelles effectives des facettes déformées sous contrainte mécanique qui équipent le concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo. Le traitement numérique est effectué à partir de données mesurées sur les clichés obtenus grâce à la méthode de la grille. Il est temps de donner à présent un exemple d'application de ce nouveau code de calcul; sur la planche V-9, nous avons reproduit un cliché qui montre l'aspect de l'image de la grille observée à travers une facette réflectrice du quatrième étage, ainsi que sa simulation graphique. Cette dernière nous permet de vérifier que les mesures relevées sur le cliché sont correctes. Il apparaît également, au vu des importantes déformations de l'image de la grille, que la facette ne peut être ni sphérique, ni localement paraboloïdale.

La planche V-10 nous montre le spot-diagram de la réponse impulsionnelle effective de la facette réflectrice, ainsi qu'une vue tridimensionnelle de celle-ci. On peut constater qu'on ne retrouve ni la distribution uniforme sur un domaine en forme de parallélogramme typique de la facette sphérique, ni le pic très accentué caractéristique du relief localement paraboloïdal (dans ce dernier cas, la réponse impulsionnelle théorique est une distribution de Dirac). Par contre on observe un relief en dents de scie, qui semble présenter de nombreux maximums secondaires. A l'évidence, le relief de ces facettes mises sous contrainte mécanique est plus complexe que nous ne l'imaginions, peut-être même trop complexe pour être introduit tel quel dans un modèle utilisant les produits de convolution. Mais cette apparente complexité peut également être le signe que 81 points de mesure de la normale $\overrightarrow{N_p}$ à la surface réflectrice ne sont pas suffisants; si cela était confirmé, l'amélioration des capacités de cette méthode pourrait porter sur les deux points suivants.

Sur un plan purement numérique, la réalisation d'interpolations sur les vecteurs $\overrightarrow{N_p}$ devrait permettre de connaître ceux-ci en un plus grand nombre de points, et ainsi d'obtenir un spot-diagram plus représentatif.

D'autre part, un matériel de traitement d'images pourrait être avantageusement associé à la méthode de la grille : nous avons vu en effet que la principale limitation de cette dernière est le temps nécessaire au dépouillement d'un cliché, ce qui nous oblige à

nous contenter d'un nombre assez faible de points de mesure. L'emploi d'une caméra numérique suffirait à résoudre ce problème.

Quoi qu'il en soit, nous avons décidé d'utiliser ce code de calcul dans sa version actuelle, non pas dans le but d'établir un catalogue des réponses impulsionnelles effectives des facettes réflectrices de l'installation, mais en vue de tester une méthode originale d'optimisation de leurs performances, reposant elle aussi sur les principes de rétrovisée.

4.4) Une méthode d'optimisation des facettes déformées sous contrainte mécanique

4.4.1) Montages pratiques

La méthode d'optimisation des facettes réflectrices du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo est en fait, comme on va le voir, une méthode d'optimisation des distributions de luminance observées sur ces facettes à partir du foyer du concentrateur. Avant de décrire la manipulation elle-même, il semble opportun de donner quelques indications sur les résolutions qu'on peut attendre des méthodes par rétrovisée. Les cas des héliostats plans ou focalisants seront également considérés.

Ce que nous avons fait jusqu'ici, et allons maintenant appliquer au cas des concentrateurs fixes, consistait essentiellement à visualiser, puis à enregistrer les répartitions de luminance observables sur les surfaces réflectrices, à partir d'un point M' situé dans le volume focal(*) d'une installation solaire en fonctionnement, ou d'un sous-ensemble de cette installation. Mais ceci est une vue idéale qui ne pourra être réalisée effectivement, et la zone d'observation sera en réalité un cercle de diamètre 2r centré au point M' (fig.V-27). De ce fait, les rayons quittant un point P de la surface réflectrice pour atteindre cette zone ne présenteront pas tous la même luminance, puisqu'ils n'auront,avant réflexion, pas la même direction;

(*)Dans le cas d'un héliostat plan, il est abusif de parler d'un "volume focal ". Mais cela n'est qu'une question de terminologie.

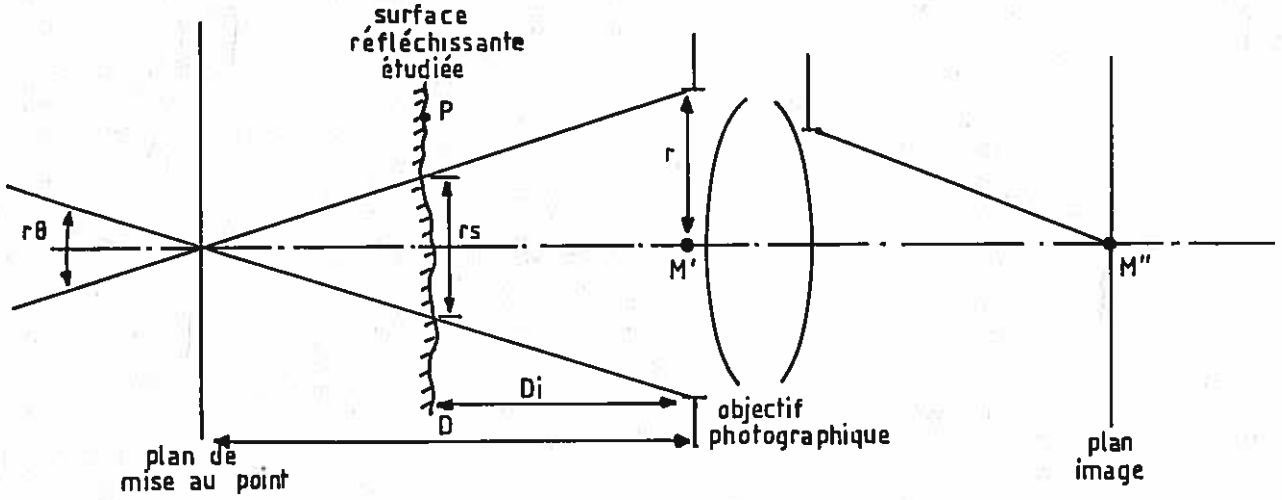


fig V-27 : Résolutions spatiale et directionnelle r_s et r_θ.

	STENOPE + objectif photographique		STENOPE + écran
r mm	3,5	8	1
Di m	18	100	18
rs mm	3,5	8	18
rθ mrad	0,194	0,080	1
r"s mm	0,117	0,048	
r"θ mm	0,117	0,048	
r"d mm	0106	0 046	

Tableau VI Valeurs des résolutions spatiale et directionnelle objet et image

il s'ensuit un brouillage des répartitions de luminance observées, qui est caractérisé par l'angle limite r_θ, ou résolution directionnelle objet, en dessous duquel les variations de luminance ne sont plus détectables. De même, et en fonction du système d'observation employé, il pourra exister sur la facette réflectrice une zone de diamètre minimal r_s à l'intérieur de laquelle il sera impossible de séparer deux points P de la surface réflectrice. r_s est la résolution spatiale objet du système et devra bien entendu être suffisamment fine pour qu'on puisse effectuer des observations significatives. r_s et r_θ étant toutes deux liées au système de visualisation des répartitions de luminance adopté, il est particulièrement facile de les évaluer, puisque nous avons toujours utilisé le même appareil photographique, muni d'un objectif de 600 mm de focale, et auquel nous avons adjoint, suivant les cas, un diaphragme supplémentaire placé au devant de sa pupille d'entrée.

Nous notons D_i la distance qui sépare la pupille d'entrée effective de l'objectif, centrée en M', du point Oi de la surface réflectrice étudiée, situé dans le prolongement de l'axe de visée de l'appareil photographique. La distance de mise au point de ce dernier sera notée D. r_s et r_θ peuvent respectivement être considérées comme les réponses spatiale et directionnelle d'un point M" situé dans le plan image de l'objectif (fig.V-27). On en déduit alors que :

$$r_s = 2r\,\frac{D-D_i}{D} \qquad \text{(V-28)}$$

et

$$r_\theta = \frac{2r}{D} \qquad \text{(V-29)}$$

où 2r est le diamètre de la pupille d'entrée effective de l'objectif. Il est intéressant de ramener r_s et r_θ au plan image de l'objectif, afin de les comparer avec les valeurs de résolution courantes des pellicules commerciales. Etant donné que la focale f_o de l'objectif est généralement très petite devant D, on peut admettre que le grandissement de l'objectif est f_o/D, et on obtient alors :

$$r''_s = 2f_o r\,\frac{D-D_i}{DD_i} \qquad \text{(V-30)}$$

$$r''_\theta = 2f_o\,\frac{r}{D} \qquad \text{(V-31)}$$

Lorsque le diamètre de la pupille d'entrée devient très pe-

tit devant D_i (par exemple, dans le cas de la méthode de la grille où le trou est la pupille d'entrée effective de l'objectif), il faut également tenir compte du phénomène de diffraction. La résolution image r''_d a pour expression approchée :

$$r''_d = 1{,}22 \frac{\lambda f_o}{r} \qquad (V\text{-}32)$$

On donne dans le tableau VI les valeurs de r_s, r_θ, r''_s, r''_θ et r''_d pour deux couples différents de valeurs de r et D_i, avec $\lambda = 0{,}5$ µm, $f_o = 600$ mm, et en supposant vérifiée la relation :

$$D = 2D_i \qquad (V\text{-}33)$$

qui établit le meilleur compromis entre résolution spatiale et résolution directionnelle dans l'espace image; on a alors en effet $r''_s = r''_\theta = f_o r/D_i$

Il s'ensuit que dans le cas d'un héliostat, plan ou focalisant, situé à 100 mètres de distance du point M', le plus petit diaphragme de l'objectif photographique (2r = 16 mm à f/22) permet d'obtenir des résolutions satisfaisantes : r_s est de l'ordre de 8 mm, tandis que r_θ reste inférieur à 0,1 mrad. Quant aux résolutions images, elles sont voisines de 20 traits/mm.

Par contre, dans le cas où l'on souhaite visualiser les répartitions de luminance réfléchies par les facettes d'un concentrateur fixe, tel celui du four de 1000 kW d'Odeillo où les valeurs de D_i peuvent descendre jusqu'à 18 m, il est nécessaire de placer un petit trou devant la pupille d'entrée de l'objectif, afin d'augmenter le pouvoir de séparation des rayons réfléchis en tout point de la facette, d'une part, et de protéger l'appareil contre le rayonnement solaire concentré, d'autre part. Le choix du diamètre optimal de ce trou s'effectue en écrivant que les sommes $r''_s+r''_d$ et $r''_\theta+r''_d$ sont minimales, ce qui revient à écrire, si D=2Di :

$$r''_d = \frac{f_o r}{D_i}$$

On trouve alors que :

$$r = \sqrt{1{,}22\ \lambda\ D_i} \qquad (V\text{-}34)$$

relation qui nous a conduits à adopter r = 3,5 mm lorsque $\lambda = 0{,}5$ µm et $D_i = 18$ m. C'est ainsi que nous avons toujours utilisé des trous de 7 mm de diamètre, aussi bien sur la méthode de la grille que pour

la méthode d'optimisation des facettes réflectrices que nous décrivons plus loin. Les résolutions images sont alors voisines de 10 traits/mm : lorsqu'on sait que les pellicules courantes ont un pouvoir de résolution de l'ordre de 50 traits/mm, on peut s'attendre à ce qu'il subsiste, sur les clichés obtenus, un flou indissociable du principe du montage. Néanmoins, les valeurs de r_s et r_e reproduites dans le tableau VI donnent à penser que l'allure des distributions de luminance pourra être restituée assez fidèlement.

Le montage expérimental lui-même est relativement simple à mettre en oeuvre. On dispose en effet d'une rondelle de cuivre réfrigérée par un serpentin, et au centre de laquelle a été percé un trou de 7 mm de diamètre. Cette rondelle est assujettie à une couronne de cuivre réfrigérée dont le diamètre extérieur est de 21,5 cm, et qui est installée sur un écran protecteur (fig.V-28). L'ensemble est monté sur une plate-forme qui permet de positionner très précisément le centre du trou au foyer de l'installation. Ce dispositif est complété par un miroir plan, qui, une fois qu'un des héliostats plans a été mis en service, réfléchit les rayons solaires collectés par le trou en direction d'un écran, ou d'un système d'observation des répartitions de luminance (fig.V-28 et V-29). A partir de là, le montage se prête en effet à deux types différents d'utilisation.

Le premier mode opératoire consiste à installer l'appareil photographique, muni d'un filtre Kodak 03, derrière le miroir plan : le trou, jouant parfaitement son rôle de sélecteur de rayons, devient alors la pupille d'entrée effective de l'objectif, tandis que l'ancienne pupille devient la lucarne d'entrée; l'objectif doit alors impérativement travailler à son ouverture maximum, soit f/4,5, car toute diaphragmation conduirait à resserrer les limites du champ objet dans des proportions inacceptables. Par ailleurs, l'axe de visée de l'appareil photographique doit être confondu avec le rayon issu du centre Oi de la facette réflectrice choisie, passant par le centre du trou, et réfléchi par le miroir plan. Pour réaliser cet alignement, il est commode de déplacer l'appareil lui-même à l'intérieur de la nappe de flux réfléchie par le miroir, sans modifier l'orientation de ce dernier.

Cela étant fait, on observe alors à travers le viseur de l'appareil photographique l'image des distributions de luminance

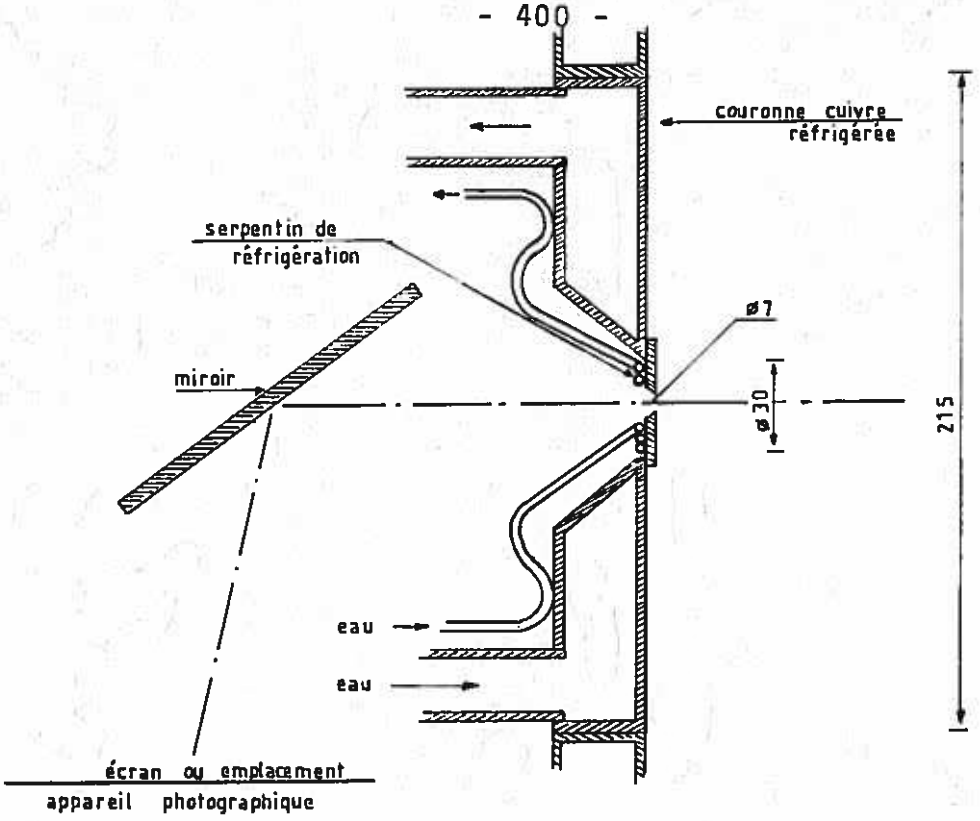


fig V-28 : Montage pratique du sténopé.

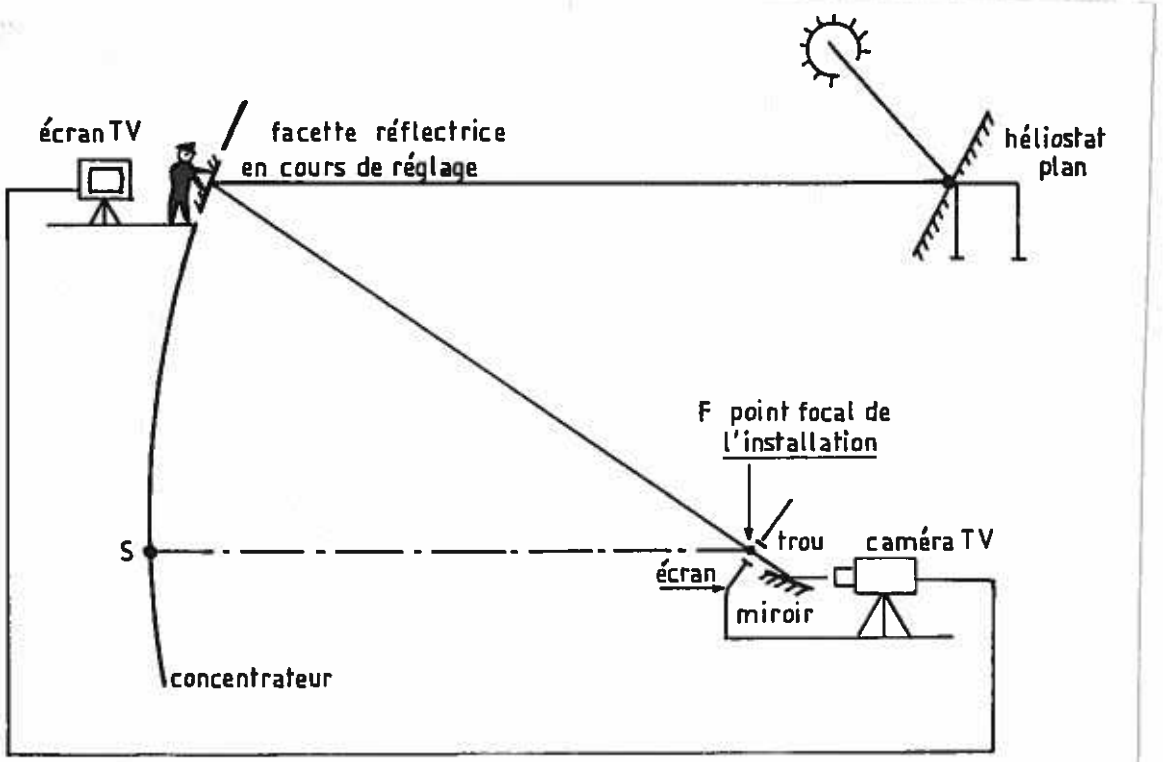


fig V-29 : Méthode d'observation et d'optimisation des répartitions de luminance observables sur une facette réflectrice du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo.

apparentes sur la surface de la facette réflectrice, telles qu'on pourrait les voir du point focal de l'installation, s'il était possible d'y mettre l'oeil. Nous avons effectué un certain nombre de ces clichés, et en reproduirons quelques-uns dans le paragraphe suivant.

L'application la plus prometteuse de cette méthode consiste certainement à remplacer l'appareil photographique par une caméra vidéo retransmettant en direct ces répartitions de luminance vues du foyer sur un écran TV placé derrière le concentrateur, au niveau de la facette réflectrice étudiée (fig.V-29). Il est alors possible à un opérateur visionnant cette image de modifier le relief de la facette à l'aide des vis de focalisation de cette dernière, et de juger de l'effet produit sur les distributions de luminance : ainsi l'optimisation des performances énergétiques de la facette pourra consister à maximiser la surface des zones brillantes apparentes sur cette dernière. Mais la description détaillée de la procédure d'optimisation que nous avons finalement adoptée fait l'objet du paragraphe suivant.

Le deuxième mode opératoire, quant à lui, est encore plus simple : il consiste à remplacer l'appareil photographique, ou la caméra vidéo, par un simple écran, et à utiliser un trou de diamètre 2r égal à 2 mm au lieu de 7 mm; c'est le principe du sténopé : si le trou est suffisamment petit, il se comporte comme un appareil photographique parfait, uniquement limité par la diffraction. On sait alors que si D' est la distance qui sépare le trou de l'écran (fig.V-30), le diamètre de ce trou optimal s'obtient par la relation :

$$2r = \sqrt{2\lambda D'} \qquad \text{(V-35)}$$

ce qui nous donne, pour une distance D' égale à 1 mètre, un diamètre de 1 millimètre. Pour nous placer dans des conditions idéales d'observation, il faudrait donc utiliser un trou plus petit, ou bien encore augmenter la distance trou-écran D'. Mais c'est oublier que l'éclairement sur l'écran est inversement proportionnel à cette distance : en pratique, nous avons été obligés de prendre 2r et D' respectivement égaux à 2 mm et 1 m, afin de conserver un contraste suffisant pour l'image du sténopé.

Dans ces conditions, les résolutions spatiale et direction-

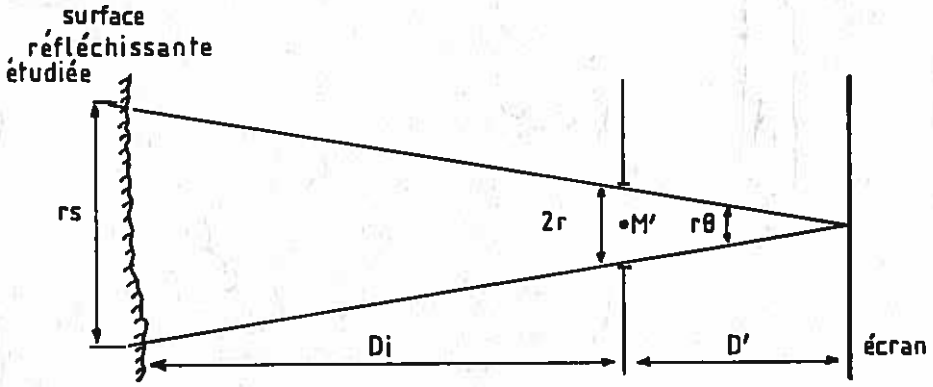


fig V-30 : Résolutions spatiale et directionnelle pour le sténopé.

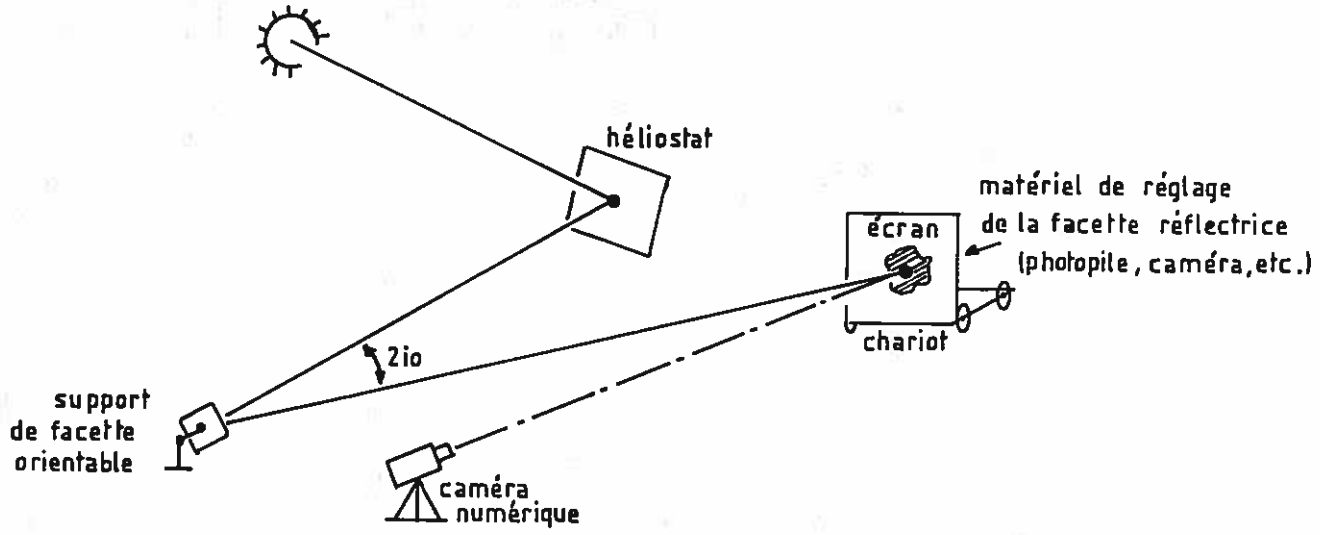


fig V-31 : Banc de mesure des performances de facettes réflectrices.

nelle r_s et r_θ sont données par les relations simples (fig.V-30) :

$$r_s = \frac{r\,(D_i+D')}{D'} \approx \frac{rD_i}{D'} \qquad \text{(V-36)}$$

et

$$r_\theta = \frac{r}{D'} \qquad \text{(V-37)}$$

et leurs valeurs ont été calculées dans le cas où r = 1 mm, D' = 1 m et D_i = 18 m (voir tableau VI). Bien que celles-ci nous paraissent un peu pessimistes, nous avons quand même procédé à l'expérience, et avons ainsi effectué une série de clichés donnant l'allure des répartitions de luminance observables sur un ensemble de facettes réflectrices, éclairées par un même héliostat plan à partir du foyer de l'installation. Deux de ces clichés, correspondant aux héliostats 14 et 31, sont d'ailleurs reproduits sur la planche V-11. On peut constater que la résolution n'y est effectivement pas fameuse, mais qu'on distingue quand même nettement les interstices entre les facettes réflectrices, les panneaux et les étages du concentrateur, ainsi que, sur les facettes elles-mêmes, l'existence de zones obscures plus ou moins importantes, qui sont le signe de défauts de surface ou de réglage très accentués, et contribuent bien sûr à abaisser le facteur de concentration au foyer; sur certaines facettes, on observe même l'image déformée de la lunette de guidage implantée face à l'héliostat. Ainsi, et bien que peu d'informations quantitatives puissent être tirées de ces clichés, ceux-ci n'en constituent pas moins une aide au diagnostic des performances énergétiques de l'installation; réalisés sur un grand nombre d'héliostats, ils permettraient sans doute d'évaluer les proportions de facettes réflectrices qui apparaissent entièrement brillantes, ou entièrement obscures, ou bien encore brillantes sur 50 % de leur surface, etc... De plus, ils permettent de localiser très précisément les facettes "aberrantes" (c'est-à-dire en fait celles qui apparaissent complètement obscures, ou sur lesquelles les zones obscures l'emportent sur les zones brillantes), ce qui est essentiel si l'on envisage de modifier les réglages d'origine de l'installation. Nous pensons donc que cette cartographie des luminances est indispensable sur tout concentrateur solaire, et devrait couvrir l'ensemble de sa surface. Mais cela suppose évidemment l'emploi d'un écran de protection orientable en azimut et en hauteur, qui n'était pas disponible lors de nos expériences. Nous avons néanmoins pu prendre une dizaine de ces clichés, correspondant aux héliostats

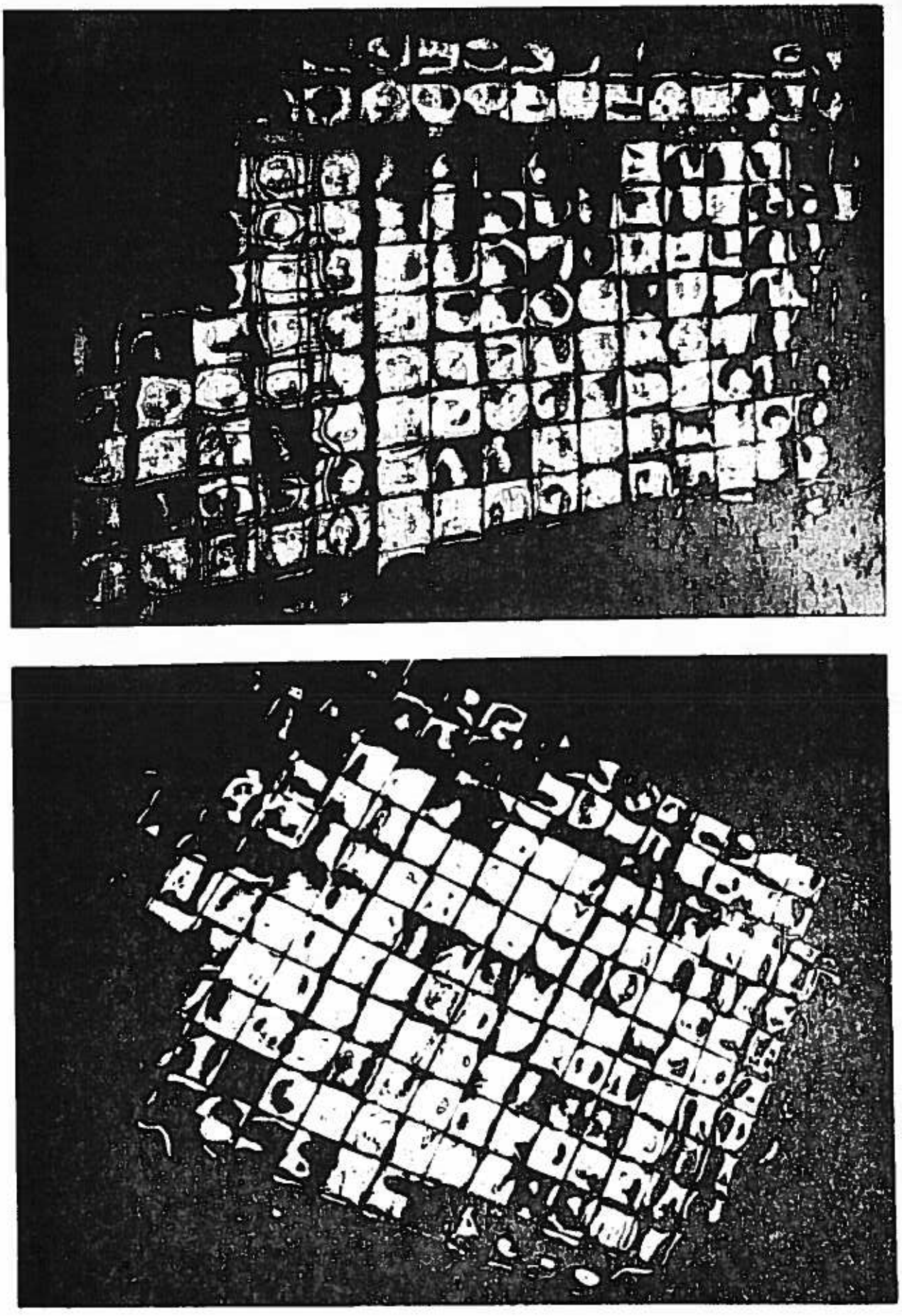


Planche V-11 Répartitions de luminance observables sur un ensemble de facettes réflectrices du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo, éclairées par l'héliostat 14 (haut), et par l'héliostat 31 (bas).

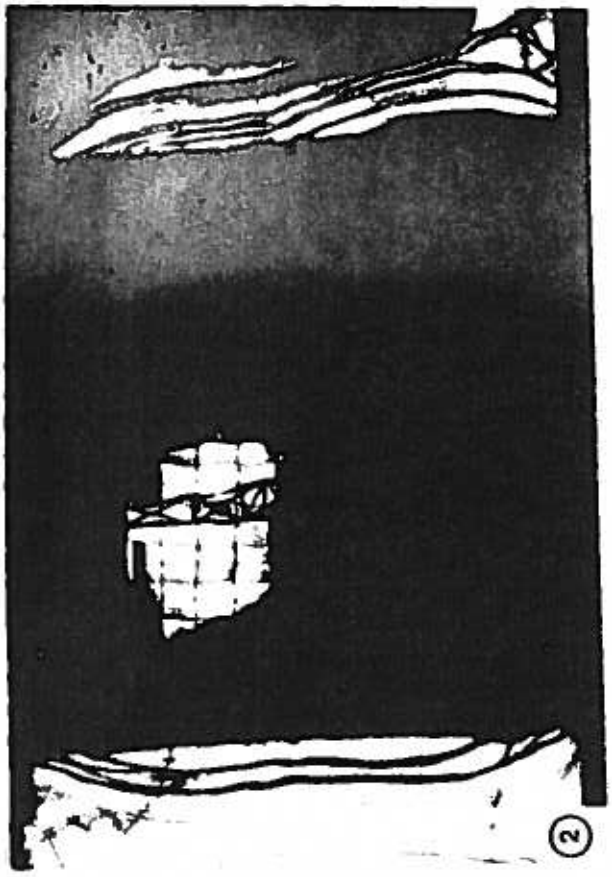
centraux, et c'est à partir de ceux-ci que nous avons sélectionné les facettes réflectrices du concentrateur sur lesquelles ont porté les optimisations. Il est temps à présent d'exposer le principe de ces dernières.

4.4.2) procédure d'optimisation

Le principe de l'optimisation d'une facette réflectrice déformée sous contrainte mécanique est illustré sur la planche V-12. Il se décompose en quatre étapes successives, une fois que le montage indiqué sur la figure V-29 est mis en place.

Etape (1): Dans un premier temps, on se contente d'enregistrer les répartitions de luminance d'origine, telles qu'elles apparaissent du point focal F de l'installation, sans qu'on ait modifié le relief de la facette réflectrice; on observe alors généralement qu'une partie plus ou moins importante de la surface de la facette est obscure, ce qui veut dire qu'aucun rayon solaire ne s'y réfléchit vers le foyer. L'optimisation consistera donc à éliminer, dans la mesure du possible, ces zones obscures de la surface de la facette. A ce stade des opérations, on constate également que la simple pression d'un doigt suffit à modifier considérablement l'aspect des répartitions de luminance, et donc, par conséquent, le relief de la facette réflectrice. Toutefois, ce relief reste étonnament stable dans le temps en l'absence de telles contraintes; c'est ainsi que nous avons pu retrouver, sur certaines facettes, les mêmes répartitions de luminance à une année d'intervalle.

Etape (2): En agissant en sens contraire sur la vis de focalisation centrale V_C (voir la photographie VI), on s'efforce d'éliminer la courbure initiale de la facette réflectrice, afin de lui faire retrouver son relief plan d'origine; on considère que cela est réalisé lorsque la plaquette centrale commence à avoir du jeu. Bien qu'il subsiste malgré tout quelques distorsions, on observe alors que la facette se comporte globalement comme un miroir plan, et que les répartitions de luminance vues du foyer présentent le même aspect que celles qu'on observerait, à partir de la facette, à travers l'héliostat plan qui l'éclaire : de même que sur les planches III-1, V-7 et V-8, on voit en effet apparaître, sans trop de déformations, les discontinuités de l'image du disque solaire typiques des déréglages des facettes réflectrices de l'héliostat plan,



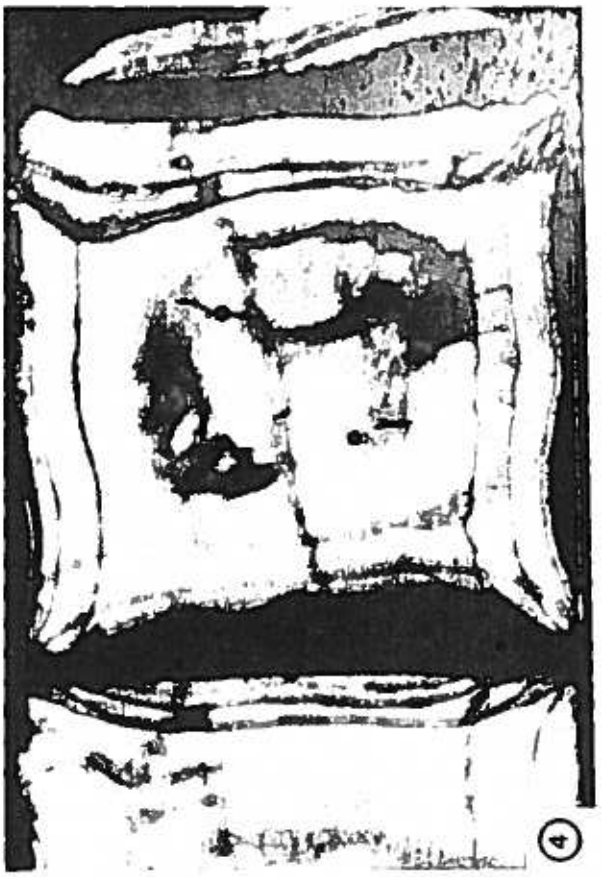


Planche V-12 Séquence d'optimisation d'une facette déformée sous contrainte mécanique. Panneau 119, facette (3,5).

les interstices entre ces dernières, ainsi que leurs plots de fixation, et, dans le cas du cliché représenté sur la planche V-12, le masque d'une lunette de guidage. Il s'agit là de la répartition de luminance de la source lumineuse qui éclaire effectivement cette facette du concentrateur (*), et qui n'est autre que l'image du soleil observée à travers l'héliostat plan.

Ce cliché nous permet en outre de mettre en évidence le défaut de réglage en orientation qui affecte la facette réflectrice étudiée. En supposant que l'héliostat est correctement pointé, le centre de la facette idéalement réglée devrait être confondu avec le centre de la distribution de luminance qu'on y observe. Par suite des déréglages qui affectent le concentrateur, ce ne sera généralement pas le cas et le cliché (2) de la planche V-12 contient alors toutes les informations nécessaires pour calculer les erreurs de réglage en azimut et en hauteur de cette facette réflectrice. Il y a donc là une méthode d'évaluation possible pour les défauts de réglage du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo, à condition de disposer d'un nombre suffisant de ces clichés.

Etape (3): La conception du dispositif de mise sous contrainte mécanique des facettes laisse espérer que la surface réflectrice finale est symétrique par rapport à son centre, ce qui est d'ailleurs le cas du relief sphérique. Pour qu'une telle facette travaille dans les meilleures conditions, il faut recentrer les distributions de luminance obtenues lors de l'étape précédente sur le point Oi, et donc éliminer l'erreur de réglage. Cela est réalisé au moyen des trois vis de réglage en orientation V_{o1}, V_{o2} et V_{o3} (cf. photographie VI), qui permettent de translater les répartitions de luminance apparentes jusqu'au centre de la facette. Cette nouvelle orientation de la facette est considérée comme définitive, et sera conservée pour la suite de l'opération au moyen des vis de butée.

(*)Ou plus précisément un point symétrique du foyer par rapport au plan de la facette.

Etape (4): Enfin, la dernière étape de cette procédure consiste, une fois que la facette réflectrice est bien réglée, à étaler les zones brillantes sur toute sa surface, en jouant d'abord sur la vis centrale V_c afin d'en creuser le centre, et ensuite sur les vis de focalisation périphériques V_{p1} à V_{p8} (cf. photographie VI), jusqu'à ne plus pouvoir augmenter la surface brillante. Le gain en concentration au foyer peut en première approximation être estimé par le rapport des aires des zones brillantes lors des étapes (1) et (4). En pratique, nous avons constaté qu'il est impossible de rendre la surface d'une facette brillante à 100 %; cela est dû en partie à des facteurs d'ombre tels que les interstices entre les miroirs de l'héliostat plan qui lui fait face, ainsi que leurs plots de fixation, qui apparaissent bien sûr très déformés, mais restent nettement visibles sur les distributions de luminance enregistrées. Toutefois, si l'on fait abstraction de ces lignes noires, qui couvrent d'ailleurs au total une faible proportion de la surface réflectrice, on s'aperçoit qu'il reste des zones obscures irréductibles, principalement situées au voisinage des bords de la facette, et dont la présence confirme bien que les facettes déformées sous contrainte mécanique ne pourront probablement jamais être rendues localement paraboloïdales, ni même sphériques; c'est d'ailleurs ce que nous avions déjà pressenti lors de l'application de la méthode de la grille. Quoi qu'il en soit, nous considérerons que la facette est optimisée au terme de cette quatrième et dernière étape.

En fait, le terme d'optimisation lui-même est discutable; même s'il n'est pas douteux que cette procédure conduise à une amélioration sensible des performances énergétiques de l'installation (puisqu'il y a élimination complète des défauts de réglage de ses facettes réflectrices, et maximisation de la concentration au foyer), il resterait encore à prouver qu'il est impossible de faire encore mieux, ce que nous nous garderons bien d'affirmer. Par contre, il apparaît que la méthode qui vient d'être décrite constitue un progrès indéniable par rapport à la méthode de la photopile utilisée pour le réglage d'origine des facettes du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo. En effet, notre procédure nous permet de maximiser le facteur de concentration au foyer en l'absence totale de déréglages des facettes réflectrices : ses performances seront donc très probablement meilleures que celles

de la méthode d'origine. De plus, il était nécessaire, lors de la mise en oeuvre de cette dernière, de basculer toutes les facettes éclairées par un même héliostat, à l'exception de celle qui était en cours de réglage (voir le paragraphe 3.2.4.2 du chapitre I). Cela était une cause importante de perte de temps, et s'avère inutile dans le cadre de la méthode par rétrovisée : ainsi, celle-ci est non seulement plus performante, mais également plus rapide.

Il était particulièrement intéressant de savoir comment cette procédure d'optimisation des facettes réflectrices se répercuterait au niveau de leurs réponses impulsionnelles effectives. Nous avons donc choisi un nombre limité de miroirs du concentrateur, auxquels nous avons fait subir le test de la méthode de la grille, avant, puis après leur optimisation. Les résultats de ces comparaisons systématiques, et les conclusions que nous en avons tirées, sont exposés dans le paragraphe suivant.

4.5) Interprétation des résultats. Optimisation de concentrateurs

Nous reproduisons sur les planches V-13 à V-16 les résultats relatifs à deux facettes déformées sous contrainte mécanique du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo.

.La planche V-13 nous montre la séquence d'optimisation réalisée pour la facette (3,4) du panneau 24.

.La planche V-14 représente le spot-diagram et une vue tridimensionnelle de la réponse impulsionnelle effective de cette facette réflectrice, obtenus par la méthode de la grille, avant et après optimisation.

.Les planches V-15 et V-16 sont identiques aux précédentes, mais concernent cette fois la facette (2,5) du panneau 36.

Sur ces deux exemples l'amélioration des réponses impulsionnelles est sensible; elle est en particulier très spectaculaire sur la planche V-14 où l'on constate l'apparition d'un pic central très accentué, ce qui n'est pas sans nous rappeler que la réponse impulsionnelle idéale devrait tendre vers une distribution de Dirac centrée sur l'origine. Mais l'examen du spot-diagram correspondant suffit à nous persuader que la réponse impulsionnelle effective est encore loin d'être ponctuelle; il apparaît en fait qu'elle couvre

Planche V-13 Séquence d'optimisation d'une facette déformée sous contrainte mécanique. Panneau 24, facette (3,4).

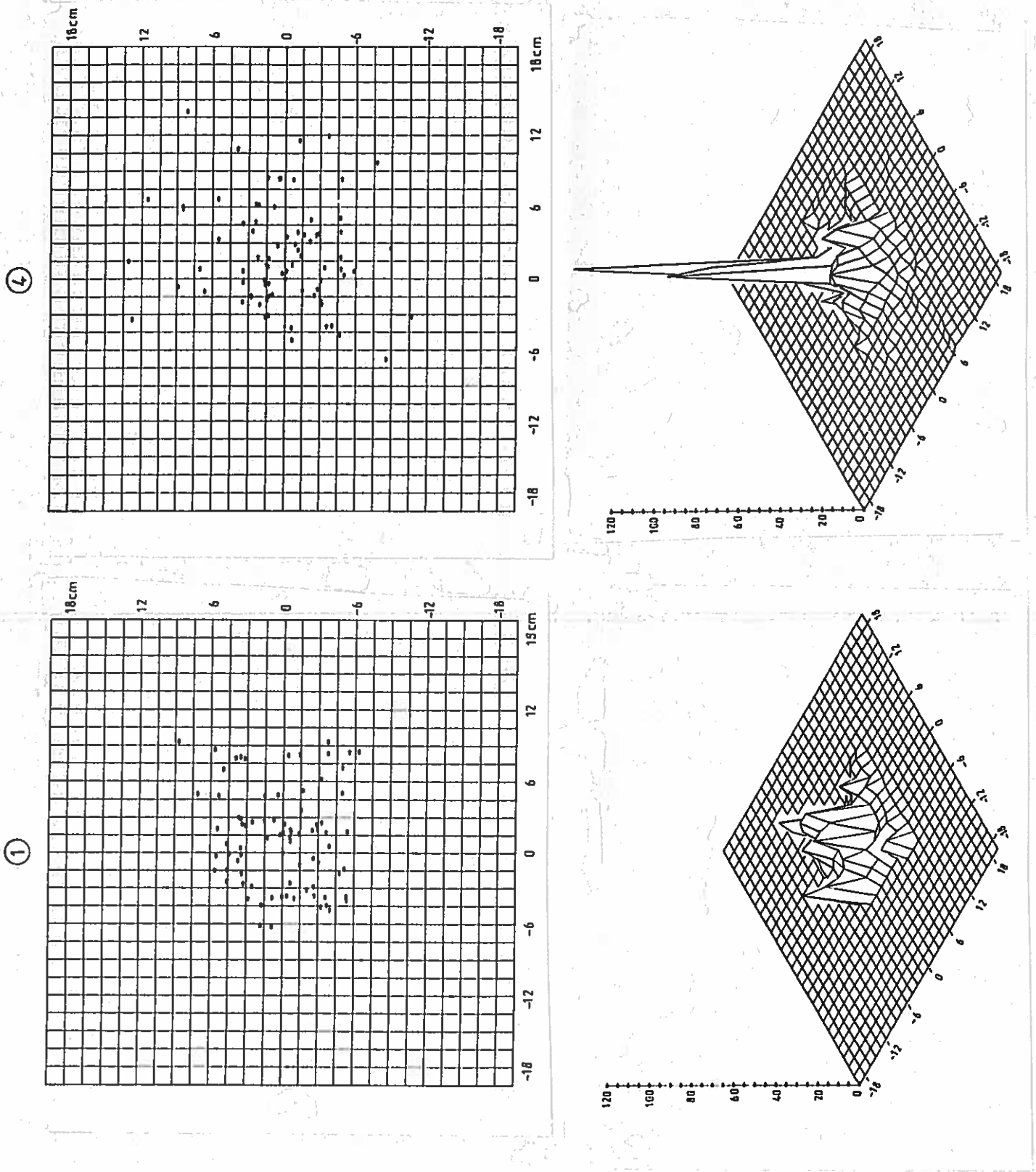


Planche V-14 Réponses impulsionnelles effectives de la facette, avant et après optimisation.

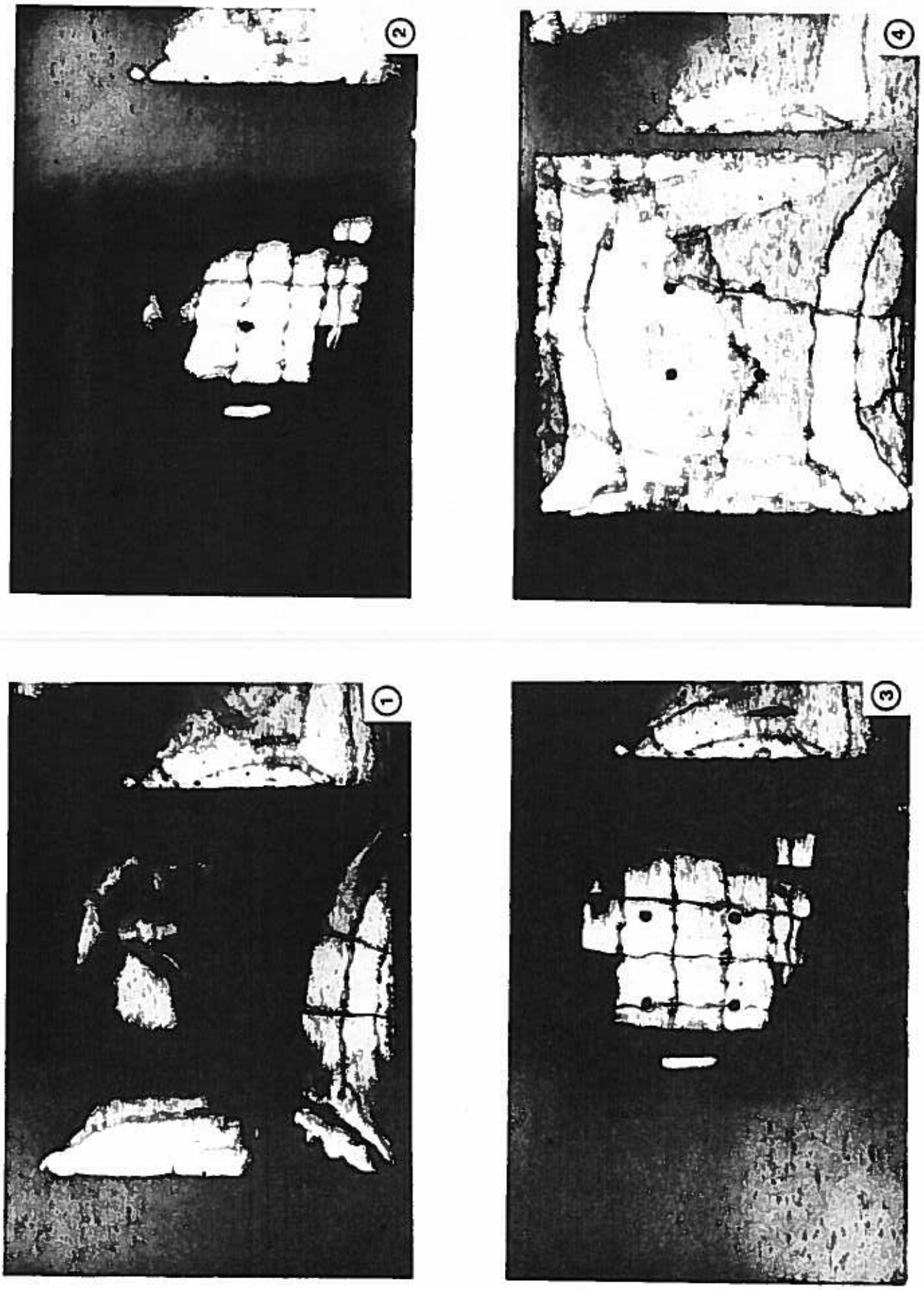


Planche V-15 Séquence d'optimisation d'une facette déformée sous contrainte mécanique. Panneau 36, facette (2,5).

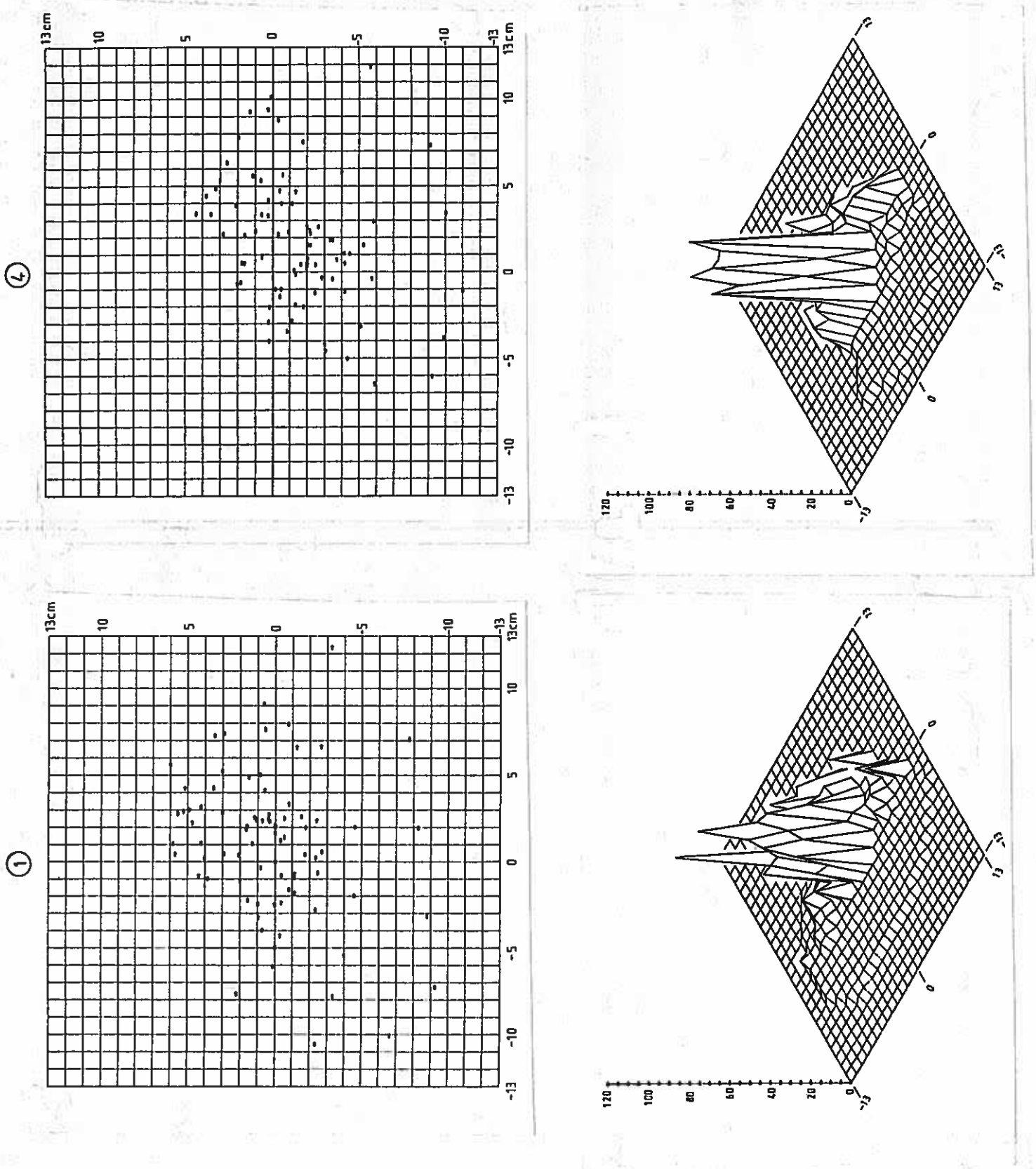


Planche V-16 Réponses impulsionnelles effectives de la facette, avant et après optimisation.

PANNEAU	FACETTE	REPONSES IMPULSIONNELLES EFFECTIVES				OBSERVATIONS
		AVANT OPTIMISATION		APRES OPTIMISATION		
		valeur maximale	surface couverte	valeur maximale	surface couverte	
36	(2,4)	49	180 cm^2	81	145 cm^2	
24	(3,4)	32	170 cm^2	129	160 cm^2	planches V-13 et V-14
36	(3,4)	92	195 cm^2	79	280 cm^2	optimisation avec cales d'épaisseur
36	(4,4)	41	265 cm^2	43	280 cm^2	
36	(3,5)	63	125 cm^2	55	135 cm^2	
36	(2,4)	95	200 cm^2	160	200 cm^2	
36	(2,5)	86	225 cm^2	98	185 cm^2	planches V-15 et V-16
36	(4,3)	102	260 cm^2	46	280 cm^2	optimisation avec cales d'épaisseur

Tableau VII Bilan de l'optimisation des facettes réflectrices du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo.

une zone dont les dimensions minimales restent de l'ordre d'une dizaine de centimètres, et ceci même dans le cas où la facette est optimisée : il semble donc que le principe de mise sous contrainte mécanique trouve là ses limites.

Il ne serait pas juste de tirer des conclusions générales à partir de ces deux illustrations de notre procédure d'optimisation. Mais comme la place nous manque pour reproduire ici les planches relatives aux six autres facettes réflectrices auxquelles nous l'avons appliquée [81] [87], nous avons regroupé dans le tableau VII les principales caractéristiques des réponses impulsionnelles des facettes obtenues pour chacune d'entre elles, avant et après leur optimisation. Les principales remarques qu'on peut formuler à la vue de ce tableau sont les suivantes :

1) Notre procédure d'optimisation des facettes réflectrices s'est soldée par une réelle amélioration des réponses impulsionnelles effectives des facettes (augmentation de la valeur du maximum, réduction des dimensions globales) dans 4 cas sur 8. Malgré cela, et bien qu'on note parfois un accroissement important de leurs valeurs au centre, les surfaces couvertes n'ont été réduites que dans de faibles proportions. Il n'est donc pas facile de savoir si les répartitions de densité de flux solaires formées par ces facettes réflectrices (qui s'obtiennent, en principe, par convolution des réponses impulsionnelles avec la loi de luminance solaire) s'en sont retrouvées améliorées de façon significative.

2) Par ailleurs, nous n'avons relevé aucune amélioration des réponses impulsionnelles des facettes (3,5) et (4,4) du panneau 36, qui présentent en fait des caractéristiques assez voisines de celles qui étaient observées avant que la procédure d'optimisation ne soit engagée. Pourtant, dans ces deux cas précis, les séquences de clichés représentant les étapes (1) à (4) montrent que les facettes réflectrices, qui apparaissaient à l'étape (1) entièrement obscures à partir du point focal, étaient devenues brillantes sur la plus grande partie de leur surface à la fin de l'étape (4). En fait, il est vraisemblable que ces facettes présentaient à l'origine des défauts de réglage en orientation très marqués, et que nous avons effectivement corrigé ceux-ci au cours de l'expérience, mais sans parvenir pour autant à donner aux miroirs un relief meilleur que celui qui était le leur auparavant. Si l'on admet que les réglages en focalisation de ces facettes n'ont été aucunement modifiés depuis les réglages d'origine, on peut en conclure que les performances des méthodes de maximisation de la concentration au foyer (voir le paragraphe 3.2.4.2 de l'étude bibliographique) et des méthodes de rétrovisée appliquées ici sont équivalentes deux fois sur six.

3) Enfin, dans les deux derniers cas (facettes (3,4) et (4,3) du panneau 36), on observe une dégradation très nette des réponses impulsionnelles effectives, et donc, par conséquent, des performances énergétiques de la facette. Toutefois, il s'agit précisément des deux seuls miroirs dont le relief n'avait pu être modifié au moyen de leurs vis de réglage en focalisation, certaines de ces dernières étant restées coincées dans leurs trous filetés;

nous avions alors procédé à l'optimisation en introduisant des cales d'épaisseur en divers endroits entre le miroir et son support. Ces deux résultats négatifs prouvent que cette technique n'est pas bonne, mais ne remettent pas en cause le principe de la procédure d'optimisation.

Sur la foi de ces observations, nous dirons donc que la méthode de réglage des facettes réflectrices présentée dans le paragraphe 4.4 et appliquée aux miroirs du concentrateur du four de 1000 kW s'est révélée satisfaisante, puisqu'elle nous a permis d'en éliminer les déréglages sans qu'aucune dégradation de la concentration n'ait pu être mise en évidence; au contraire, les résultats vont dans le sens d'une légère amélioration de cette concentration. Mais avant de parler d'une optimisation réelle des performances énergétiques des facettes, et de décider de procéder à leur reréglage sur l'ensemble du concentrateur, il semble nécessaire de réaliser des expérimentations complémentaires, et éventuellement de modifier le critère d'optimisation, qui porte actuellement sur les réponses impulsionnelles effectives des facettes réflectrices. Ces dernières présentent en effet trop souvent un relief tourmenté (voir les planches V-10, V-14 et V-16), d'où émergent de nombreux maximums secondaires, et qui ne pourrait être introduit facilement dans un modèle numérique par convolution, tel celui que nous avons proposé dans le chapitre précédent; il importe à présent de savoir si les réponses impulsionnelles des miroirs sont vraiment telles que nous les avons trouvées, ce qui voudrait dire que le relief des facettes réflectrices est en réalité très complexe, ou bien si notre estimation n'a pas été faussée par le petit nombre de points de mesure que nous avons été contraints de considérer. Dans un cas comme dans l'autre, il est nécessaire de se donner les moyens de déterminer les normales aux surfaces réflectrices sur un maillage plus serré, comprenant au minimum un millier de points, ce qui rend presque obligatoire l'emploi d'un système de traitement d'images.

A supposer que l'on dispose effectivement d'un tel système, et que nos évaluations des réponses impulsionnelles des facettes réflectrices s'en trouvent confirmées, il pourrait être alors avantageux de considérer exclusivement les "réponses solaires" des facettes, c'est-à-dire en fait les répartitions de densité de flux qu'elles forment dans un plan récepteur donné, lorsqu'elles sont éclairées par les rayons solaires renvoyés par un héliostat; ces

dernières présentent en effet le gros avantage de pouvoir être mesurées in situ, alors que le concept de réponse impulsionnelle effective reste relativement abstrait (son principal intérêt étant de séparer les qualités géométriques intrinsèques d'une facette réflectrice de la loi de luminance solaire, variable suivant les conditions atmosphériques). On peut donc imaginer pour l'avenir le montage représenté sur la figure V-31.

Un mini-héliostat plan, constitué de miroirs d'excellente qualité, assure le suivi du soleil par un système d'asservissement de type boucle ouverte, et éclaire la facette réflectrice en cours d'étude; celle-ci est disposée sur un support orientable permettant d'imposer différentes valeurs de l'angle d'incidence des rayons solaires i_o (fig.V-31), et de faire tourner la facette autour de son axe, de manière à recréer toutes les orientations possibles pour cette dernière, en fonction de sa position sur la surface du concentrateur. Au point focal nominal de la facette, imposé par la géométrie du concentrateur, se trouve un chariot mobile équipé d'un écran percé, et sur lequel ont été réunis tous les éléments nécessaires au réglage de la facette en focalisation, suivant diverses méthodes. L'appareillage est complété par une caméra numérique qui, de même que sur le système américain BCS [43], enregistre les répartitions de densité de flux formées sur l'écran par la facette réflectrice.

Ainsi conçu, ce montage constituerait un banc de mesure idéal pour l'évaluation des réponses impulsionnelles effectives des facettes réflectrices, et de leurs réponses énergétiques solaires, auxquelles la caméra numérique donne directement accès; il deviendrait alors possible de valider les mesures des distributions des normales $\overrightarrow{N_p}$ aux surfaces réflectrices, obtenues par la méthode de la grille ou autrement, de mesurer les concentrations réellement atteintes par les facettes réflectrices, et de réaliser un banc d'essai comparatif des principales méthodes de réglage mises en oeuvre à ce jour sur les concentrateurs fixes, et ceci, sans qu'il soit besoin d'occuper leur volume focal. Bien entendu, la méthode de réglage d'origine du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo, de même que la méthode de rétrovisée décrite plus haut, devraient figurer en bonne place parmi toutes les procédures de réglage à tester. Mais il est essentiel de voir que ce projet nécessite, au préalable, une extension des capacités de la méthode de la grille.

On pourra s'étonner que nous n'ayons pas profité de l'occasion qui se présentait de mesurer les défauts de réglage des facettes réflectrices du concentrateur, à partir des séquences de clichés prises lors de la mise en oeuvre de la procédure d'optimisation par rétrovisée. En fait, nous avons jugé que les décalages des répartitions de luminance observées sur la surface des facettes rendues planes lors des étapes (2) et (3) n'étaient pas significatifs, car nous avons constaté en cours d'expérience qu'il était possible de jouer sur les vis de focalisation extérieures des facettes réflectrices pour corriger, au moins partiellement, ces défauts initiaux de réglage en orientation. Nous avions donc imaginé une méthode d'évaluation différente, basée sur l'observation de l'image d'une grille lumineuse disposée dans le plan focal du paraboloïde, à partir d'un point éloigné. Mais cette méthode exigeait la connaissance préalable des réponses impulsionnelles des facettes du concentrateur, et n'a pu être testée essentiellement par manque de temps.

L'étude expérimentale des facettes déformées sous contrainte mécanique du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo s'achève donc ici, et nous semble riche d'enseignements et de promesses; la méthode de la grille et la procédure d'optimisation par rétrovisée ont toutes deux fait leurs preuves, même si elles doivent encore, dans leur version actuelle, faire l'objet de nouvelles études visant à les améliorer. De plus, elles sont susceptibles d'être appliquées à des concentrateurs de type différent, et en particulier à ceux qui sont équipés de facettes précourbées, à condition d'avoir accès aux courbes d'égale luminance apparentes sur les surfaces réflectrices. Les deux objectifs que nous recherchions, qui étaient de démontrer la faisabilité d'une méthode d'évaluation des réponses impulsionnelles effectives des miroirs (méthode de la grille), et de trouver une nouvelle méthode de réglage des facettes d'un concentrateur, qui soit à la fois plus fiable, rapide, et performante, sont donc remplis.

5) CONCLUSION

Au terme de cette étude expérimentale, durant laquelle nous avons appliqué les méthodes par rétrovisée inspirées du système américain HCS [21] aux cas des héliostats focalisants, des héliostats

plans, et des concentrateurs fixes, nous n'avons finalement recueilli qu'assez peu de données quantitatives, tant en ce qui concerne les défauts de réglage que les réponses impulsionelles effectives des facettes réflectrices qui équipent ces trois types de surface. Toutefois, on peut considérer les résultats suivants comme acquis :

L'étude des déréglages des modules réflecteurs des héliostats CETHEL III bis a montré que la méthode de réglage d'origine est vraisemblablement peu performante, bien qu'il ne soit pas possible de chiffrer exactement sa précision; en effet, certains héliostats ont manifestement été réglés en dehors de leurs axes. Dans ce cas, les déréglages ne sont plus aléatoires et leur analyse statistique n'a pas de sens. Par ailleurs, nous avons également mis en évidence les importants défauts de surface que présentent les modules de ces héliostats.

L'étude des héliostats plans du four solaire de 1000 kW d'Odeillo nous a conduits à accepter l'hypothèse que les distributions d'erreurs de réglage en azimut et en hauteur de leurs facettes réflectrices sont décrites par deux lois normales indépendantes, dont les paramètres ont été déterminés. La méthode de réglage d'origine, dite du théodolite, semble d'une grande qualité, puisque les écarts types des distributions sont de l'ordre du dixième du rayon angulaire du soleil. Toutefois, l'étude des facteurs de réflexion apparents des héliostats prouve que là aussi, les défauts de surface des facettes planes ne sont pas négligeables.

L'étude des réponses impulsionnelles effectives des facettes déformées sous contrainte mécanique du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo par la méthode de la grille nous a fait prendre conscience du relief très complexe que présentent ces facettes. De plus, la procédure d'optimisation que nous avons mise au point ne permettra vraisemblablement pas d'améliorer ce relief de façon spectaculaire, puisque nous n'avons jamais réussi à réduire la surface couverte par les réponses impulsionnelles au dessous d'une centaine de centimètres carrés. Malgré cet inconvénient, qui est probablement inhérent au procédé de mise sous contrainte, il reste possible de corriger les déréglages des facettes réflectrices (mais sans pouvoir pour autant les estimer), et donc d'envisager sérieusement l'optimisation des concentrateurs fixes grâce à cette méthode.

Ce qui ressort principalement de l'énoncé de ces résultats est sans doute le rôle primordial joué par les défauts de surface des facettes réflectrices, et que nous avions eu au départ tendance à sous-estimer. En réalité, ces défauts modifient considérablement les distributions de luminance, et, lorsque ces dernières sont enregistrées par le biais de la photographie, les méthodes par rétrovisée sur le soleil ou la pleine lune perdent une grande partie de leurs capacités d'information sur l'état des surfaces. Toutefois, celle-ci pourrait être aisément regagnée par le choix d'un matériel permettant de distinguer les courbes iso-luminance intermédiaires.

Le problème que nous avons rencontré sur la méthode de la grille, quant à lui, n'est pas du même ordre, quoique pouvant être résolu de la même manière; cette fois-ci toutes les informations nécessaires à la détermination du relief des facettes réflectrices sont contenues dans le cliché, mais la limitation principale intervient lors de son dépouillement. Dans un cas comme dans l'autre, le développement d'un système d'acquisition et de traitement numérique des clichés, qui nécessiterait évidemment la mise au point d'un logiciel adapté, est probablement une voie d'avenir pour ces méthodes. Mais celles-ci devraient également faire l'objet de bien d'autres améliorations; ainsi, il est presque indispensable de concevoir un système d'imagerie présentant des résolutions spatiale et directionnelle plus élevées, protégé contre le rayonnement solaire concentré, et doté de plusieurs degrés de liberté en orientation et en translation dans l'espace. Même si la réalisation du dispositif complet n'est pas pour demain, elle n'en constitue pas moins le nouvel objectif à atteindre, et se situe dans le prolongement direct de notre travail; il est clair en effet que les méthodes photographiques n'ont plus grand chose à nous apprendre, et que la première phase d'étude expérimentale des méthodes par rétrovisée trouve ici son aboutissement. Nous espérons maintenant que cette phase prélimaire, qui nous aura tout de même conduits à proposer un certain nombre de méthodes de diagnostic inédites, se prêtera à de nombreux développements futurs.

CONCLUSION GENERALE

L'étude des répartitions de densité de flux, ou éclairements, formés sur un système récepteur par un système collecteur d'énergie solaire à facettes réflectrices est un problème plus complexe qu'il n'y paraît. En particulier, l'idée de réduire l'intégrale de densité de flux sous une forme analytique simple doit être abandonnée de prime abord.

La complexité des calculs résulte évidemment de la grande variété des systèmes collecteurs existants (simple ou double réflexion, mobilité du récepteur ou des surfaces réflectrices, etc...), des paramètres géométriques et énergétiques des facettes qui les équipent (dimensions, implantation, reliefs et coefficients de réflexion), et de la répartition de luminance présentée par le soleil, qui est liée aux conditions météorologiques des jour et instant de travail.

D'autres facteurs interviennent encore, parmi lesquels il faut citer ceux qui sont spécifiques aux grandes installations solaires, et qui ont été définis dans le premier chapitre. Ce sont, dans l'ordre :

.Les défauts microscopiques des facettes réflectrices.
.Les défauts de surface des facettes réflectrices.
.Les défauts de pointage des héliostats.
.Les défauts de réglage des facettes réflectrices.

Il est ressorti de notre étude bibliographique que sur ces quatre types de défauts, les deux premiers sont encore relativement mal connus, tandis que les derniers n'ont jusqu'ici fait l'objet d'aucune investigation; d'où notre désir de les placer au centre de ce travail, car leur méconnaissance interdit l'usage, dans un but véritablement prévisionnel, des nombreux codes de calcul des éclairements solaires réalisés à ce jour. Privés des informations nécessaires à la prédiction des performances énergétiques d'une installation en projet, les utilisateurs de ces codes en sont réduits à recaler des paramètres d'erreur dépourvus de signification physique sur les répartitions de densité de flux expérimentales, en s'inspirant de l'archétype de ce genre de méthodes, qui est le modèle d'Aparisi.

Afin de lever un coin du voile, nous avons cherché à caractériser les défauts de réglage des facettes réflectrices de certaines installations, en gardant à l'esprit que ces défauts

doivent dépendre de la méthode de réglage d'origine. Pour cela, nous avons imaginé d'utiliser des méthodes par rétrovisée destinées à déterminer non pas les répartitions d'éclairement formées par les surfaces réflectrices d'une installation, mais les distributions de luminance qui y sont observables, à partir d'un point de son volume focal. L'étude des distributions de luminance est à la fois numérique (chapitre II) et théorique (chapitre III), et nous a notamment permis de conclure que les défauts de réglage des facettes réflectrices n'introduisent que des translations de ces distributions. A partir de ce résultat, deux méthodes d'estimation des erreurs de réglage, portant sur les héliostats plans et focalisants, ont pu être définies.

Notre étude théorique nous a également amenés à introduire la notion de réponse impulsionnelle effective d'une facette réflectrice, qui regroupe en même temps ses défauts microscopiques et ses défauts de surface, et permet de dissocier les paramètres géométriques intrinsèques de la facette de la loi de luminance solaire, variable dans le temps. Ces réponses impulsionnelles sont susceptibles d'être intégrées dans un code de calcul prévisionnel des performances énergétiques d'une installation, dont le principe repose sur l'utilisation de produits de convolution, et sur lequel nous avons donné quelques éléments dans le chapitre IV. C'est donc avec le double objectif d'évaluer les défauts de réglage et les réponses impulsionnelles effectives des miroirs d'une installation que nous avons abordé l'étude expérimentale proprement dite.

Celle-ci a donné lieu à de nombreux résultats, tour à tour satisfaisants et décevants, mais qui tous se sont montrés riches d'enseignements, et nous ont permis de proposer des solutions concrètes pour l'amélioration des capacités d'information des méthodes par rétrovisée. Plusieurs de ces observations, remarques, et conclusions se trouvent ainsi dispersées dans le chapitre V, et, s'il ne paraît pas nécessaire de les récapituler ici, nous n'en sommes pas moins arrivés à trois idées majeures, avec lequelles il faudra compter dans l'avenir.

La première de ces idées est que dans tous les cas, les défauts de surface des facettes réflectrices, qui ont des origines très diverses, ne sont jamais négligeables, et ont pour conséquence de modifier considérablement les distributions de luminance théori-

ques qui devraient être observées sur des facettes parfaites; il faut alors se garder de les confondre avec les déréglages de ces facettes.

La deuxième idée est que les méthodes photographiques se sont révélées peu adaptées à la caractérisation de ces défauts de surface : dans le cas d'une rétrovisée sur une source lumineuse naturelle (soleil ou pleine lune), le cliché photographique noir et blanc nous fait perdre la plupart des informations sur l'état de surface local. On peut bien sûr remédier à cet inconvénient en choisissant une source lumineuse artificielle (méthode de la grille), mais on se heurte alors à un problème de dépouillement. Dans leur forme actuelle, les méthodes de rétrovisée restent donc essentiellement des méthodes de diagnostic.

La troisième idée, enfin, est que ces méthodes sont malgré tout susceptibles d'être utilisées efficacement pour l'optimisation des surfaces réflectrices d'une installation solaire, et en particulier de leurs déréglages.

Nous avons suggéré que l'emploi d'une caméra numérique pourrait, dans tous les cas, augmenter considérablement les capacités et le champ d'action de ces méthodes, auxquelles devrait être associé un système de transfert d'images plus performant, et spécialement conçu pour travailler dans le volume focal d'une installation solaire en fonctionnement. Véritable outil de métrologie des systèmes concentrateurs d'énergie solaire, un tel dispositif aurait au minimum trois fonctions essentielles à remplir : évaluation des défauts de surface des facettes réflectrices, élimination de leurs défauts de réglage, et optimisation de concentrateurs. Les limitations des méthodes photographiques, ainsi que les possibilités qu'elles nous ont néanmoins laissé entrevoir, plaident toutes deux en faveur de la réalisation de cet outil, qui nous semble constituer un prolongement tout indiqué à cette étude.

En dehors de cette perspective d'avenir très prometteuse, il apparait également que notre travail réclame d'autres développements importants. Sur le plan théorique en effet, nous avons esquissé dans le chapitre IV le principe, complètement original, d'un code de calcul prévisionnel des performances énergétiques d'une

installation solaire. Il serait donc opportun de réaliser ce programme, et d'en valider les résultats numériques par comparaison avec les répartitions de densité de flux formées par un système concentrateur d'énergie solaire dont on aurait, au préalable (et probablement à l'aide de l'instrument évoqué plus haut), évalué tous les paramètres d'erreur, et plus particulièrement les défauts de réglage et les réponses impulsionnelles effectives de ses facettes réflectrices. Le système concentrateur ainsi testé pourrait fort bien être le four solaire de 1000 kW d'Odeillo.

Sur un plan pratique, la question de l'évaluation comparative des différentes méthodes de réglage des facettes réflectrices d'un héliostat focalisant, d'un héliostat plan, ou d'un concentrateur fixe n'est toujours pas résolue, et il en est de même pour la mise au point de méthodes nouvelles, rapides et performantes. Car même si les méthodes par rétrovisée sont susceptibles de résoudre ce dernier problème sur les concentrateurs fixes (chapitre V), elles ne seront vraisemblablement d'aucun secours dans le cas des héliostats plans. Or il importe, pour ces derniers, de trouver une méthode de réglage originale, et qui soit beaucoup plus rapide à mettre en oeuvre que celle du théodolite, tout en restant aussi performante. Les recherches devront donc également être poursuivies sur ce point.

Il est une idée reçue qui consiste à affirmer qu'en matière de concentration de l'énergie solaire, tout a déjà été fait, et réglé définitivement. Nous pensons à l'inverse que dans ce domaine, ce qui reste à découvrir l'emporte encore sur ce qui est déjà acquis. C'est ainsi qu'au terme de trois années d'études, beaucoup de questions posées sont restées sans réponse, tandis que d'autres nous apparaissaient en cours de route. Aujourd'hui, nous avons le sentiment d'avoir frappé à trois portes, qu'il est à présent indispensable de franchir pour continuer à progresser dans la connaissance de ces installations. Nous ne pouvons qu'espérer que ce travail ne restera pas sans suites, et que les chercheurs français n'abandonneront pas un terrain sur lequel ils étaient, encore au début des années 80, les leaders. Puisse cette contribution, aussi modeste qu'elle soit, les y inciter.

ANNEXES

ANNEXE I

PRESENTATION DU LABORATOIRE D'ACCUEIL

sciences physiques pour l'ingénieur

laboratoire d'énergétique solaire

four solaire de 1000 kw (thermiques)

SERVICE TRAITEMENT DE MATERIAUX

CARACTERISTIQUES GENERALES DU FOUR SOLAIRE

HELIOSTATS

- fonction : réflecteurs plans
- nombre : 63 sur 8 terrasses
- dimensions : 7,5m x 6m = 45m^2 soit 2835m^2 au total
- facettes : 50cm x 50cm x 7,5mm glace doucie
- nombre:180 par héliostat soit 11340 au total
- réflecteur : argent en face arrière
- protection : cuivre et vernis

Le faisceau parallèle horizontal Nord-Sud réfléchi par le champ d'héliostats couvre entièrement le concentrateur

CONCENTRATEUR

parabolique de révolution

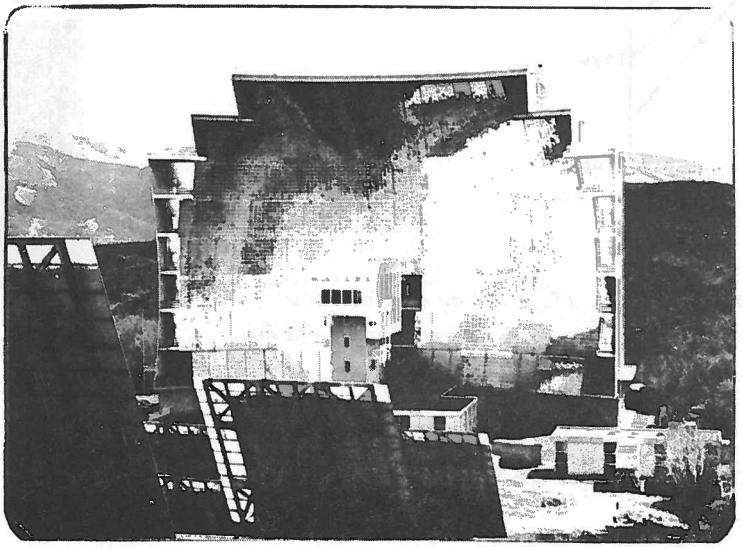
- distance focale : 18m
- hauteur : 40m
- largeur : 54m
- surface apparente 1830m^2
- facettes : 45cm x 45cm x 4,5mm verre trempé, incurvées par contrainte mécanique
- réflecteur : argent en face arrière
- protection : cuivre et vernis
- nombre : 9500 environ

BATIMENT FOUR

- hauteur du foyer par rapport au bas du concentrateur : 13m
- cabine focale : 4m x4m x 4m

CARACTERISTIQUES ENERGETIQUES DU FOYER :

- Flux total : 1000 KW
- diamètre de réception : 800 mm
- concentration maximum : 12000 fois le soleil .
- concentration moyenne : 2000 fois le soleil .



Le Four Solaire de 1000KWt.Photo C.ROYERE .

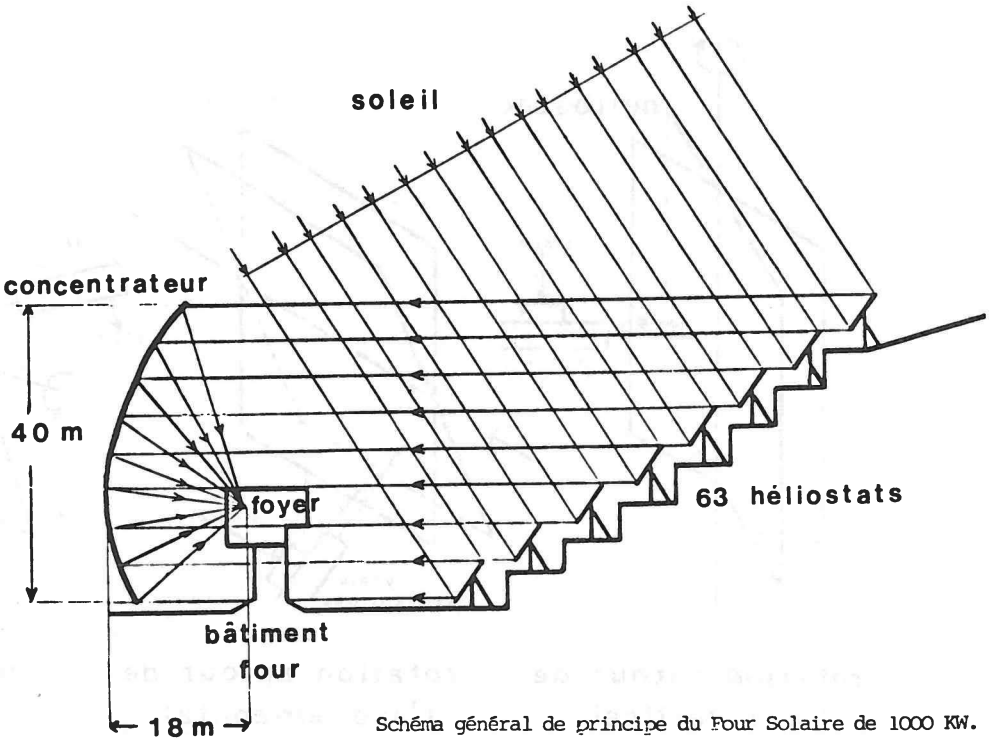
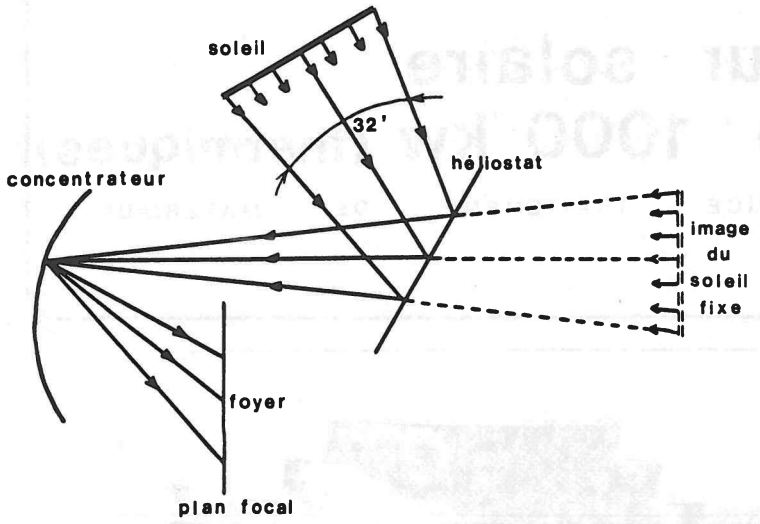
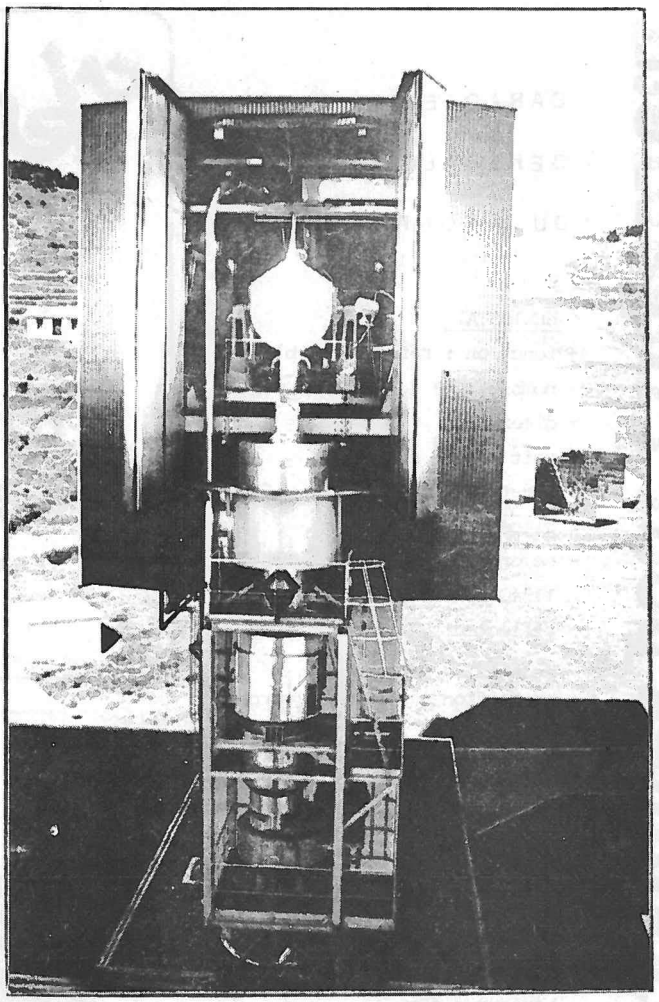


Schéma général de principe du Four Solaire de 1000 KW.

PRINCIPE DES APPORTS DE RAYONNEMENT DANS LE PLAN FOCAL

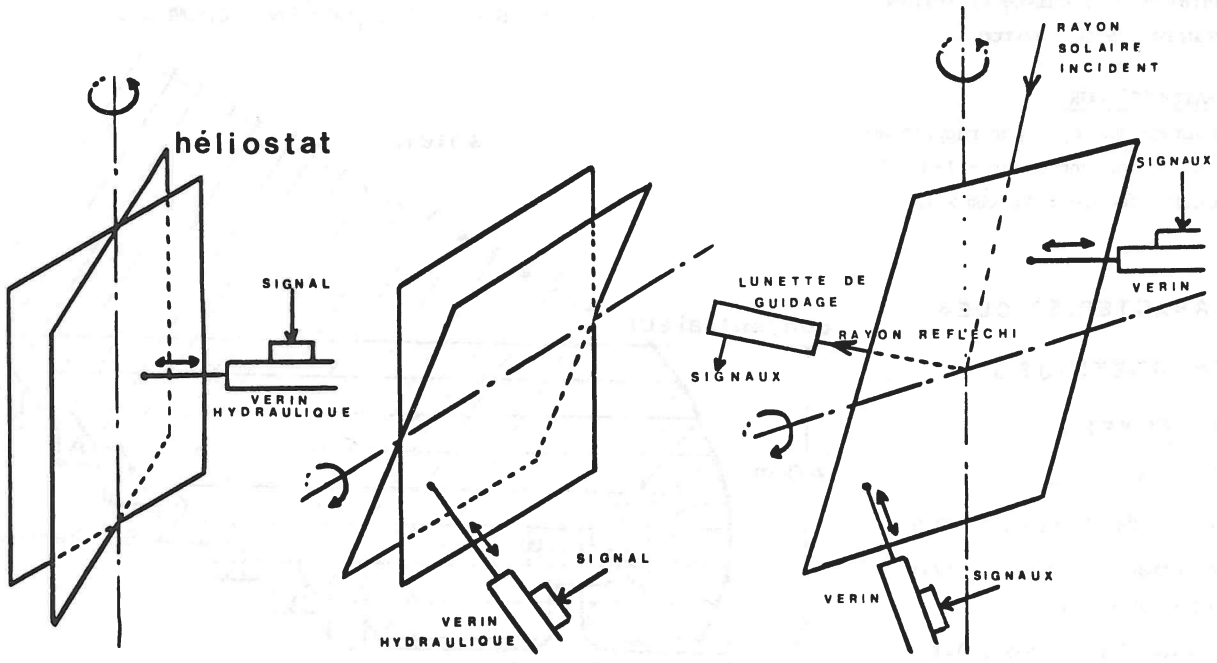


Chaque élément réflecteur du concentrateur éclaire sur le plan focal une zone en forme d'ellipse : Le Foyer n'est pas ponctuel .



La chaudière à sable en fonctionnement .
Photo C.ROYERE.

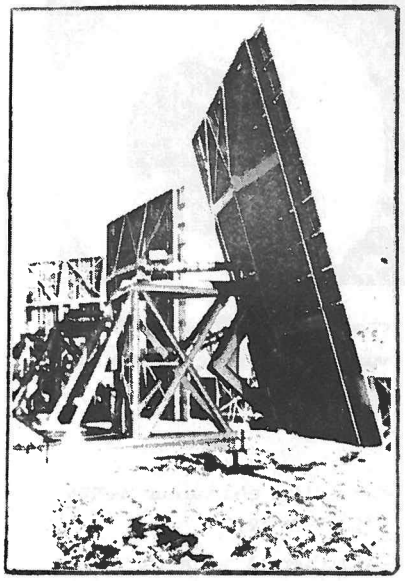
PRINCIPE D'ASSERVISSEMENT EN BOUCLE FERMEE PAR LUNETTE



rotation autour de l'axe vertical

rotation autour de l'axe horizontal

rotation autour des deux axes



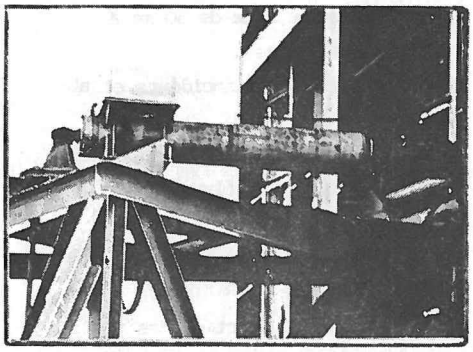
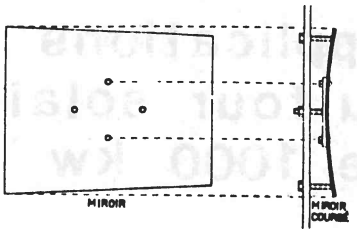


Figure 1 : Vue générale arrière de quelques héliostats .

Figure 2 : Vue rapprochée arrière d'un héliostat : détails des charpentes, vérins hydrauliques et axes .



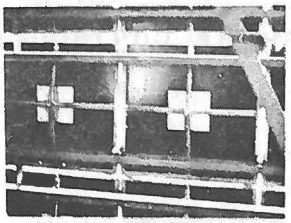
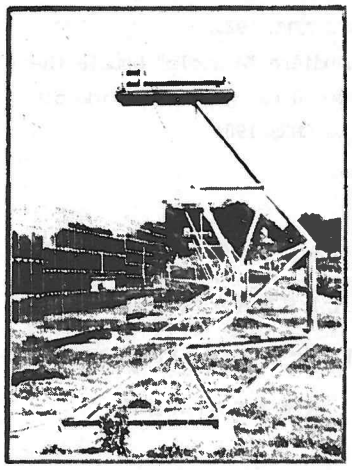


Figure 5 :

Vue arrière des facettes du concentrateur : détails de fixation et de mise sous contrainte



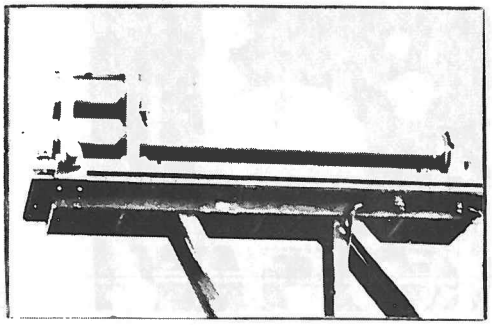


Figure 4 : Vue rapprochée d'un ensemble lunettes recherche et guidage .

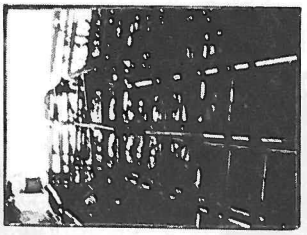


Figure 6 :
Vue générale arrière d'un étage du concentrateur .

Figure 3 : Lunette de recherche et de guidage sur leurs charpentes support devant les héliostats .

Le four solaire de 1000 kw

donne :

- un flux élevé 1000KW
- des densités de flux très élevées : jusqu'à 12000 fois la densité du flux du rayonnement solaire

et permet d'obtenir :

- des températures élevées sur matériaux conducteurs ou non de l'électricité et en présence d'air ou sous atmosphère contrôlée en utilisant une enceinte à hublot
- des traitements de matériaux à températures élevées sans contamination par la source d'énergie.
- des mesures physiques en l'absence de champs électriques ou magnétiques intenses
- des apports d'énergie sur la cible modulables à grandes vitesses

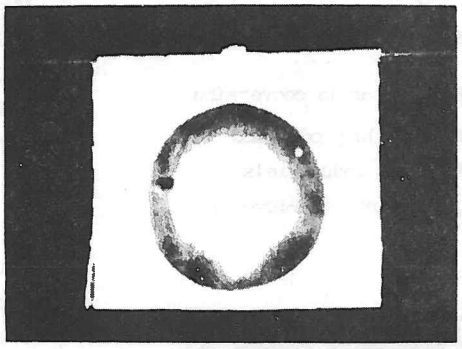


Figure 7 :
Mesure de répartition de puissance dans le plan focal : calorimètre intégral plan .

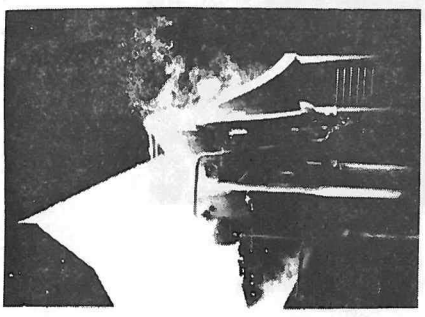


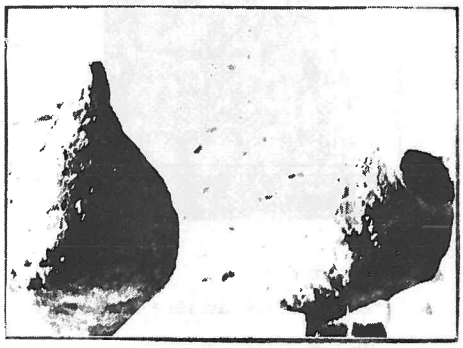
Figure 8 :
Fusion-coulée et granulation en fonctionnement .

Applications du four solaire de 1000 kw

o METALLURGIE SOUS ATMOSPHERE CONTROLEE (inerte ou vide)

- fusion, coulée de métaux et de métalloïdes
- synthèse d'alliages métalliques spéciaux
- traitements de minerais: grillage volatilisation

exemple : fusion coulée de bore à 2300°C sous argon pour l'obtention de pièces de forme



o TRAITEMENTS D'OXYDES A L'AIR

fusion, coulée, sphéroïdization, synthèses purification de composés oxydes

exemples :

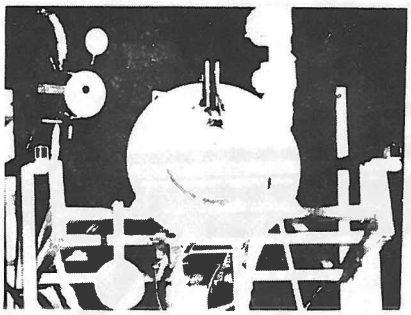
- synthèse de zircone stabilisée pour applications spéciales
- synthèse de gels à base de pentoxyde de vanadium pour des dorsales semi-conductrices de films
- purification d'alumine et de silice : voir figure n° 8.

o CHOCS THERMIQUES : EVALUATION DE MATERIAUX SOUS HAUT FLUX

- Echauffements rapides ou lents programmés .
- modulation du flux de 50 ms à plusieurs heures .
- contrôle des flux incidents et absorbés
- mesures des propriétés radio électriques sous haut flux

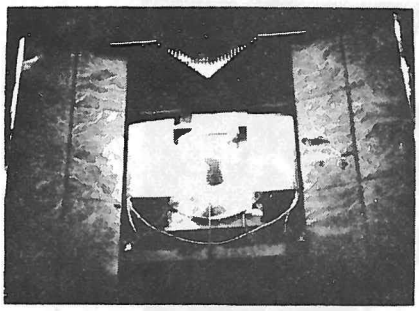
exemples :

- réfractaires sidérurgiques de poches de coulée
- matériaux de protection des tours de centrales solaires
- fenêtres électromagnétiques : radomes, émetteurs radars multi canaux
- matériaux ablatifs : têtes de missiles
- boucliers thermiques : astronautique

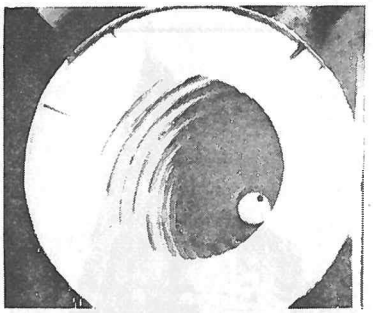


dispositif pour chocs thermiques

o EXPERIMENTATION ET EVALUATION DE RECEPTEURS OU DE BOUCLES THERMIQUES SOLAIRES pour la conversion thermodynamique de la production de chaleur à usages industriels (températures moyennes ou élevées)



chaudière PIRDES à GILOTHERM en fonctionnement



chaudière PIRDES à GILOTHERM : vue rapprochée de l'intérieur de la cavité

- chaudière eau vapeur MARTIN MARIETTA 1976
- chaudière à huile (Gilotherm) minicentrale CNRS 1976/1977
- chaudière à air SIROCCO PIRSEM CNRS AFME 1982
- chaudière "à sable" boucle thermique à caloporteur solide divisé CNRS 1984

o APERÇU DES COLLABORATIONS DU SERVICE TRAITEMENTS DE MATERIAUX

France

- CERAVER (CGE)
- CEA
- SNIAS
- ONERA
- CNES
- IRSID
- SFC
- SFEC
- KODAK PATHE

USA

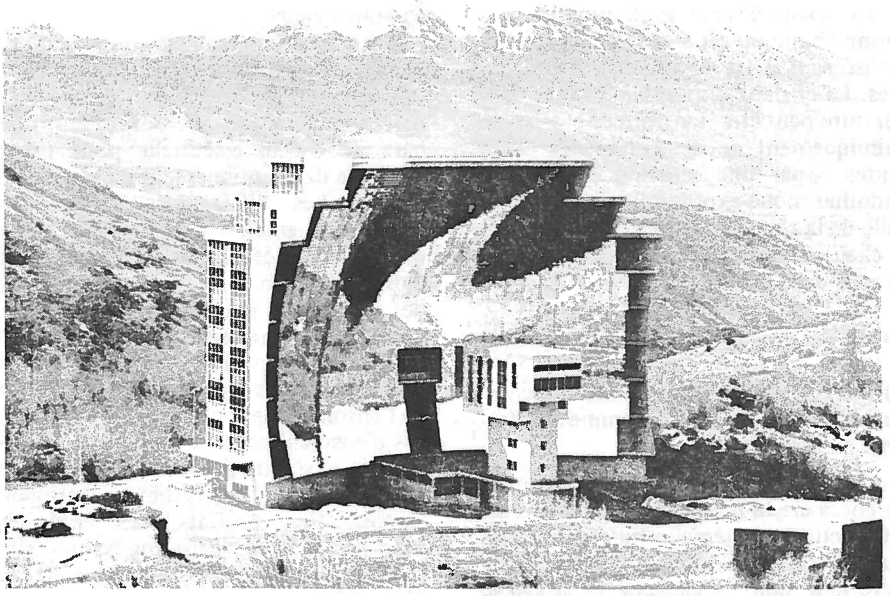
- GEORGIA, INSTITUTE OF TECHNOLOGY
- MARTIN MARIETTA
- SANDIA NATIONAL LABORATORIES
- DEPARTMENT OF ENERGY
- DEFENCE NUCLEAR AGENCY
- SCIENCE APPLICATIONS INC
- RAYTHEON
- MAC DONNELL DOUGLAS
- JPL
- NASA
- HUGHES
- SPERRY

Textes, dessins, photos et présentation par C.ROYERE et M.HEINTZ .

Adresses :
. B.P. 5 - Odeillo-Via
66120 Font-Romeu
Téléphone : 68.30.10.24
Télex : 500167 F
. Université de Perpignan
Avenue de Villeneuve
66025 Perpignan
Téléphone : 68.51.00.51
Directeur :
Marcel Amouroux, professeur
à l'université de Perpignan
Type de formation :
laboratoire propre (LP 8521)
Rattachement administratif :
CNRS
Année de création :
1948 (devenu laboratoire
d'énergétique solaire en 1976)
Effectif :
33 chercheurs dont
11 permanents (3 du CNRS)
18 ingénieurs, techniciens et
administratifs dont 16 du CNRS
Service traitement de matériaux :
(four solaire de 1.000 kWt)
même adresse
Responsable :
Claude Royère, ingénieur
Effectif :
4 ingénieurs et techniciens
du CNRS

laboratoire d'énergétique solaire

Les premiers essais d'obtention de très hautes températures (>2.000° C) par voie solaire, pour leur application en chimie, ont été effectués à Meudon e 1946 à 1949 avec un miroir solaire de quelques kilowatts. Puis les recherches ont été menées à Mont-Louis entre 1949 et 1968 sur des fours solaires de diverses puissances et en particulier un four de 50 kW thermiques construit en 1952. Le laboratoire d'énergie solaire s'est ensuite installé à Odeillo (1968) dans un bâtiment dont la façade nord constitue le concentrateur de 1 000 kW du four solaire construit par extrapolation des résultats obtenus à Mont-Louis. Devenu en 1976 laboratoire d'énergétique solaire, en se diversifiant vers d'autres applications solaires, il possède actuellement, en plus de l'installation de 1.000 kWt un four solaire à axe vertical de 6,5 kWt et un four à axe horizontal de 45 kWt reconstruit à Mont-Louis. Depuis janvier 1985, le rattachement d'une équipe d'automaticiens de l'université de Perpignan conforte la pluridisciplinarité de l'équipe par l'introduction de l'automatique dans les études d'optimisation du fonctionnement des procédés. Le groupe des laboratoires d'Odeillo comprend également le laboratoire des ultra-réfractaires, et un service commun (gestion, administration, entretien, atelier, bibliotheque).



Le four solaire de 1.000 KWt. Photo Cl. Gazuit

les activités du laboratoire

Principaux thèmes de recherche

● Transferts de chaleur à haute température.

Il s'agit de l'étude des processus couplés d'échanges de chaleur par rayonnement (pas de contact), par conduction (contact) et par convection (mouvement d'un fluide) se produisant à haute température. Ces travaux peuvent conduire, en particulier, à la mise au point de récepteurs solaires performants et d'échangeurs de chaleur efficaces. On peut citer les études sur les transferts de chaleur entre une paroi chauffée à 500-1100°C et un lit fluidisé (solide fin mis en mouvement par un gaz et apparaissant quasiment fluide) ou un lit fixe ; entre un matériau solide alvéolaire et un gaz ; ou bien encore dans un four tournant chauffé par rayonnement solaire. La connaissance des différents paramètres permet de déterminer les meilleures conditions opératoires.

La chaudière à sable qui est à l'étude au grand four de 1 000 kW est, actuellement, l'expérimentation la plus importante dans ce domaine utilisant les moyens solaires. Elle est composée d'un four rotatif solaire, dans lequel du sable est chauffé à raison de 200 kg/h, de deux stockages, l'un chaud, à 1 000°C, d'une capacité de 1 500 kg et l'autre froid, reliés à un échangeur de plusieurs étages, à lits fluidisés, permettant le transfert

de l'énergie stockée dans le sable à un gaz tel que l'air.

● Matériaux
Deux types d'études sont développés dans ce domaine :
- Caractérisation du comportement thermomécanique des réfractaires soumis à un choc thermique (expériences menées au four solaire de 1 000 kW).
- Recuit impulsionnel des surfaces. Ce dernier thème, initié récemment, a pour objectif la modification des propriétés de surface de certains matériaux par effet thermique brutal. Les résultats obtenus sont prometteurs, particulièrement dans le domaine des semi-conducteurs.

● Procédés soumis à une source d'énergie fluctuante et automatisation.
On s'intéresse dans ce cadre aux procédés de stockage et de transformation de l'énergie solaire - ou de toute autre énergie dont la disponibilité (ou le coût) varie de façon importante au cours du temps -.
- Le stockage de l'énergie thermique sous forme chimique est avantageux car il est réalisé sans perte et sur de longues durées. La chaleur disponible à haute température peut être transformée et stockée chimiquement de deux manières différentes : par une réaction renversable endothermique-exothermique (comme celle de la chaux vive avec l'eau, donnant la chaux éteinte (ou hydratée), qui peut s'écrire dans les deux sens :

$$Ca(OH)_2 + \text{chaleur} \underset{520^\circ C}{\overset{(99\ kJ)}{\rightleftharpoons}} CaO + H_2O$$

ou par une réaction produisant un combustible riche en énergie comme l'hydrogène ou le méthane.

Dans le premier cas, une des études en cours est la mise au point d'un réacteur pour le système sulfate de magnésium, oxyde de magnésium-anhydride sulfurique dont la capacité de stockage est de 500 kWh/m^3 de sulfate de magnésium.

La puissance dégagée par la réaction $MgO + SO_3 \longrightarrow MgSO_4$ est très élevée : 10 MW/m^3.

Dans le deuxième cas, on a l'avantage de pouvoir stocker l'énergie sous forme transportable. Parmi les sujets à l'étude, citons la gazéification du charbon et de la biomasse, ou encore la décomposition de l'eau, à plus de 2 500°C pour produire de l'hydrogène, ce qui implique la mise en œuvre de matériaux spécifiques.
- On peut aussi envisager la valorisation des minerais par voie solaire, qui pourrait être un moyen de traiter les matériaux sur leur lieu de production, comme par exemple, le séchage des phosphates (Maroc), la décarbonatation de dolomie (Australie-Brésil).

Une partie essentielle de ces études vise à compenser le caractère aléatoire de l'énergie solaire par l'optimisation des procédés. La complexité des procédés et du fonctionnement des appareils font que les modèles mathématiques qui résultent de l'analyse théorique nécessitent l'utilisation de méthodes sophistiquées afin de permettre l'automatisation des systèmes. Les algorithmes qui en résultent sont souvent difficiles à utiliser en temps réel, rendant nécessaires des approches sous-optimales. De plus, l'analyse théorique de la gestion des systèmes soumis à une source d'énergie fluctuante est utilisable dans d'autres domaines (heures de pointe, heures creuses à EDF par exemple). On peut citer comme applications : la gestion des apports d'énergie dans les serres agricoles de façon à minimiser les coûts d'exploitation, ou bien, le contrôle de ces mêmes apports pour des procédés de séchage utilisant l'énergie solaire.

D'autre part, d'autres résultats de ces recherches seront vérifiés et mis à l'épreuve dans une petite usine pilote de récupération solaire de solvants d'extraction d'huile, en construction à Gabès (Tunisie).

● Métrologie
Les études en métrologie sont orientées dans deux axes principaux :
- La mesure et l'acquisition de données de rayonnement solaire constituent une base de travail essentielle pour toute étude de dimensionnement d'un système solaire. Les différentes composantes du rayonnement solaire ainsi que d'autres données météorologiques sont mesurées et analysées en vue d'établir des moyennes journalières, mensuelles, annuelles. Le traitement de ces données permet en outre d'obtenir des informations très utiles sur l'aspect dynamique de l'ensoleillement : longueur de séquences d'ensoleillement et fréquence de celles-ci. La banque de données constituée permet l'étude des rythmes d'ensoleillement. Ces résultats sont exploités dans les études d'automatisation des systèmes énergétiques fonctionnant au fil du soleil.
- Les études menées en métrologie à haute température ont pour but la conception de dispositifs nouveaux (fibre optique) permettant la mesure ponctuelle de densité de flux et de température dans le spectre solaire et infrarouge sous conditions sévères (accès difficile, température élevée).
Enfin des travaux sont développés concernant la mesure *in situ* de la variation du facteur d'absorption solaire sur des matériaux soumis à des essais d'évaluation de tenue aux chocs thermiques, sous haut flux de rayonnement solaire concentré.

Équipements

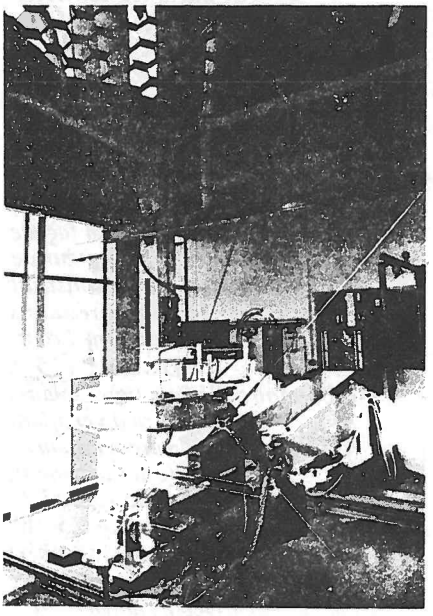
Concentrateurs solaires à double réflexion de 2 kWt, 6,5 kWt, 45 kWt, 1.000 kWt dont les éclairements maxima sont respectivement de 1.600 W/cm^2, 650 W/cm^2, 1.000 W/cm^2 et 1.200 W/cm^2 ; mini-ordinateur Solar 16/40 16 bits 384 Ko, 5 *visu*, trois acquisitions de données autonomes couplées à des micro-ordinateurs HP85.

les ouvertures du laboratoire

Sur la communauté scientifique nationale

Le laboratoire entretient des relations privilégiées avec le laboratoire dès ultra réfractaires, l'université de Perpignan et l'institut du génie chimique de Toulouse.
D'autres collaborations plus ponctuelles peuvent être citées : le laboratoire des sciences du génie chimique de Nancy, le laboratoire de génie et informatique chimique de l'ECAM Paris, l'équipe de recherche sur l'énergie de l'université Paul Sabatier de Toulouse.

Actions de formation
Stages de fin d'étude d'écoles d'ingénieurs, de DEA, en particulier de Perpignan, Toulouse, Grenoble. Les chercheurs du laboratoire encadrent également des étudiants préparant des thèses 3ème cycle, français ou étranger.
Enfin les équipements spécifiques et le personnel technique qualifié favorisent l'accueil de chercheurs expérimentés pour des durées allant de quelques mois à plusieurs années.
Une maison d'accueil permet le logement de 3 à 4 personnes pour des durées courtes.



Un four solaire de recherche : puissance 6,5 kWt - axe vertical - modulation du flux au foyer

ANNEXE II

CALCUL DE LA POSITION DU SOLEIL

Il est nécessaire de se donner les moyens de calculer, en tout point de la surface du globe terrestre (mais Odeillo et Targassonne nous intéressent plus particulièrement), les angles en azimut et en hauteur a et h qui permettent de repérer la position du soleil dans le ciel. Nous décrivons ici un sous-programme de calcul rapide capable de déterminer ces angles en fonction de la latitude ϕ et de la longitude λ_T (comptée positivement à l'ouest de Greenwich) du point considéré, de son fuseau horaire F, de l'heure et de la date légale, et d'un paramètre supplémentaire D qui vaut 1 ou 0 suivant qu'il existe ou non un décalage horaire saisonnier (heure d'été ou d'hiver).

Le principe général du calcul est calqué sur celui qui a été exposé par R.Walraven [67] dans Solar Energy. Examinons rapidement celui-ci avant d'exposer les nombreuses corrections que nous avons dû effectuer par la suite.

On considère une sphère (sphère céleste) centrée sur un lieu d'observation O situé sur la surface de la terre. La verticale du lieu est matérialisée par un point Z (Zénith). L'axe de rotation terrestre est repéré par les points P et P' (Pôle nord et Pôle sud), et le cercle intersection de la sphère céleste et du plan de l'équateur terrestre est l'équateur céleste. Le cercle qui passe par les Pôles nord et sud et le Zénith est le méridien du lieu. L'intersection de l'équateur céleste avec le plan de l'horizon est une droite d'alignement Est-Ouest. La direction du soleil, qui est matérialisée par un point M situé sur la sphère céleste, peut alors être repérée en coordonnées horizontales : ce sont les angles a et h en azimut et en hauteur que nous cherchons (fig.1).

Les coordonnées équatoriales célestes présentent sur les coordonnées horizontales l'avantage de ne pas dépendre du lieu d'observation. Elles sont constituées de la déclinaison δ, angle de la direction du soleil avec le plan de l'équateur céleste, et de l'ascension droite α, angle entre la direction d'un point donné γ de

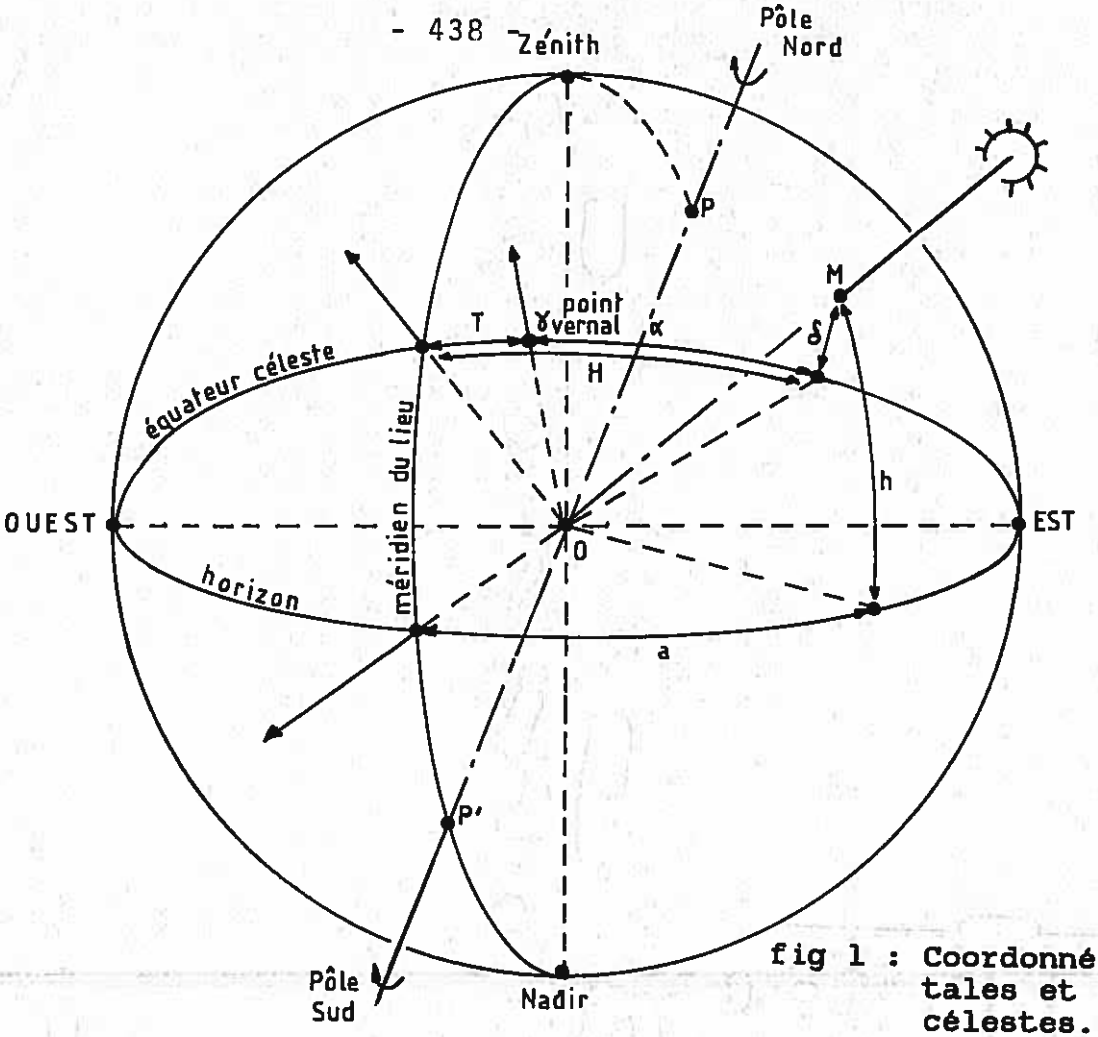


fig 1 : Coordonnées horizontales et équatoriales célestes.

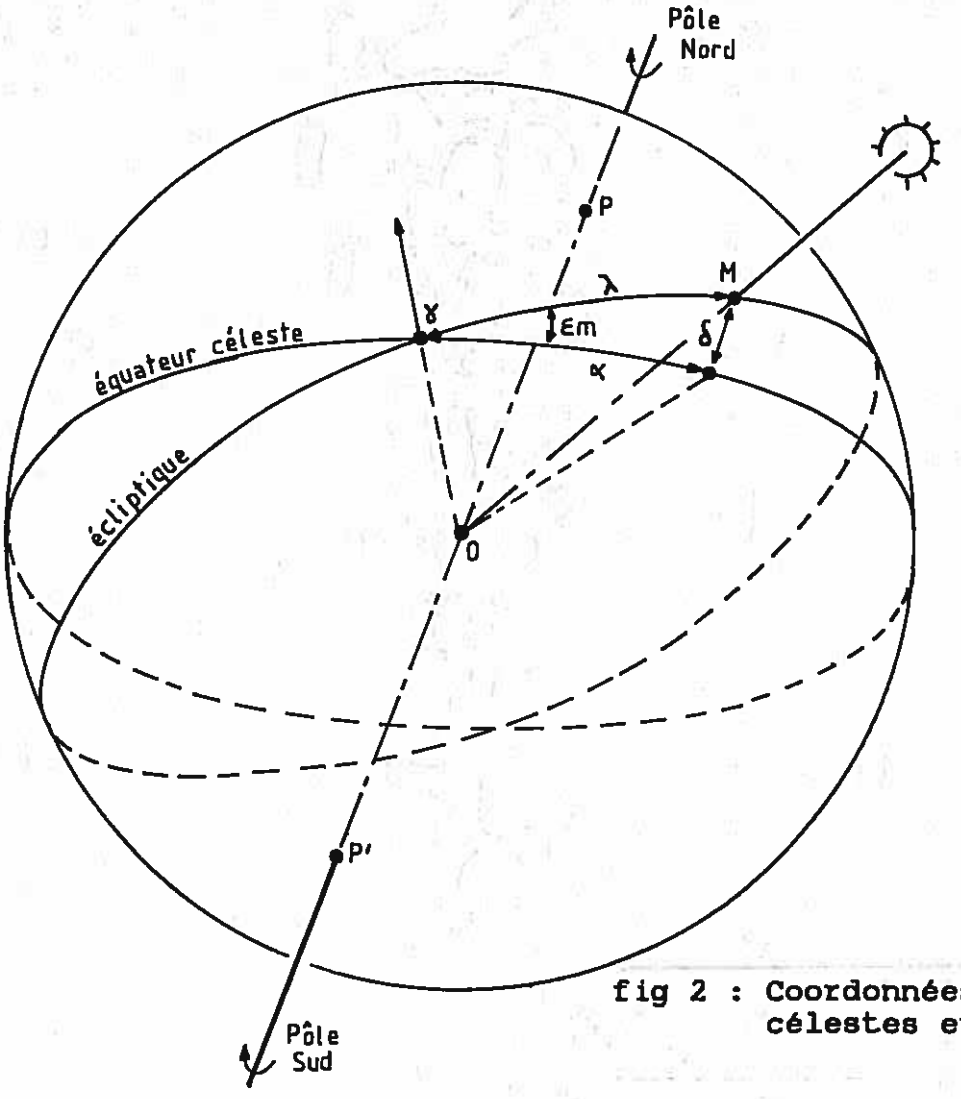


fig 2 : Coordonnées équatoriales célestes et écliptiques.

l'équateur céleste, appelé point vernal ou équinoxe (fig.1), et le cercle horaire de la direction du soleil. On définit également l'angle horaire H entre le méridien du lieu et le cercle horaire de la direction du soleil, et le temps sidéral T, angle entre la direction du point vernal γ et le méridien du lieu. On a :

$$H = \alpha - T \qquad \text{(A2-1)}$$

Dans son mouvement autour du soleil, la terre reste dans un plan qui définit sur la sphère céleste le cercle écliptique (fig.2). Le point vernal γ est en fait le point d'intersection de l'écliptique et de l'équateur céleste, qui correspond à la direction du soleil lorsque sa déclinaison s'annule en croissant (équinoxe de printemps). L'angle entre les plans de l'écliptique et de l'équateur céleste est l'obliquité moyenne ϵ_m. On introduit enfin les coordonnées écliptiques, latitude et longitude célestes, qui dans le cas du soleil se réduisent à sa longitude λ, puisque le soleil reste constamment dans le plan de l'écliptique.

Le principe du calcul de Walraven consistait donc, à partir de λ et ϵ_m, à déterminer δ et α par les formules de passage du repère écliptique au repère équatorial :

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= \cos \epsilon_m \operatorname{tg} \lambda \\ \sin \delta &= \sin \epsilon_m \sin \lambda \end{aligned} \qquad \text{(A2-2)}$$

De là, par la connaissance du temps sidéral T, et en utilisant la relation (A2-1) pour en déduire l'angle horaire H, les angles a et h étaient calculés par les formules classiques de passage des coordonnées équatoriales aux coordonnées horizontales :

$$\begin{aligned} \sin h &= \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H \\ \sin a &= \cos \delta \sin H / \cos h \end{aligned} \qquad \text{(A2-3)}$$

Le problème se ramène donc à la connaissance de λ, ϵ_m et T. Walraven utilisait pour sa part des versions simplifiées des équations servant à générer l'Almanach Nautique américain, et rapportées au 1er janvier 1980. Son sous-programme, qui assurait une précision de 0,01 degré sur les angles azimut et hauteur du soleil,

pour des dates antérieures, semble avoir mal vieilli : des erreurs de l'ordre de 1 degré furent constatées pour trois journées-type de l'année 1986. Nous avons donc, avec l'aide du Service des Calculs et de Mécanique Céleste de l'Observatoire de Paris, introduit de nouvelles équations, ainsi que quelques corrections astronomiques dont l'effet n'est pas négligeable si l'on désire atteindre de telles précisions.

Précession et nutation

L'action conjuguée du soleil, de la lune, et des autres planètes du système solaire sur le renflement équatorial de l'ellipsoïde terrestre a pour effet principal de déplacer la ligne des équinoxes, intersection des plans de l'équateur céleste et de l'écliptique (matérialisée par la droite Oγ sur les figures 1 et 2), dans le plan de l'écliptique. La révolution complète de cette ligne équinoxiale s'effectue en 25760 ans et l'axe de rotation de la terre décrit pendant ce temps un cône d'angle au sommet $2\epsilon_m$. Ce phénomène est connu sous le nom de précession, mais ne constitue que la partie uniforme d'un mouvement plus complexe, qui comprend également de petites oscillations beaucoup plus rapides de l'axe de rotation terrestre : c'est le mouvement de nutation. Lorsque ces deux phénomènes sont pris en compte dans les calculs de λ, ϵ_m et T, on parle alors de coordonnées "vraies".

Aberration du soleil

Cette correction est liée au déplacement de l'observateur terrestre dans l'espace avec une vitesse non négligeable par rapport à la vitesse de la lumière. Elle intervient sur la longitude vraie λ qui devient alors la longitude apparente.

Correction de parallaxe

La distance terre-soleil n'étant pas infinie, il est nécessaire d'introduire une correction sur δ et H liée au passage de coordonnées géocentriques (rapportées au centre de la terre) à des coordonnées topocentriques (rapportées au point O). Dans le cas du soleil cette correction est toutefois négligeable.

Correction de réfraction

La réfraction atmosphérique est responsable de la déviation des rayons lumineux suivant les lois de l'optique géométrique. Cette

correction est effectuée sur l'angle de hauteur h.

Expression du temps t

Celui-ci est exprimé en nombre de jours juliens écoulés depuis une date référence qui est J2000,0 (1er janvier 2000, à 12 heures GMT). Pour une date antérieure à cette date référence, l'expression du temps t est donnée par :

$$t = E(365{,}25 \times (2000 - An)) + N - 0{,}5 + TU/24$$

où An est l'année grégorienne et N est le numéro du jour de l'année considéré. TU est le temps universel (temps de Greenwich) qui s'obtient par la relation :

$$TU = Hr + \frac{Min + \frac{Sec}{60}}{60} + F - D$$

où Hr, Min et Sec définissent l'heure locale, et F et D ont déjà été définis plus haut.

Longitude apparente du soleil

Elle s'obtient par la relation générale:

$$\lambda = \lambda_m + Eqc + As + \Delta\Psi$$

* λ_m est la longitude moyenne du soleil, débarrassée des variations périodiques de vitesse angulaire de la terre le long de son orbite elliptique :

$$\lambda_m = 280°27'59",2146 + 1\ 296\ 027\ 713",6329\ \frac{t}{365250} \qquad (*)$$

* Eqc est l'équation du centre qui définit les variations périodiques évoquées plus haut :

$$Eqc = (2e - \frac{e^3}{4}) \sin M + \frac{5}{4} e^2 \sin 2M + \frac{13}{12} e^3 \sin 3M + ... \qquad (**)$$

où e est l'excentricité de l'orbite terrestre donnée par :

$$e = 0{,}016\ 709\ 114 - 0{,}000\ 418\ \frac{t}{365250} \qquad (**)$$

et $M = \lambda_m - \omega$ (ω étant la longitude du périhélie de l'orbite terrestre). M est donné par :

$$M = 357°{,}529\ 103 + 359\ 990°{,}508\ 421\ \frac{t}{365250}$$

$$- 0^{o},098\ 332 \left[\frac{t}{365250}\right]^{2} \qquad (**)$$

* As est l'aberration du soleil :

$$As = - 20",495\ 52\ (1 - k \cos \lambda_m - h \sin \lambda_m) \qquad (*)$$

où h et k sont les constantes d'aberration données par :

$$k = - 0,003\ 740\ 816 - 0,004\ 793\ 106 \frac{t}{365250} \qquad (*)$$

$$h = 0,016\ 284\ 477 - 0,001\ 532\ 379 \frac{t}{365250} \qquad (*)$$

* $\Delta\Psi$ est la correction de nutation en longitude que l'on réduit ici au premier terme des tables de Wahr :

$$\Delta\Psi = - 17",1996 \sin \Omega \qquad (*)$$

où Ω est la longitude du noeud ascendant de l'orbite lunaire, donnée par :

$$\Omega = 125^{o}2'40",\ 398\ 16 - 6\ 962\ 890",\ 2656 \frac{t}{36525} \qquad (*)$$

Obliquité vraie

Elle est donnée par la relation générale :

$$\epsilon = \epsilon_m + \Delta\epsilon$$

* ϵ_m est l'obliquité moyenne :

$$\epsilon_m = 84381",448 - 468",150 \frac{t}{365250} \qquad (*)$$

* $\Delta\epsilon$ est la correction de nutation en obliquité réduite au premier terme des tables de Wahr :

$$\Delta\epsilon = 9",2025 \cos \Omega \qquad (*)$$

où Ω a déjà été défini plus haut.

Temps sidéral local vrai

Il s'obtient par la relation suivante :

$$T = \theta + 1,002\ 7379\ TU - \lambda_T + \Delta\Psi \cos \epsilon_m$$

λ_T, $\Delta\Psi$ et ϵ_m ont été définis plus haut et θ est le temps sidéral moyen de Greenwich à 0h UT. Il est donné par :

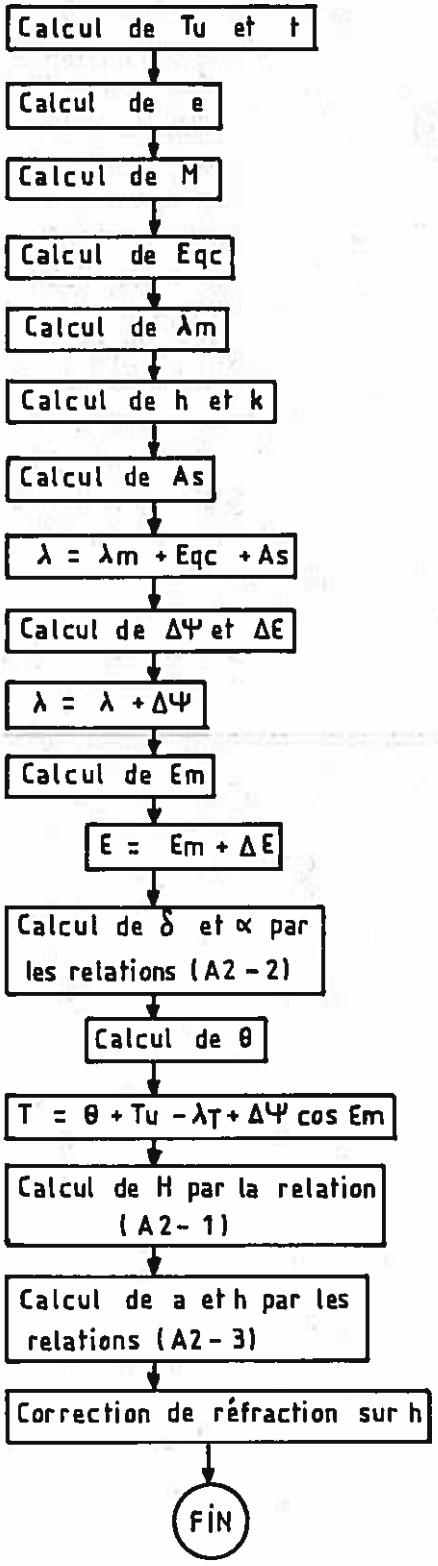

Calcul de Tu et t
Calcul de e
Calcul de M
Calcul de Eqc
Calcul de λm
Calcul de h et k
Calcul de As
λ = λm + Eqc + As
Calcul de ΔΨ et ΔE
λ = λ + ΔΨ
Calcul de Em
E = Em + ΔE
Calcul de δ et ∝ par les relations (A2 - 2)
Calcul de θ
T = θ + Tu - λT + ΔΨ cos Em
Calcul de H par la relation (A2 - 1)
Calcul de a et h par les relations (A2 - 3)
Correction de réfraction sur h
FIN

Fig. 3

$$\theta = 6^h\ 41^m 50^s,548\ 41 + 8\ 640\ 184^s,812\ 866\ \frac{t}{36525} \qquad (*)$$

En toute rigueur, θ devrait être calculé pour une valeur de TU=0 dans l'expression de t (il est logique que le temps sidéral à 0h UT ne dépende pas du temps UT). Mais il est équivalent d'utiliser l'expression de θ calculée avec le temps t que nous avons employé jusqu'ici, à condition de faire disparaître le facteur de conversion du temps UT en temps sidéral 1,002 7379. L'expression de T est alors simplifiée :

$$T = \theta + TU - \lambda_T + \Delta\Psi \cos \epsilon_m$$

Correction de réfraction

Elle est donnée par la formule de Laplace :

$$h(\text{corrigé}) = h - 60'',29\ \mathrm{tg}(\pi/2-h) \qquad (*)$$

Mais cette relation n'est plus valable pour des angles h inférieurs à 20°.

Nous donnons figure 3 l'organigramme du sous-programme de calcul qui a été réalisé sur ces bases. Les résultats qu'il donne pour les angles en azimut et hauteur définissant la direction du soleil, ont été comparés avec des valeurs références fournies par le Service des Calculs et de Mécanique Céleste de l'Observatoire de Paris, pour trois journées-type de l'année 1986, et pour le site d'Odeillo. La précision de notre sous-programme a ainsi pu être évaluée à 0,001° pour les journées du 20/3/86 et du 21/6/86, et à 0,01° pour la journée du 21/12/86. Ces précisions sont nettement meilleures que celle que nous nous étions imposée à l'avance (le dixième du diamètre angulaire du soleil, soit 0,05°).

Les relations marquées d'un astérisque peuvent être trouvées dans les parutions annuelles des éphémérides astronomiques de la Connaissance des Temps, éditées par la maison Gauthier-Villars. Les relations marquées de deux astérisques nous ont été communiquées directement par le Service des Calculs et de Mécanique Céleste de l'Observatoire de Paris. Nous remercions particulièrement Mme L.Bergeal pour son aide précieuse.

ANNEXE III

DIMENSIONS ET GEOMETRIE DE L'HELIOSTAT CETHEL III bis

Dimensions

Il s'agit en fait de l'ensemble des cotes qui délimitent les contours des composants de la surface réflectrice (modules et miroirs élémentaires), ainsi que leurs positions relatives. Il a notamment été tenu compte des interstices entre les modules, et des interstices entre les miroirs élémentaires, qui sont en principe égaux à la largeur de la tige supportant les plots de fixation (en théorie 22mm; en fait 24mm). Toutes ces cotes, ainsi que quelques éléments permettant de replacer les centres des neuf modules qui constituent l'héliostat, sont indiqués sur la figure 1. On rappelle que les huit modules courants sont absolument identiques, et que la surface de l'héliostat présente une symétrie par rapport à son centre O. Les dimensions adoptées ici résultent de la confrontation entre certaines mesures relevées sur l'héliostat lui-même et les cotes théoriques publiées dans [72] et [73]. Enfin nous n'avons pas tenu compte de l'influence des plots de focalisation, qui couvrent un pourcentage négligeable de la surface réflectrice totale.

Géométrie des modules réflecteurs

Nous établissons ici l'équation caractéristique de la surface réflectrice d'un module courant de l'héliostat CETHEL III bis, rapporté à un repère (OXYZ) (fig.2). On sait que la surface est composée de trois sections cylindriques rectangulaires, chacune constituée de deux miroirs élémentaires, et mises en regard de manière à tangenter toutes trois une sphère de rayon égal à $2f_M$ (f_M étant la focale du module). Sur chaque section cylindrique, le rayon de courbure est infini suivant l'axe OY, et égal à $2f_M$ suivant l'axe OZ. De plus, l'axe des cylindres est toujours contenu dans le plan OXY.

On considère la section cylindrique de centre O^* (fig.2). Si 2a est la largeur du miroir élémentaire et a_o est l'interstice entre deux sections cylindriques (fig.2 et 3), les coordonnées de O^* peuvent s'écrire, dans le repère OXYZ :

1810
1810
3620
598
598
598
24
24
144
1842
1094
100
1860
05
01
3454
06
02
1468
121
09
414
414
0
2390
24
121
03
07
04
08

fig 1

$$\begin{bmatrix} 2f_M - \sqrt{4f_M^2 - Y^{*2}} \\ Y^* \\ 0 \end{bmatrix}$$

où $Y^* \approx 2a + a_o$: O^* appartient en effet à la sphère centrée au point C de coordonnées $(2f_M,0,0)$. Ceci nous permet d'exprimer les composantes du vecteur unitaire $\vec{u}$ dirigé suivant la droite O^*C :

$$\vec{u} = \begin{bmatrix} \sqrt{1 - \frac{(a+a_o/2)^2}{f_M^2}} \\ -\frac{a+a_o/2}{f_M} \\ 0 \end{bmatrix}$$

On considère maintenant $\vec{v}$, vecteur unitaire dirigé suivant l'axe du cylindre auquel appartient la section de centre O^*. $\vec{v}$ se déduit facilement de $\vec{u}$:

$$\vec{v} = \begin{bmatrix} \frac{a+a_o/2}{f_M} = n_1 \\ \sqrt{1 - \frac{(a+a_o/2)^2}{f_M^2}} = n_2 \\ 0 \end{bmatrix}$$

avec $n_2 = \sqrt{1-n_1^2}$. L'équation de la surface cylindrique s'obtient en écrivant que pour tout point P de coordonnées (X,Y,Z) appartenant à la section considérée, la distance de P à la droite (D) issue de C et dirigée par $\vec{v}$ est égale à $2f_M$. Si C' est un point courant de cette droite, de coordonnées $(2f_M+\lambda n_1, \lambda n_2, 0)$, l'expression des composantes du vecteur $\overrightarrow{PC'}$ est alors :

$$\overrightarrow{PC'} = \begin{bmatrix} 2f_M + \lambda n_1 - X \\ \lambda n_2 - Y \\ -Z \end{bmatrix}$$

D'autre part, on sait que $\| \overrightarrow{PC'} \|$ sera égal à la distance du point P à la droite (D) si et seulement si : $\overrightarrow{PC'}.\vec{v} = 0$

Cette condition nous permet de trouver que :

$$\lambda = n_1X + n_2Y - 2n_1f_M \qquad \text{(A3-1)}$$

Il est alors possible d'écrire, en reprenant les composantes

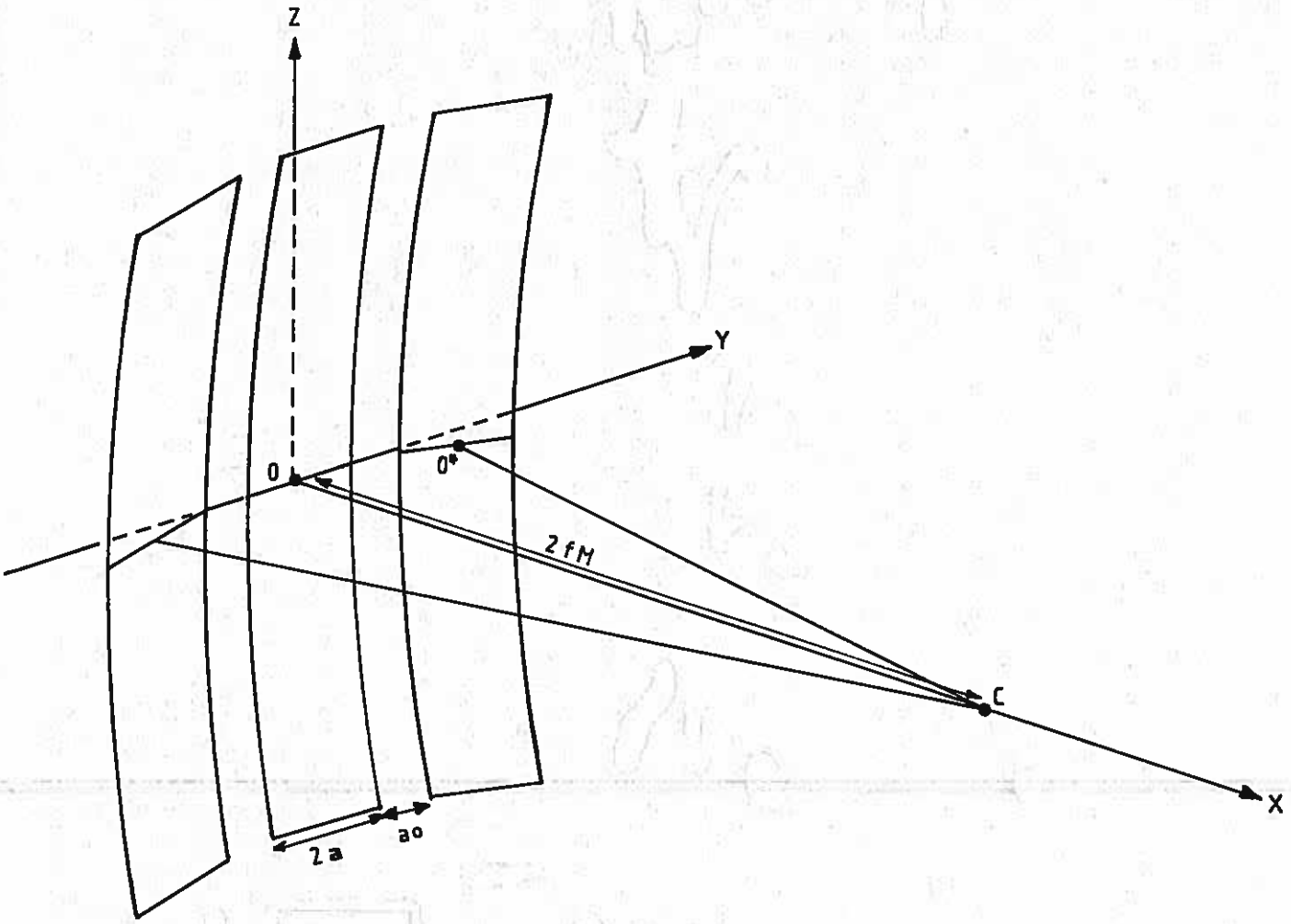


fig 2

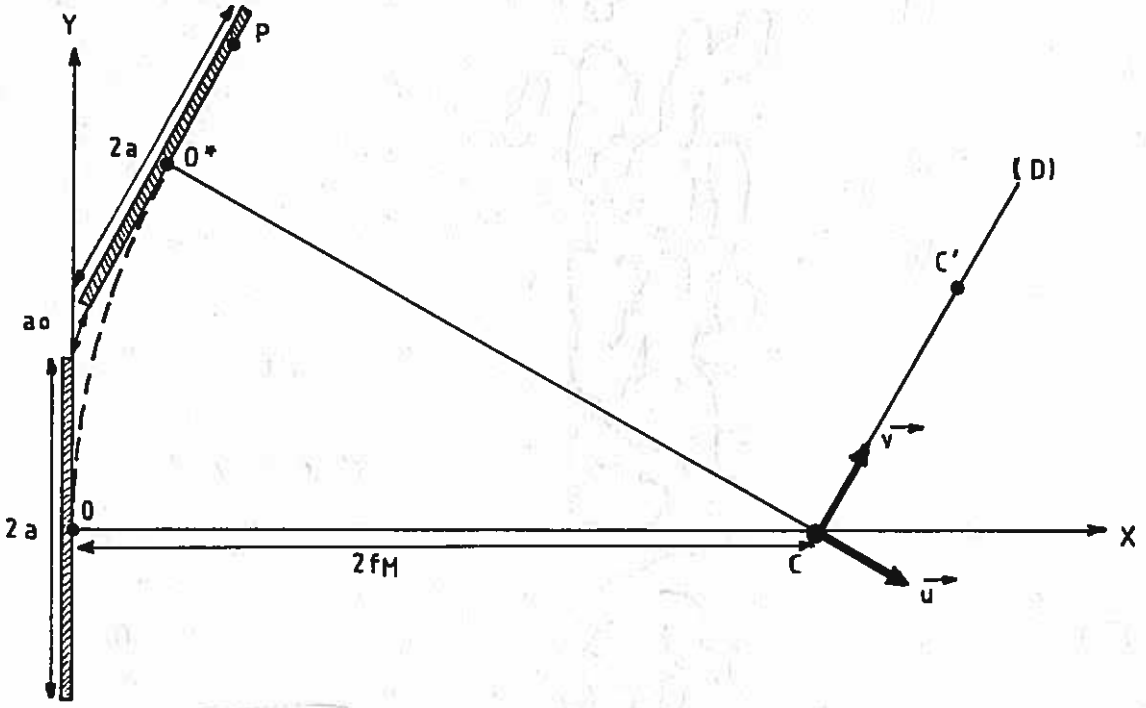


fig 3

de $\overrightarrow{PC'}$:

$$\overrightarrow{PC'}^2 = 4f_M^2 = 4f_M^2 + X^2 + Y^2 + Z^2 - \lambda^2 \qquad \text{(A3-2)}$$

En remplaçant (A3-1) dans (A3-2), on aboutit à une expression assez simple de X en fonction de Y et Z, qui nous donne l'équation caractéristique du module courant de l'héliostat focalisant CETHEL III bis.

$$X = f(Y,Z) = 2f_M + \frac{n_1}{n_2} Y - \frac{1}{n_2} \sqrt{4f_M^2 - Z^2} \qquad \text{(A3-3)}$$

on a bien sûr $n_2 = \sqrt{1 - n_1^2}$, et :

$$\begin{cases} n_1 = \dfrac{a+a_o/2}{f_M} & \text{si } a+a_o \leqslant Y \leqslant 3a+a_o \\ n_1 = 0 & \text{si } -a \leqslant Y \leqslant a \\ n_1 = -\dfrac{a+a_o/2}{f_M} & \text{si } -3a-a_o \leqslant Y \leqslant -a-a_o \end{cases}$$

L'équation caractéristique du module complémentaire reste la même, avec :

$$n_1 = \frac{a_c+a_o/2}{2f_M} \qquad \text{si } Y \geqslant 0$$

$$n_1 = -\frac{a_c+a_o/2}{2f_M} \qquad \text{si } Y \leqslant 0$$

où $2a_c$ est la largeur des miroirs élémentaires qui constituent ce module.

Enfin on donne l'expression de f(Y,Z) développée au deuxième ordre, compte tenu de ce que $n_1 \ll n_2$ et $n_2 \approx 1 - n_1^2/2$:

$$X = f(Y,Z) \approx n_1 Y + \frac{Z^2}{4f_M} \qquad \text{(A3-4)}$$

ANNEXE IV

MODELISATION DU CONCENTRATEUR DU FOUR SOLAIRE DE 1000 kW D'ODEILLO

Cette modélisation est basée sur les quelques observations simples qui ont été relatées dans le paragraphe 4.2.3 du chapitre II. Nous ne les reprendrons donc pas ici.

Le paraboloïde est rapporté à un repère (SXYZ), où S est le sommet de sa surface, et SX est son axe horizontal Sud-Nord. L'axe SY, qui est lui aussi contenu dans le plan horizontal, est dirigé vers l'Ouest, tandis que l'axe SZ repère la verticale du lieu. Le découpage en facettes réflectrices de la surface du paraboloïde est symétrique par rapport au plan SXZ : nous pourrons donc limiter les calculs à la moitié Ouest de la surface réflectrice. Par contre, il n'existe pas de symétrie par rapport au plan horizontal SXY. Le paraboloïde est découpé en 8 étages de hauteur h = 5m et dont les cotes sont données dans le tableau I. Le sommet et le foyer du paraboloïde sont situés à 3m au dessus du niveau du troisième étage. Chaque demi-étage comporte un nombre variable de panneaux rectangulaires séparés par un interstice ΔP (tableau I).

Numéro d'étage	cote de la base de l'étage (m)	nombre de panneaux	ΔP (mm)
8	22	7	20
7	17	10	22
6	12	11	25
5	7	12	27
4	2	12	28
3	- 3	11	25
2	- 8	11	26
1	- 13	10	37

Tableau I

Le principe de la modélisation consiste donc à déterminer les coordonnées et les dimensions de toutes les facettes qui constituent un panneau , puis à recommencer cette opération pour le panneau voisin, ceci jusqu'à arriver au panneau marginal de l'étage considéré; ces séquences de calcul sont ensuite répétées sur chacun

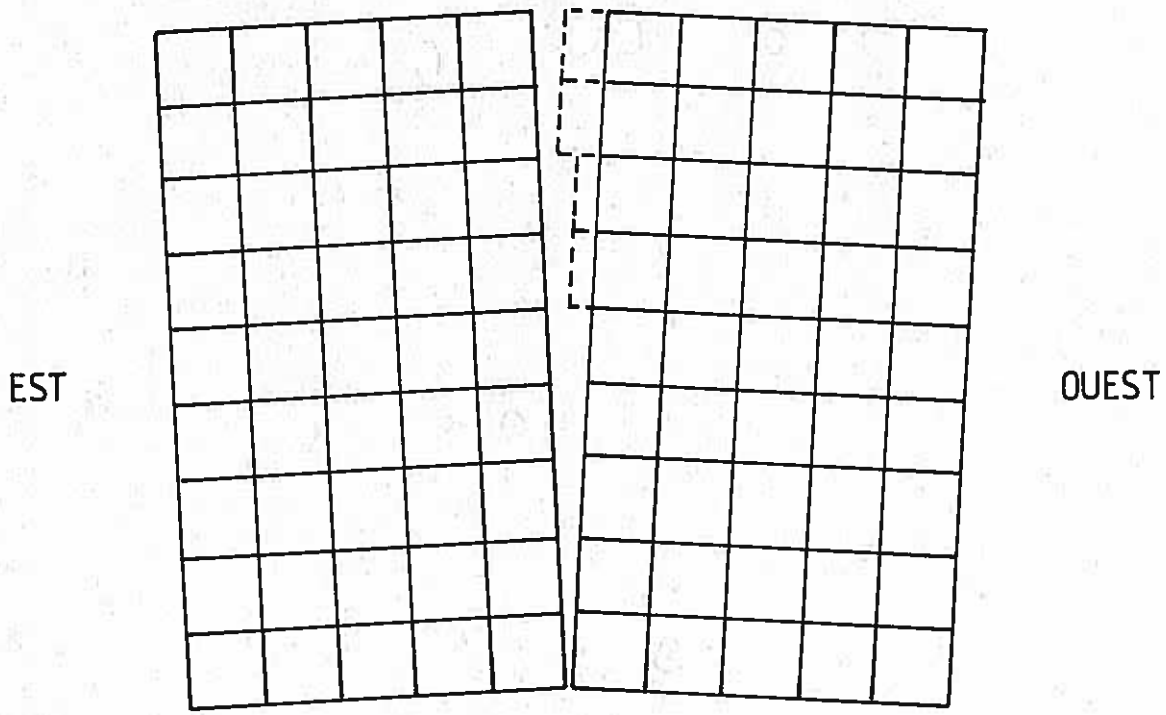


fig 1 : Coin d'ombre entre deux panneaux réflecteurs.

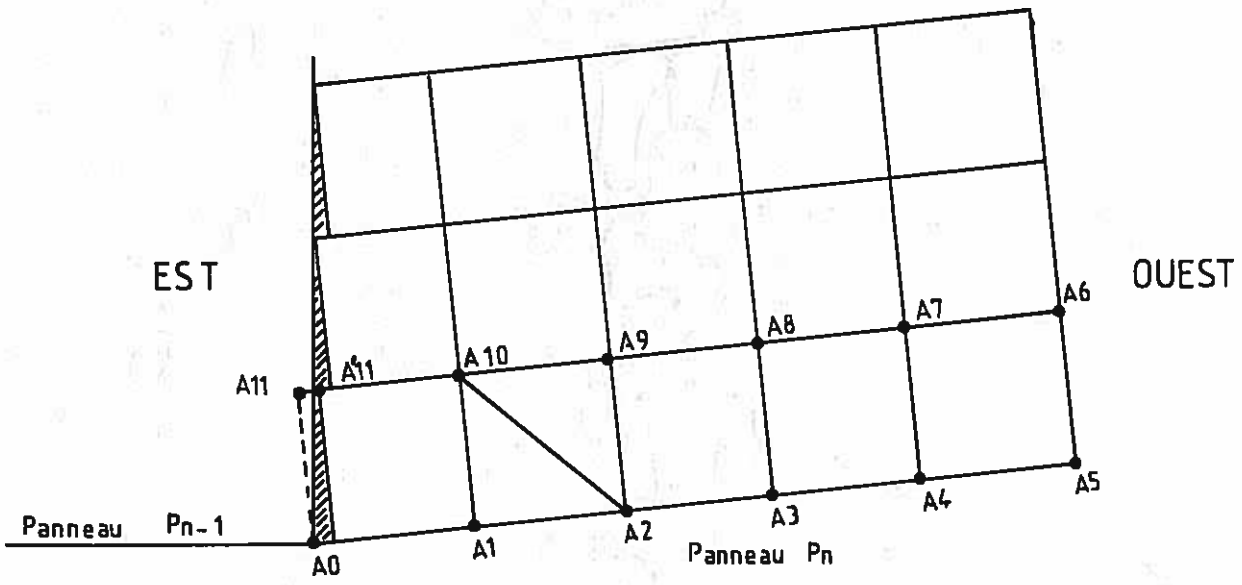


fig 2 : Biseautage des panneaux de la partie supérieure du paraboloïde.

des étages du concentrateur.

Modélisation d'un panneau

On sait qu'il n'est pas possible de tapisser un paraboloïde de révolution d'un ensemble de panneaux rectangulaires; Nous considérons que la base d'un panneau est toujours constituée d'une rangée de 5 facettes réflectrices de dimensions standard (il s'agit de facettes carrées de 48,5 x 48,5 cm montées sur une ossature métallique de 49 x 49 cm). C'est dans les rangées supérieures du panneau qu'apparaissent des différences, en fonction de l'emplacement de celui-ci sur la surface du paraboloïde :

1) Si le panneau est situé au dessous du plan horizontal (Z<O), il apparait des coins d'ombre entre les panneaux rectangulaires (fig.1). Ceci se traduit par une perte en concentration, qui, sur l'installation d'Odeillo, a pu être partiellement compensée par le choix de facettes réflectrices de largeur légèrement supérieure à la largeur standard sur la première colonne des panneaux. Nous n'avons pas tenu compte ici de ces compensations.

2) Si le panneau est situé au dessus du plan horizontal (Z>O), il est nécessaire de le biseauter : cela implique d'utiliser des facettes de largeur inférieure à la largeur standard sur la première colonne du panneau (fig.2). De plus cette largeur est différente pour chaque rangée de facettes considérée, et diminue avec la hauteur de celle-ci sur le panneau. Sur le concentrateur d'Odeillo, ce problème a été résolu par le choix d'une trentaine de largeurs standard différentes pour ces facettes rognées. Nous avons quant à nous donné à chacune de ces facettes sa largeur idéale, c'est-à-dire celle qui minimise les interstices entre les facettes de deux panneaux voisins.

L'exploration du panneau lui-même, que nous noterons P_n, se fait de la manière suivante (fig.2) :

1) le point de départ A_0 est situé au coin inférieur Est de la première rangée de facettes réflectrices du panneau. On détermine successivement tous les coins inférieurs A_1, A_2, A_3, A_4 et A_5 des facettes de la première rangée, qui sont situés sur une coupe horizontale du paraboloïde, par le système d'équations (A4-1)(voir plus loin).

2) on passe de A_5 au point A_6, coin supérieur Ouest de la dernière facette appartenant à la première rangée du panneau, par

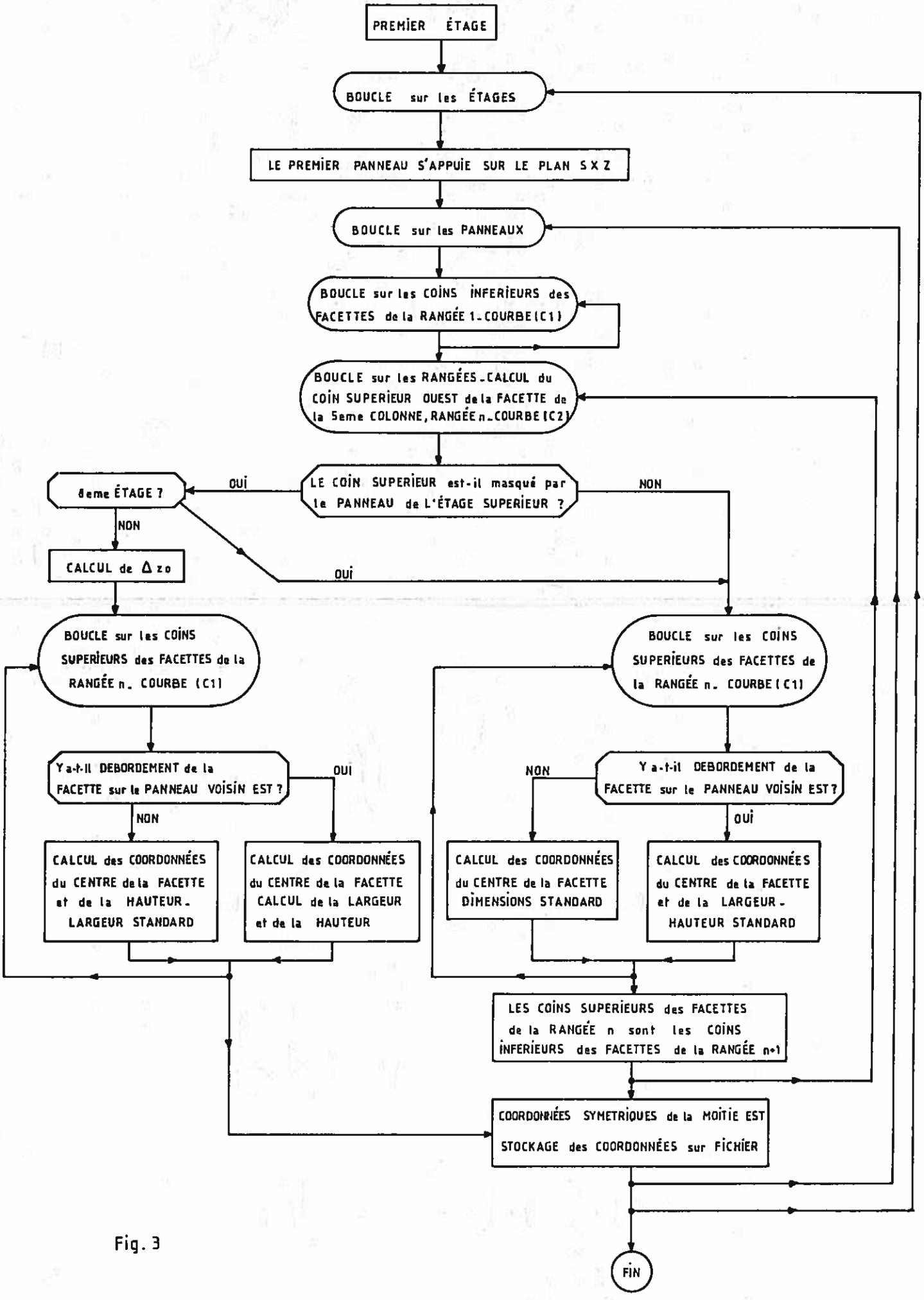

PREMIER ÉTAGE
BOUCLE sur les ÉTAGES
LE PREMIER PANNEAU S'APPUIE SUR LE PLAN S X Z
BOUCLE sur les PANNEAUX
BOUCLE sur les COINS INFERIEURS des FACETTES de la RANGÉE 1 - COURBE (C1)
BOUCLE sur les RANGÉES - CALCUL du COIN SUPERIEUR OUEST de la FACETTE de la 5eme COLONNE, RANGÉE n - COURBE (C2)
LE COIN SUPERIEUR est-il masqué par le PANNEAU de L'ÉTAGE SUPERIEUR ?
OUI
NON
1ème ÉTAGE ?
OUI
NON
CALCUL de Δ zo
OUI
BOUCLE sur les COINS SUPERIEURS des FACETTES de la RANGÉE n - COURBE (C1)
BOUCLE sur les COINS SUPERIEURS des FACETTES de la RANGÉE n - COURBE (C1)
Y a-t-il DEBORDEMENT de la FACETTE sur le PANNEAU VOISIN EST ?
OUI
NON
Y a-t-il DEBORDEMENT de la FACETTE sur le PANNEAU VOISIN EST ?
NON
OUI
CALCUL des COORDONNÉES du CENTRE de la FACETTE et de la HAUTEUR - LARGEUR STANDARD
CALCUL des COORDONNÉES du CENTRE de la FACETTE CALCUL de la LARGEUR et de la HAUTEUR
CALCUL des COORDONNÉES du CENTRE de la FACETTE DIMENSIONS STANDARD
CALCUL des COORDONNÉES du CENTRE de la FACETTE et de la LARGEUR - HAUTEUR STANDARD
LES COINS SUPERIEURS des FACETTES de la RANGÉE n sont les COINS INFERIEURS des FACETTES de la RANGÉE n+1
COORDONNÉES SYMETRIQUES de la MOITIE EST
STOCKAGE des COORDONNÉES sur FICHIER
FIN

Fig. 3

le système d'équations (A4-3).

3) les points A_7, A_8, A_9, A_{10} et A_{11} sont successivement déterminés par le système d'équations (A4-1). Il est alors possible, connaissant les coordonnées des quatre coins d'une facette réflectrice de la première rangée (par exemple A_1, A_2, A_9 et A_{10}), d'en déduire les coordonnées de son centre : cela se fait de manière arbitraire, puisqu'on sait que les quatre points considérés ne peuvent constituer un carré (ils appartiennent en effet tous les quatre à la surface du paraboloïde). On décide que le centre de la facette considérée est confondu avec le milieu de la diagonale descendante Est-Ouest ($A_{10}A_2$ pour notre exemple), et on attribue à cette facette les dimensions standard de 49 x 49 cm.

D'autre part, dans le cas de la facette appartenant à la première colonne (ici A_0 A_1 A_{10} A_{11}), il y a lieu de tester le point A_{11} afin de savoir s'il déborde sur le panneau P_{n-1} situé immédiatement à l'Est de celui qui est considéré. Si tel est le cas, A_{11} doit être remplacé par un point A'_{11} plus proche de A_{10}, et dont la distance à P_{n-1} est égale à l'interstice ΔP entre les panneaux de l'étage considéré. La détermination des coordonnées du centre de cette facette, ainsi que sa hauteur, s'effectue de la même manière que pour une facette standard, tandis que sa largeur est prise égale à la distance A_{10} A'_{11}.

4) Les points A_7, A_8, A_9, A_{10} et A'_{11} constituant également les coins inférieurs de la deuxième rangée de facettes réflectrices du panneau, les séquences de calcul 2 et 3 sont répétées et permettent de reconstituer, par rangées successives, l'implantation de toutes les facettes du panneau. Sauf dans le cas du huitième étage, la dernière et plus haute rangée de facettes sera toujours ombrée par le bas des panneaux situés à l'étage supérieur. Les relations (A4-5) permettent de calculer sa hauteur effective, et la séquence 3 est alors appliquée une dernière fois afin de déterminer les autres paramètres des facettes qui équipent cette rangée supérieure.

Nous donnons sur la figure 3 un organigramme très simplifié du code de calcul qui réalise cette modélisation. En jouant sur l'interstice ΔP entre les panneaux, il a été possible de se rapprocher, pour chaque étage, à moins de 10cm des valeurs traditionnellement adoptées pour leur largeur totale. En l'absence de relevés topographiques effectués sur les facettes elles-mêmes, il semble illusoire de rechercher une meilleure précision, d'autant

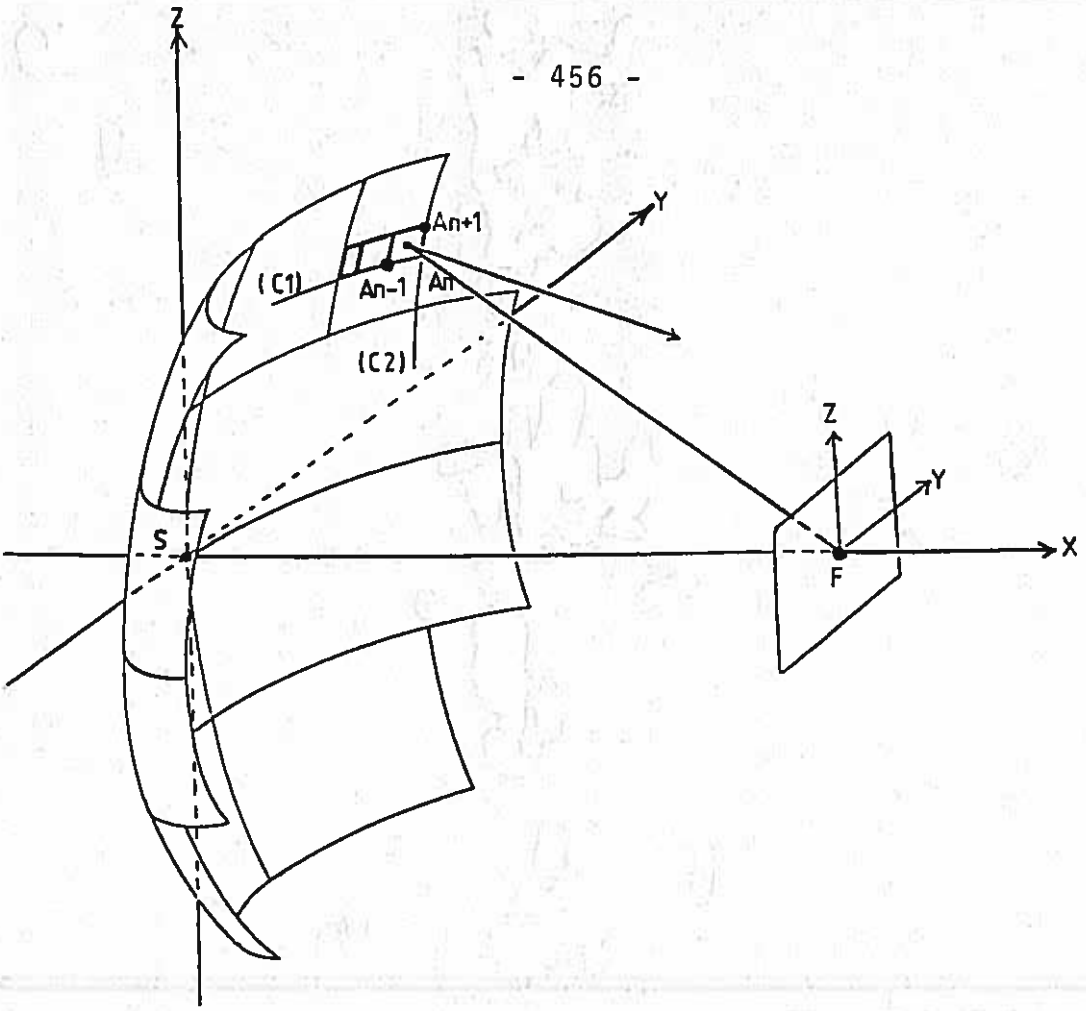


fig 4 : Principe de la modélisation d'un panneau.

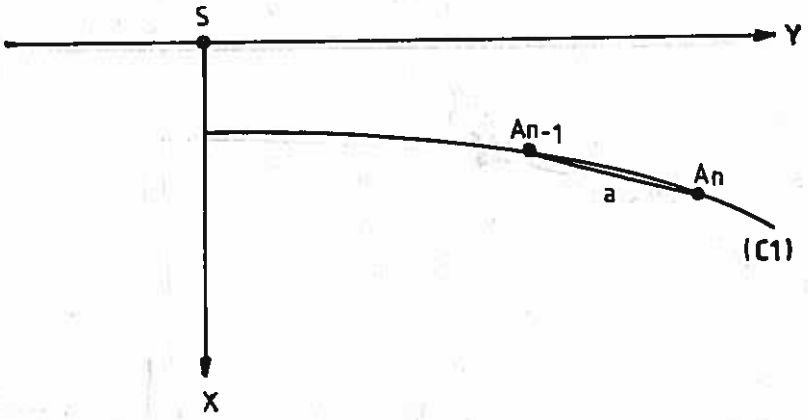


fig 5 : Coupe horizontale du paraboloïde à altitude $z=z_o$.

qu'une erreur de quelques centimètres sur les coordonnées réelles d'une facette réflectrice n'est pas très grave, vu la distance qui la sépare du point focal.

Résolution numérique

On considère les points A_{n-1}, A_n et A_{n+1} situés aux coins d'une facette réflectrice standard appartenant à la colonne Ouest d'un panneau (fig.4). Les points A_{n-1} et A_n appartiennent à la courbe (C_1), coupe horizontale du paraboloïde à altitude z_o, et les points A_n et A_{n+1} appartiennent à la courbe (C_2), inscrite sur le paraboloïde, et perpendiculaire à (C_1) en A_n. On cherche les relations qui permettent de déduire A_n de A_{n-1}, d'une part, et A_{n+1} de A_n, d'autre part.

Coupe horizontale du paraboloïde (séquence 1,3 et 4)

Soient (X_{n-1}, Y_{n-1}) et (X_n, Y_n) respectivement les coordonnées de A_{n-1} et A_n dans le plan horizontal d'équation $Z=z_o$ (fig.5).

On pose $\begin{cases} \Delta X = X_n - X_{n-1} \\ \Delta Y = Y_n - Y_{n-1} \end{cases}$

ΔX et ΔY sont bien entendu les composantes du vecteur $\overrightarrow{A_{n-1}\,A_n}$. Par ailleurs A_{n-1} et A_n satisfont à deux conditions :

1) A_{n-1} et A_n appartiennent à (C_1). On peut donc écrire, si f est la focale du paraboloïde :

$$X_n = \frac{Y_n^2 + z_o^2}{4f} \quad \text{et} \quad X_{n-1} = \frac{Y_{n-1}^2 + z_o^2}{4f}$$

d'où l'on tire $\Delta X = \dfrac{\Delta Y(\Delta Y + 2\,Y_{n-1})}{4f}$

2) $||\overrightarrow{A_{n-1}A_n}||$ est égal à la largeur de l'ossature métallique d'une facette standard. Alors :

$$||\overrightarrow{A_{n-1}\,A_n}|| = a = \sqrt{\Delta X^2 + \Delta Y^2}$$

On a donc à résoudre le système :

$$\begin{cases} a^2 = \Delta X^2 + \Delta Y^2 \\ 4f\Delta X = \Delta Y(\Delta Y + 2Y_{n-1}) \end{cases} \qquad \text{(A4-1)}$$

Ce système conduit à une équation du quatrième degré que l'on pourrait résoudre par une méthode numérique. Pratiquement il est plus intéressant de la

mettre sous la forme :

$$\Delta Y = \text{sign}(\Delta Y)\frac{a}{\sqrt{1+\frac{(\Delta Y+2Y_{n-1})^2}{16f^2}}} \qquad (A4\text{-}2)$$

équation en ΔY que l'on résoudra par la méthode X=f(X). ΔX se déduit ensuite facilement du système (A4-1).

Courbe (C_2)(séquence 2)

(X_n, Y_n, Z_n) et $(X_{n+1}, Y_{n+1}, Z_{n+1})$ sont respectivement les coordonnées de A_n et A_{n+1} dans le repère (SXYZ). On pose :

$$\begin{cases} \Delta X = X_{n+1} - X_n \\ \Delta Y = Y_{n+1} - Y_n \\ \Delta Z = Z_{n+1} - Z_n \end{cases}$$

D'autre part, A_n et A_{n+1} satisfont à trois conditions :

1) A_n et A_{n+1} appartiennent au paraboloïde. On peut écrire :

$$X_{n+1} = \frac{Y_{n+1}^2 + Z_{n+1}^2}{4f} \text{ et } X_n = \frac{Y_n^2 + Z_n^2}{4f}$$

d'où l'on tire : $\Delta X = \frac{\Delta Y(\Delta Y + 2Y_n) + \Delta Z(\Delta Z + 2Z_n)}{4f}$

2) $\| \overrightarrow{A_n A_{n+1}} \|$ est égal à la largeur de la facette réflectrice standard. Alors :

$$\| \overrightarrow{A_n A_{n+1}} \| = a = \sqrt{\Delta X^2 + \Delta Y^2 + \Delta Z^2}$$

3) $\overrightarrow{A_n A_{n+1}}$ est orthogonal à $\overrightarrow{A_{n-1} A_n}$. Ce dernier a pour composantes :

$$\overrightarrow{A_{n-1} A_n} = \begin{cases} \frac{(Y_n+Y_{n-1})(Y_n-Y_{n-1})}{4f} \\ Y_n - Y_{n-1} \\ 0 \end{cases}$$

et est en fait proportionnel au vecteur $\overrightarrow{N_n}$ de composantes :

$$\overrightarrow{N_n} = \begin{cases} Y_n + Y_{n-1} = n_1 \\ 4f = n_2 \\ 0 \end{cases}$$

Alors $\overrightarrow{A_n A_{n+1}} \cdot \overrightarrow{N_n} = n_1 \Delta X + n_2 \Delta Y = 0$

On a donc à résoudre le système :

$$\begin{cases} 4f\Delta X = \Delta Y(\Delta Y+2Y_n) + \Delta Z(\Delta Z+2Z_n) \\ a^2 = \Delta X^2 + \Delta Y^2 + \Delta Z^2 \\ 0 = n_1\Delta X + n_2\Delta Y \end{cases} \qquad \text{(A4-3)}$$

De même que dans le cas de la courbe (C_1), ce système conduit à une équation de type X=f(X) en ΔZ :

$$\Delta Z = \frac{a\sqrt{k^2 - 4Z_n n_1^2 \Delta Z - a^2 n_1^4/(n_1^2+n_2^2)}}{\sqrt{k^2 + 2a^2 n_1^2 n_2^2/(n_1^2+n_2^2) + \left[\frac{n_2^2 \Delta Z}{n_1^2+n_2^2} + 2Z_n\right]^2 (n_1^2+n_2^2)}} \qquad \text{(A4-4)}$$

où $k = 2Y_n n_1 + 4f n_2$

Cette relation, qui est plus complexe que la relation (A4-2) est pourtant du même type. En effet, il suffit de choisir n_1=0 et n_2=1 pour retrouver une équation semblable à (A4-2) en ΔZ. On peut donc se limiter, dans les deux cas, à utiliser l'équation d'expression générale (A4-4). Comme on l'a vu plus haut,sa résolution s'effectue par la méthode X=f(X), qui assure une convergence d'autant plus rapide que |f'(X)| est faible devant 1; cela est pleinement réalisé ici puisque une ou deux itérations suffisent en pratique pour obtenir une précision inférieure au dixième de millimètre sur ΔZ. ΔY s'obtient alors par la relation :

$$\Delta Y = -\,\mathrm{sign}(a/2 + Z_n)\,\frac{n_1^2\sqrt{a^2-\Delta Z^2}}{n_1^2 + n_2^2}$$

et ΔX se déduit facilement de ΔY et ΔZ par la première relation du système (A4-3).

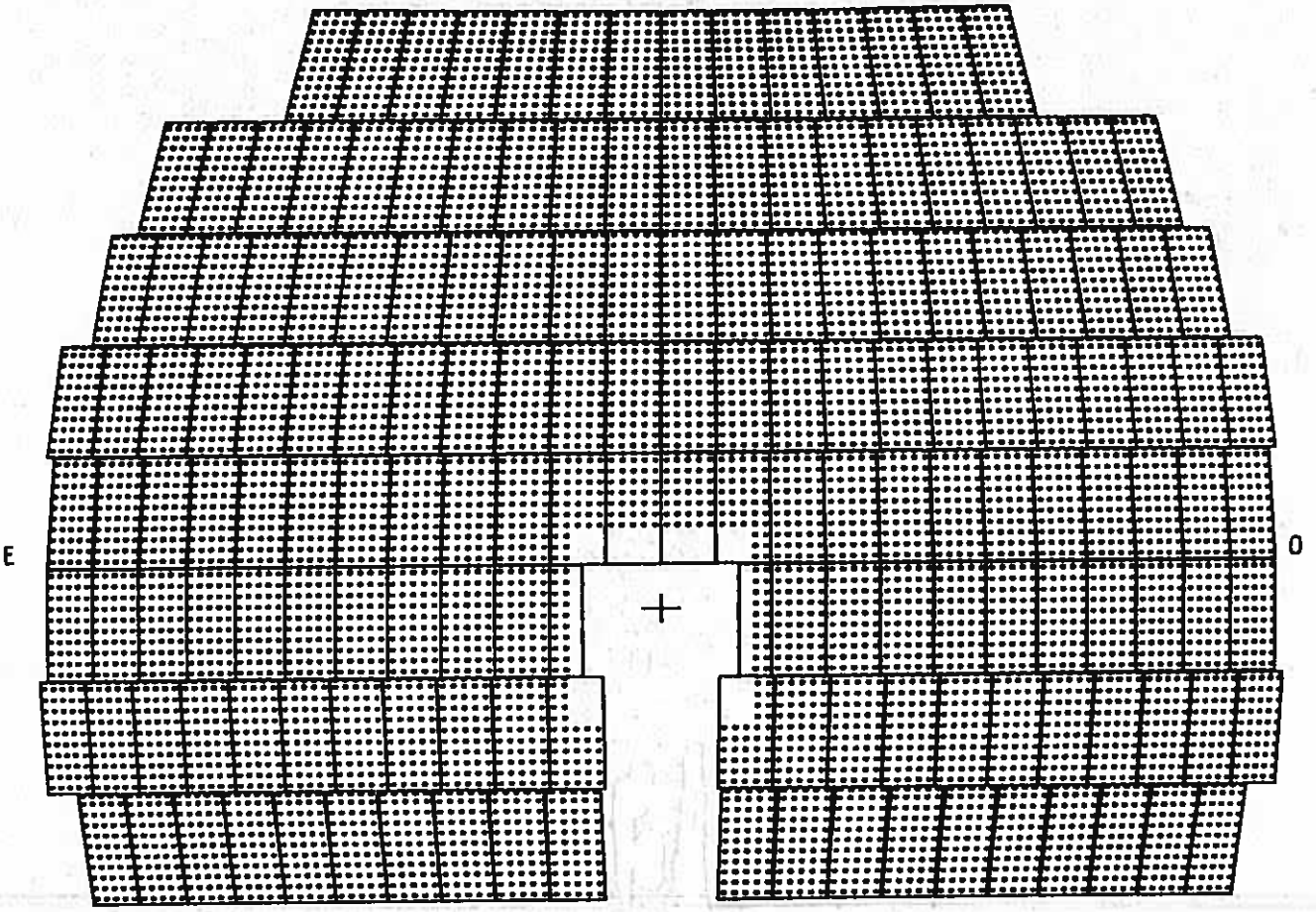
Courbe(C_2) : cas de la rangée supérieure du panneau (séquence 4)

On a ici à résoudre un système d'équations identique au système (A4-3), avec cette différence que ΔZ est connu et noté Δz_o. Le système conduit alors à une équation du second degré dont on déduit l'expression de ΔY :

$$\Delta Y = -\left[Y_n + 2f\frac{n_2}{n_1}\right] + \sqrt{\left[Y_n + 2f\frac{n_2}{n_1}\right]^2 - \Delta z_o\,(\Delta z_o + 2Z_n)} \qquad \text{(A4-5)}$$

et là aussi, ΔX se calcule facilement à partir de ΔY et Δz_o par la première relation du système (A4-5).

Pour conclure, nous reproduisons figure 6 le résultat de



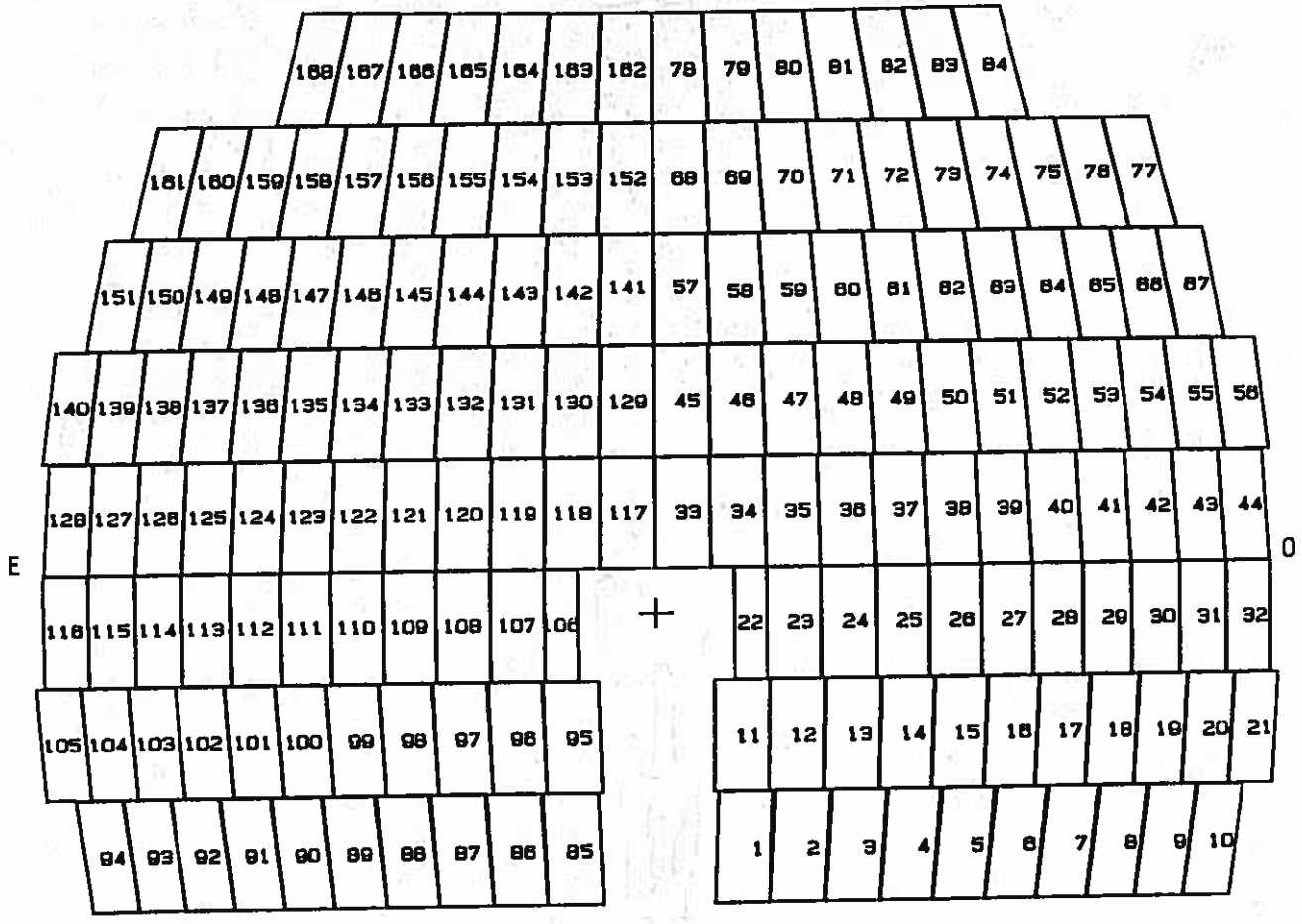


fig 6 : Modélisation du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo.

notre modélisation du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo, projeté ici sur le plan SYZ. On peut constater que les panneaux sont le plus souvent constitués de 55 ou 60 facettes réflectrices, qui sont individuellement représentées par des points. Les facettes qui se trouvent dans l'ombre du bâtiment foyer n'apparaissent pas ici.

ANNEXE V

EXPRESSION DU RELIEF D'UNE FACETTE DE CONCENTRATEUR LOCALEMENT PARABOLOIDALE

On considère un concentrateur paraboloïdal d'axe horizontal SX, rapporté à un repère orthonormé (SXYZ)(fig.1), où S est le sommet du paraboloïde, SY est un axe également contenu dans le plan horizontal, et SZ est dirigé suivant la verticale de S. Le concentrateur est en réalité constitué d'un ensemble de facettes réflectrices, dont les centres Oi sont individuellement repérés sur la surface du paraboloïde par les angles i_o et u_o (fig.1).

Nous cherchons ici l'équation caractéristique du paraboloïde rapportée à un repère orthonormé (OiXoiYoiZoi) lié à une facette de centre Oi; on sait que celle-ci doit en effet reproduire ce relief idéal sur toute sa surface. Par construction l'axe OiXoi sera dirigé par le vecteur unitaire $\vec{n}$ normal à la facette, tandis que l'axe OiYoi, qui est dirigé par le vecteur unitaire $\vec{v}$, reste contenu dans un plan horizontal. Enfin l'axe OiZoi est dirigé par un vecteur unitaire $\vec{w}$, choisi de manière à compléter le trièdre.

Un deuxième repère (OiXoiYtZt) peut être lié à la facette, ainsi qu'au plan d'incidence des rayons solaires, qui est matérialisé par le triangle OiSF, ou par les vecteurs $\overrightarrow{OiF}$ et $\vec{n}$. Ce dernier dirige toujours l'axe OiXoi, mais les axes OiYt et OiZt sont respectivement parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence. Ils sont dirigés par les vecteurs unitaires $\vec{t}$ et $\vec{\sigma}$ (fig.1). On pose :

$$\phi_o = (\widehat{\vec{v},\vec{t}}) = (\widehat{\vec{w},\vec{\sigma}})$$

Les coordonnées de $\vec{n}$ et $\vec{t}$ s'expriment dans le repère (SXYZ) :

$$\vec{n} = \begin{vmatrix} \cos i_o \\ -\sin u_o \sin i_o \\ \cos u_o \sin i_o \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{t} = \begin{vmatrix} -\sin i_o \\ -\sin u_o \cos i_o \\ \cos u_o \cos i_o \end{vmatrix}$$

et $\vec{\sigma}$ s'obtient par le produit vectoriel de $\vec{n}$ et $\vec{t}$. On trouve :

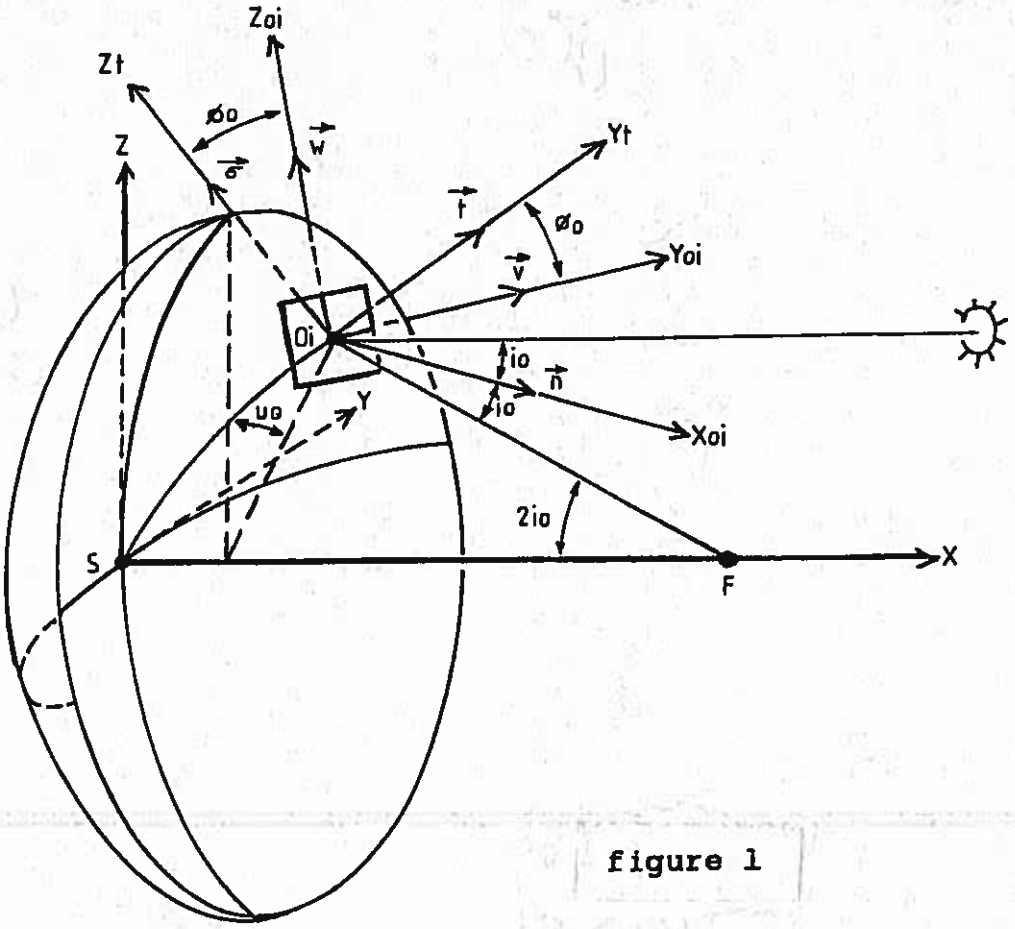


figure 1

$$\vec{\sigma} = \begin{vmatrix} 0 \\ -\cos u_o \\ -\sin u_o \end{vmatrix}$$

Par ailleurs, les composantes de $\vec{v}$ se déduisent de celles de $\vec{n}$, étant donné que $\vec{v}$ appartient à un plan horizontal, et que $\vec{v}.\vec{n} = 0$.

$$\vec{v} = \frac{1}{\sqrt{1 + \sin^2 u_o \, tg^2 i_o}} \begin{vmatrix} \sin u_o \, tg \, i_o \\ 1 \\ 0 \end{vmatrix}$$

Des expressions de $\vec{t}$ et $\vec{v}$, on tire alors les relations :

$$\cos \phi_o = - \frac{\sin u_o}{\cos i_o \sqrt{1 + \sin^2 u_o \, tg^2 i_o}} \qquad \text{(A5-1)}$$

$$\sin \phi_o = \frac{\cos u_o}{\sqrt{1 + \sin^2 u_o \, tg^2 i_o}}$$

Une fois que la valeur de ϕ_o est connue, le calcul de l'équation caractéristique de la surface localement paraboloïdale pour la facette de centre Oi s'effectue en deux étapes : l'équation est d'abord établie dans le repère (OiXoiYtZt), puis dans le repère (OiXoiYoiZoi) par application de la matrice de passage P' de (OiXoiYtZt) à (OiXoiYoiZoi); il s'agit d'une simple rotation autour de l'axe OiXoi:

$$P' = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi_o & \sin \phi_o \\ 0 & -\sin \phi_o & \cos \phi_o \end{bmatrix}$$

Expression du relief dans le repère (OiXoiYtZt)

On note (X,Y,Z) les coordonnées dans (SXYZ) d'un point P situé sur la surface du paraboloïde et appartenant à la facette réflectrice de centre Oi, et (X_{oi}, Y_{oi}, Z_{oi}) les coordonnées de Oi dans (SXYZ). On cherche à déterminer les relations qui lient entre elles les coordonnées du point P (A_p, B_p, C_p) exprimées dans le repère (OiXoiYtZt). Pour cela on utilisera deux paramètres ΔY et ΔZ :

$$\Delta Y = Y - Y_{oi}$$

$$\Delta Z = Z - Z_{oi}$$

et on exprime alors les coordonnées du vecteur $\overrightarrow{OiP}$ dans (SXYZ) en fonction de ΔY et ΔZ :

$$\overrightarrow{OiP} = \begin{bmatrix} \frac{\Delta Y(\Delta Y + 2Y_{oi})}{4f} + \frac{\Delta Z(\Delta Z + 2Z_{oi})}{4f} \\ \Delta Y \\ \Delta Z \end{bmatrix}$$

ou, compte tenu que : $Y_{oi} = 2f \sin u_o \, tg \, i_o$

et : $Z_{oi} = -2f \cos u_o \, tg \, i_o$

$$OiP = \begin{bmatrix} \frac{\Delta Y^2 + \Delta Z^2}{4f} + tg \, i_o \, (\sin u_o \, \Delta Y - \cos u_o \, \Delta Z) \\ \Delta Y \\ \Delta Z \end{bmatrix} \qquad \text{(A5-2)}$$

Par ailleurs, la matrice de passage P du repère (OiXoiYtZt) au repère (SXYZ) se déduit des composantes des vecteurs $\vec{n}$, $\vec{t}$ et $\vec{\sigma}$ dans (SXYZ) :

$$P = \begin{bmatrix} \cos i_o & -\sin u_o \sin i_o & \cos u_o \sin i_o \\ -\sin i_o & -\sin u_o \cos i_o & \cos u_o \cos i_o \\ 0 & -\cos u_o & -\sin u_o \end{bmatrix}$$

L'application de la matrice P aux composantes de $\overrightarrow{OiP}$ exprimées par la relation (A5-2) nous permet d'arriver à un système d'équations liant A_p, B_p et C_p aux paramètres ΔY et ΔZ :

$$A_p = \cos i_o \frac{\Delta Y^2 + \Delta Z^2}{4f}$$

$$B_p = -\sin i_o \frac{\Delta Y^2 + \Delta Z^2}{4f} - \frac{\sin u_o \Delta Y - \cos u_o \Delta Z}{\cos i_o} \qquad \text{(A5-3)}$$

$$C_p = -\cos u_o \Delta Y - \sin u_o \Delta Z$$

L'équation caractéristique du relief de la facette localement paraboloïdale s'obtient par élimination des paramètres ΔY et ΔZ. Celle-ci peut être effectuée de manière exacte ou approchée, suivant que l'on cherche à déterminer précisément le relief de la facette, ou que l'on désire seulement calculer ses éléments de courbure.

Expression exacte

On peut écrire, d'après la première relation du système (A5-3) :

$$\sin i_o \frac{\Delta Y^2 + \Delta Z^2}{4f} = A_p \operatorname{tg} i_o$$

Les deux dernières relations du système (A5-3) conduisent alors à un système linéaire en ΔY et ΔZ, dont les solutions s'expriment :

$$\Delta Y = -A_p \sin i_o \sin u_o - B_p \cos i_o \sin u_o - C_p \cos u_o$$

$$\Delta Z = A_p \sin i_o \cos u_o + B_p \cos i_o \cos u_o - C_p \sin u_o$$

Ces expressions de ΔY et ΔZ sont ensuite reportées dans la première relation du système (A5-3). On obtient alors une équation du second degré en A_p, qui nous permet finalement de l'exprimer en fonction de B_p et C_p.

$$A_p = -\frac{1}{\sin^2 i_o}\left[\frac{2f}{\cos i_o} - \cos i_o \sin i_o B_p - \sqrt{\frac{4f^2}{\cos^2 i_o} - 4f \sin i_o B_p - \sin^2 i_o C_p^2}\right] \qquad \text{(A5-4)}$$

Expression approchée

On néglige dans ce cas le terme

$$- \sin i_o \frac{\Delta Y^2 + \Delta Z^2}{4f}$$

dans l'expression de la deuxième relation du système (A5-3). Dans ces conditions les deux dernières relations de ce système constituent un système linéaire que l'on résoud facilement :

$$\Delta Y = - B_p \cos i_o \sin u_o - C_p \cos u_o$$

$$\Delta Z = B_p \cos i_o \cos u_o - C_p \sin u_o$$

Ces expressions simplifiées de ΔY et ΔZ sont ensuite reportées dans la première relation du système (A5-3), et l'on obtient alors directement :

$$A_p = \frac{B_p^2}{4f/\cos^3 i_o} + \frac{C_p^2}{4f/\cos i_o} \qquad \text{(A5-5)}$$

Nous avons évidemment vérifié que cette équation n'est qu'un développement limité du deuxième ordre en B_p et C_p de l'équation exacte définie par la relation (A5-4). Néanmoins cette expression approchée permet de se représenter plus clairement la configuration du relief de la facette localement paraboloïdale au voisinage du point Oi : celle-ci peut en effet être approximée à une facette toroïdale, présentant deux rayons de courbure principaux $2f/\cos^3 i_o$ et $2f/\cos i_o$ dans deux directions perpendiculaires. L'une de ces deux directions est parallèle à la trace du plan d'incidence des rayons solaires dans le plan de la facette, tandis que l'autre direction est perpendiculaire au plan d'incidence. Cette représentation toroïdale du relief de la facette n'est évidemment valable qu'au voisinage du point Oi, c'est-à-dire en pratique pour des facettes de faible ouverture, dont les dimensions sont faibles devant les distances |OiF|

Expression du relief dans le repère (OiXoiYoiZoi)

C'est cette dernière expression du relief de la facette localement paraboloïdale que nous utiliserons principalement dans nos codes de calcul; seul le repère (OiXoiYoiZoi) permet en effet de réaliser un découpage simple des facettes réflectrices considérées. Dans ce repère les coordonnées d'un point P de la surface réflectrice sont notées (X_p, Y_p, Z_p). Or B_p et C_p peuvent être facilement liés à Y_p et Z_p à l'aide de la matrice P':

$$B_p = \cos \phi_o Y_p + \sin \phi_o Z_p$$

(A5-6)

$$C_p = - \sin \phi_o \, Y_p + \cos \phi_o \, Z_p$$

Alors l'équation caractéristique de la facette localement paraboloïdale est la même que celle qui est donnée par la relation (A5-4) :

$$X_p = f(Y_p,Z_p) = \frac{1}{\sin^2 i_o} \left[\frac{2f}{\cos i_o} - \cos i_o \sin i_o \, B_p - \sqrt{\frac{4f^2}{\cos^2 i_o} - 4f \sin i_o \, B_p - \sin^2 i_o \, C_p^2} \right] \qquad \text{(A5-7)}$$

où B_p et C_p sont donnés par les relations (A5-6).

Par ailleurs, les dérivées partielles de f par rapport à Y_p et Z_p, $\frac{\partial f}{\partial Y_p}(Y_p,Z_p)$ et $\frac{\partial f}{\partial Z_p}(Y_p,Z_p)$, peuvent s'exprimer en fonction des dérivées partielles par rapport à B_p et C_p :

$$\frac{\partial f}{\partial Y_p}(Y_p,Z_p) = \cos \phi_o \frac{\partial f}{\partial B_p}(B_p,C_p) - \sin \phi_o \frac{\partial f}{\partial C_p}(B_p,C_p)$$

$$\frac{\partial f}{\partial Z_p}(Y_p,Z_p) = \sin \phi_o \frac{\partial f}{\partial B_p}(B_p,C_p) + \cos \phi_o \frac{\partial f}{\partial C_p}(B_p,C_p) \qquad \text{(A5-8)}$$

$$\text{avec} = \frac{\partial f}{\partial B_p}(B_p,C_p) = \frac{1}{\operatorname{tg} i_o} \left[\frac{1}{\sqrt{\frac{4f^2}{\cos^2 i_o} - 4f \sin i_o \, B_p - \sin^2 i_o \, C^2_p}} - 1 \right] \qquad \text{(A5-9)}$$

$$\frac{\partial f}{\partial C_p}(B_p,C_p) = \frac{C_p \cos i_o}{2f \sqrt{\frac{4f^2}{\cos^2 i_o} - 4f \sin i_o \, B_p - \sin^2 i_o \, C_p^2}}$$

L'ensemble des relations (A5-6) à (A5-9) nous permet donc de calculer, en tout point P d'une facette réflectrice, les fonctions $f(Y_p,Z_p)$, $\frac{\partial f}{\partial Y_p}(Y_p,Z_p)$, $\frac{\partial f}{\partial Z_p}(Y_p,Z_p)$ qui sont caractéristiques de son relief localement paraboloïdal. Bien sûr, il faudra avoir préalablement déterminé les angles i_o et u_o, ainsi que l'angle ϕ_o qui est défini par les relations (A5-1).

ANNEXE VI

CALCUL DE LA PERTE EN CONCENTRATION INTRODUITE PAR LES DEFAUTS DE REGLAGE D'UN HELIOSTAT FOCALISANT

On cherche à évaluer le rapport T_r des concentrations réalisées au centre de la tache image d'un héliostat focalisant, lorsque celui-ci est successivement affecté, puis exempt de défauts aléatoires de réglage. Dans le cas où les distributions d'erreurs en azimut et en hauteur sont des lois normales de moyennes nulles et d'écarts types σ_a et σ_h, et lorsque la loi de luminance solaire est celle qui a été donnée par P.José [69], l'expression analytique de T_r est la suivante :

$$T_r \approx \frac{2D\epsilon_o \iint_{\phi} \left[a_J + b_J \sqrt{1 - \frac{V^2+W^2}{D^2\epsilon_o^2}} \right] e^{-\frac{1}{8D^2\cos^2 i_o}\left[\frac{(C_{22}V+C_{32}W)^2}{\sigma_a^2} + \frac{(C_{23}V+C_{33}W)^2}{\sigma_h^2}\right]} dV dW}{8\pi\sigma_a\sigma_h D^2 \cos i_o} \quad \text{(A6-1)}$$

Et la perte en concentration au centre de la tache image est alors définie par la quantité $1-T_r$. En tenant compte de la relation (IV-43), on peut mettre T_r sous la forme :

$$T_r = a_J I_r + b_J J_r$$

$$\text{avec } I_r = \frac{1}{8\pi\sigma_a\sigma_h D^2 \cos i_o} \iint_{\phi 2D\epsilon_o} e^{-\frac{1}{8D^2\cos^2 i_o}\left[\frac{V_e^2}{\sigma_1^2} + \frac{W_e^2}{\sigma_2^2}\right]} dV_e dW_e$$

$$\text{et } J_r = \frac{1}{8\pi\sigma_a\sigma_h D^2 \cos i_o} \iint_{\phi 2D\epsilon_o} \sqrt{1 - \frac{V_e^2 + W_e^2}{D^2\epsilon_o^2}}\, e^{-\frac{1}{8D^2\cos^2 i_o}\left[\frac{V_e^2}{\sigma_1^2} + \frac{W_e^2}{\sigma_2^2}\right]} dV_e dW_e \quad \text{(A6-2)}$$

où σ_1 et σ_2 sont définis par les relations (IV-41). Par ailleurs, on sait que $\sigma_1\sigma_2\cos i_o = \sigma_a\sigma_h$ (relation (IV-44)).

<u>Calcul de I_r</u>

On pose tout d'abord : $V = \frac{V_e}{2\sqrt{2}D \cos i_o}$ et $W = \frac{W_e}{2\sqrt{2}D \cos i_o}$

Alors I_r peut s'écrire :

$$I_r = \frac{\cos i_o}{\pi\, \sigma_a \sigma_h} \iint_{\phi \frac{\epsilon_o}{\sqrt{2}\cos i_o}} e^{-\left[\frac{V^2}{\sigma_1^2} + \frac{W^2}{\sigma_2^2}\right]} dV dW$$

On procède ensuite à un deuxième changement de variables, qui consiste à passer en coordonnées polaires :

$$V = R\cos\phi; \quad W = R\sin\phi \text{ et } dVdW = RdRd\phi$$

et l'expression de I_r devient :

$$I_r = \frac{4\cos i_o}{\pi\sigma_a\sigma_h} \int_o^{\frac{\epsilon_o}{2\sqrt{2}\cos i_o}} \left[\int_o^{\pi/2} e^{-R^2\left[\frac{\cos^2\phi}{\sigma_1^2} + \frac{\sin^2\phi}{\sigma_2^2}\right]} d\phi \right] RdR$$

ce qui s'écrit également :

$$I_r = \frac{4\cos i_o}{\pi\, \sigma_a\, \sigma_h} \int_o^{\frac{\epsilon_o}{2\sqrt{2}\cos i_o}} R\, e^{-\frac{R^2}{2}\left[\frac{1}{\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_2^2}\right]} \left[\int_o^{\pi/2} e^{-\frac{R^2}{2}\left[\frac{1}{\sigma_1^2} - \frac{1}{\sigma_2^2}\right]\cos 2\phi} d\phi \right] dR$$

Alors, sachant que $\frac{1}{\pi}\int_o^{\pi} e^{t\cos\phi}\, d\phi = I_o(t)$ [1'], où $I_o(t)$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 0, on peut mettre I_r sous sa forme définitive :

$$I_r = \frac{2\cos i_o}{\sigma_a\, \sigma_h} \int_o^{\frac{\epsilon_o^2}{16\cos^2 i_o}} e^{-t\left[\frac{1}{\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_2^2}\right]} I_o\left[\left[\frac{1}{\sigma_2^2} - \frac{1}{\sigma_1^2}\right]t\right] dt \qquad \text{(A6-3)}$$

Dans le cas particulier où $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$, il est possible d'exprimer I_r analytiquement; on trouve alors que :

$$I_r = 1 - e^{-\frac{\epsilon_o^2}{8\,\sigma_a\,\sigma_h\cos i_o}} \qquad \text{(A6-4)}$$

Lorsque σ_1 et σ_2 sont différents, ce qui est le cas le plus fréquent, on utilise un développement polynomial de $I_o(t)$ sur l'intervalle [0,a[[1'] :

$$I_o(t) = \sum_{i=1}^{6} a_{2i} \left[\frac{t}{a}\right]^{2i} \qquad \text{(A6-5)}$$

où a = 3,75 , et les coefficients a_{2i} sont donnés dans [1']. On obtient alors une expression approchée de I_r :

$$I_r = \frac{2\,\sigma_a\,\sigma_h}{(\sigma_1^2+\sigma_2^2)\cos i_o}\left[C_o - \left[\sum_{i=0}^{12} C_i \left[\frac{\epsilon_o^2(\sigma_1^2-\sigma_2^2)}{16\,\sigma_a^2\,\sigma_h^2}\right]^i\right] \exp - \frac{\epsilon_o^2(\sigma_1^2+\sigma_2^2)}{16\,\sigma_a^2\,\sigma_h^2}\right] \quad \text{(A6-6)}$$

pour laquelle les coefficients C_i sont définis par les relations de récurrence :

$$\left[\begin{array}{l} C_{12} = \frac{a_{12}}{a_{12}} \\ \\ C_{2i-1} = 2i\,\frac{\sigma_1^2-\sigma_2^2}{\sigma_1^2+\sigma_2^2}\,C_{2i} \\ \\ C_{2i-2} = \frac{a_{2i-2}}{a_{2i-2}} + 2i\,(2i-1)\,\frac{\sigma_1^2-\sigma_2^2}{\sigma_1^2+\sigma_2^2}\,C_{2i} \end{array}\right] \qquad 1 \leqslant i \leqslant 6$$

En pratique, ce sont ces dernières relations que l'on utilisera pour le calcul de I_r.

Calcul de J_r

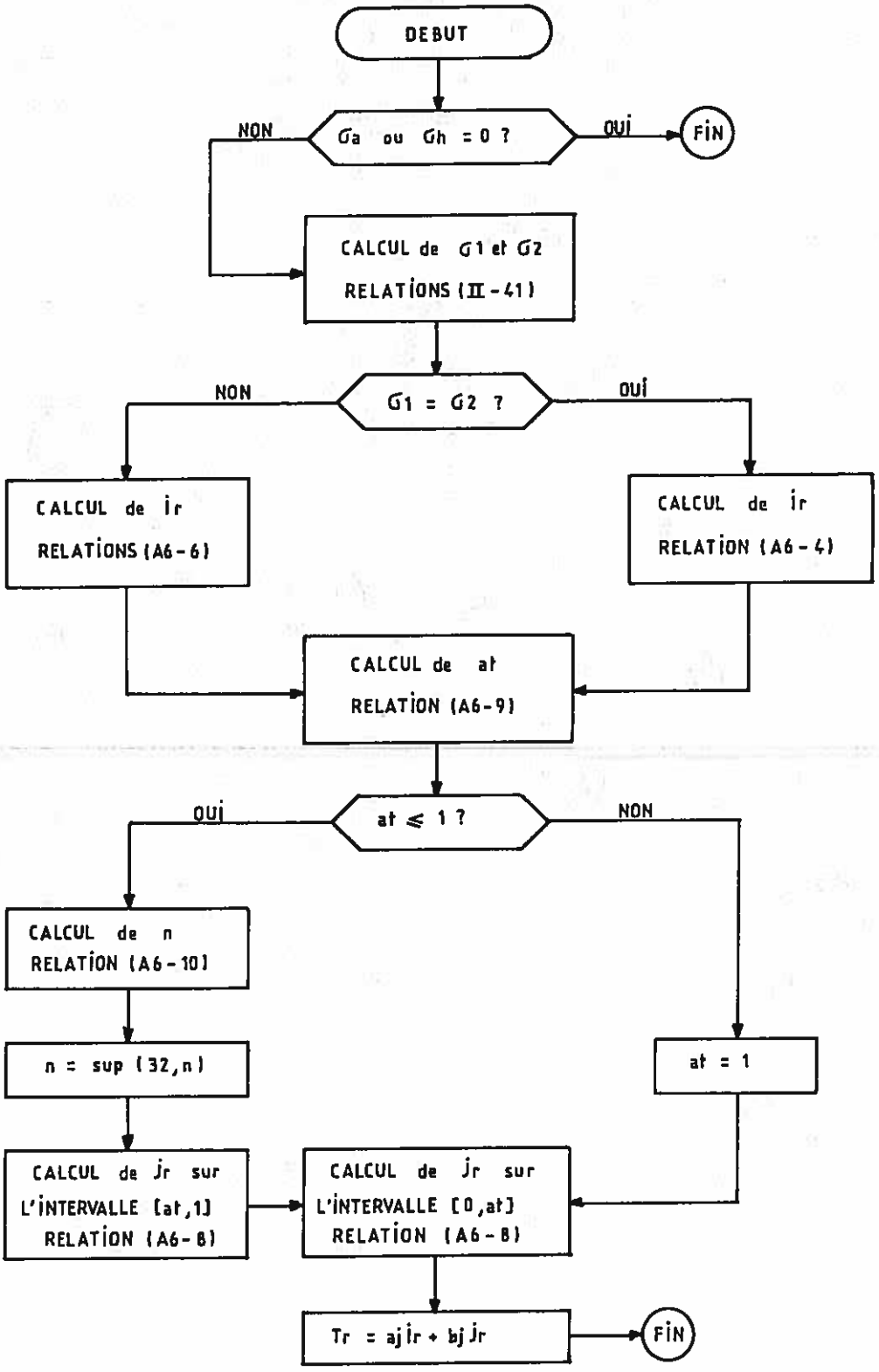
En effectuant les mêmes changements de variables que dans I_r, on met J_r sous la forme :

$$J_r = \frac{2\cos i_o}{\sigma_a\,\sigma_h}\int_0^{\frac{\epsilon_o^2}{16\cos^2 i_o}} \sqrt{1-\frac{16\cos^2 i_o}{\epsilon_o^2}\,t}\; e^{-t\left[\frac{1}{\sigma_1^2}+\frac{1}{\sigma_2^2}\right]} I_o\left[\left[\frac{1}{\sigma_2^2}-\frac{1}{\sigma_1^2}\right]t\right]dt$$

L'utilisation du développement polynomial de $I_o(t)$ donné par la relation (A6-5) ne nous sera cette fois-ci d'aucun secours, et il faut se résoudre à effectuer une intégration numérique de J_r, que l'on réécrit :

$$J_r = \frac{\epsilon_o^2}{8\cos i_o\,\sigma_a\,\sigma_h}\int_0^1 \sqrt{1-t}\; f(t)\,dt \qquad \text{(A6-7)}$$

$$\text{avec } f(t) = e^{-\frac{t(\sigma_1^2+\sigma_2^2)\epsilon_o^2}{16\,\sigma_a^2\,\sigma_h^2}} I_o\left[\frac{\sigma_1^2-\sigma_2^2}{16\,\sigma_a^2\,\sigma_h^2}\,\epsilon_o^2 t\right]$$


DEBUT
NON
Ga ou Gh = 0 ?
OUI
FIN
CALCUL de G1 et G2
RELATIONS (II-41)
NON
G1 = G2 ?
OUI
CALCUL de ir
RELATIONS (A6-6)
CALCUL de ir
RELATION (A6-4)
CALCUL de at
RELATION (A6-9)
OUI
at ≤ 1 ?
NON
CALCUL de n
RELATION (A6-10)
n = sup (32,n)
at = 1
CALCUL de jr sur
L'INTERVALLE [at,1]
RELATION (A6-8)
CALCUL de jr sur
L'INTERVALLE [0,at]
RELATION (A6-8)
Tr = aj ir + bj jr
FIN

Nous calculerons J_r par la méthode de Simpson; si l'on note g(t) la fonction $\sqrt{1-t}\ f(t)$, on obtient donc, par la formule classique [1'] :

$$J_r = \int_0^1 g(t)\,dt = \frac{h}{3}\left[g(x_o)+g(x_{2n})+4\,[g(x_1)+g(x_3)+\ldots+g(x_{2n-1})]\right.$$

$$\left.+2\,[g(x_2)+g(x_4)+\ldots+g(x_{2n-2})]\right] + Rn \qquad (A6\text{-}8)$$

avec $x_o=0$; $x_{2n}=1$; $h = \frac{1}{2n}$ et $x_{i+1}=x_i+h$, quel que soit i compris entre 0 et 2n-1.

Par ailleurs, on sait que $|Rn| = \left|\frac{n}{90}\,h^5 g^{(4)}(\epsilon)\right|$ avec $0 \leqslant \epsilon \leqslant 1$ [1'].

Un problème se pose lorsque σ_a ou σ_h deviennent très petits; dans ce cas en effet, le terme exponentiel de la fonction f(t) devient prépondérant et impose une décroissance très rapide de g(t). On pose donc :

$$at = \frac{16\,\sigma_a^{\,2}\,\sigma_h^{\,2}}{(\sigma_1^{\,2}+\sigma_2^{\,2})\epsilon_o^{\,2}} \qquad (A6\text{-}9)$$

Et lorsque at $\leqslant$ 1, on procède séparément à l'intégration de la fonction g(t) sur les deux segments [0,at] et [at,1]; en effet :

$$\int_0^1 g(t)dt = \int_0^{at} g(t)dt + \int_{at}^1 g(t)dt$$

et l'on utilise à chaque fois la méthode de Simpson sur ces deux intervalles.

La précision de l'intégration numérique est donnée par la valeur maximale du terme |Rn|, qui fait intervenir la dérivée quatrième de la fonction g(t). Le terme prépondérant de celle-ci est en fait $\left[\frac{1}{at}\right]^4$. Alors :

$$|Rn| \leqslant \frac{n}{90}\left[\frac{1}{2n}\right]^5 \left[\frac{1}{at}\right]^4$$

et, lorsque l'on choisit :

$$n = E\left[\frac{0,64}{at}\right] \qquad (A6\text{-}10)$$

l'erreur sur la valeur de J_r reste toujours inférieure à 0,2 % ; on se servira donc systématiquement de cette dernière relation pour déterminer le nombre minimum de points sur lesquels devra porter l'intégration.

Nous donnons pour conclure un organigramme très simplifié du sous-programme de calcul qui détermine les valeurs de T_r en fonction des écarts types σ_a et σ_h, et des coefficients (C_{ij}) de la

matrice $P_{2\ Rro\text{-}Ro}$, caractéristique de la géométrie héliostat-point cible. Ce sous-programme est disponible pour tout calcul de perte en concentration induite par des défauts de réglage suivant des lois normales indépendantes en azimut et en hauteur.

REFERENCES

[1'] M.ABRAMOWITZ, I.STEGUN "Handbook of mathematical functions". Dover Publications, INC.,New York (Sections 9 et 25).

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] C.ROYERE "Les applications du four solaire de 1000 KW du CNRS à Odeillo". Entropie n° 97, pp.147-160, 1981

[2] C.HENRY LA BLANCHETAIS "Perspectives sur la réalisation de fours solaires à vocation industrielle". Entropie n° 107-108, pp.28-61, 1982

[2] V.NEERANARTVONG "Etude d'un concentrateur solaire à simple réflexion pour utilisation en génie thermique ou chimique". Thèse de Docteur-Ingénieur, INP Toulouse, 1983

[4] ACTION SOLAIRE, numéro de Mars-Avril 1985

[5] G.ARNAUD, G.FLAMANT, G.OLALDE, J.F.ROBERT "Les fours solaires de recherche du Laboratoire d'Energétique Solaire d'Odeillo". Entropie n° 97, pp.139-146, 1981

[6] B.AUTHIER "Réflexions sur les collecteurs solaires à températures élevées (260-1000°C)". Thèse de Docteur-ès-Sciences, Université d'Aix-Marseille, 1982

[7] G.PERI "Programme THEK de centrales solaires à collecteurs distribués". Entropie n° 85, pp.43-47, 1979

[8] M.W.FROHARDT "Heliostat field subsystem description". Technical Report, pp.164-179, SSPS Central Receiver System (CRS) Midterm Workshop. Tabernas, April 19-20, 1983.

[9] J.J.FAURE, J.GRETZ, W.PALZ, A.STRUB "EURELIOS, centrale hélio-électrique à tour de 1 MWe". Colloques Internationaux du CNRS. n° 306. Systèmes Solaires Thermodynamiques, pp.35-38, CNRS, 1980

[10] M.MATSUI, Y.TOYOGUCHI "Solar thermal power generation pilot plant at Nio, Japan". Colloques Internationaux du CNRS n° 306. Systèmes Solaires Thermodynamiques, pp.83-89, CNRS, 1980.

[11] A.COLLON, A.LECLERC "Le champ d'héliostats de THEMIS". Entropie n° 103, pp.10-20, 1982

[12] D.TEPLYAKOV, R.APARISI "The SES-5 experimental solar electric station in light of the USSR's energy program". Geliotekhnika, vol.21, n° 5, pp. 28-32, 1985

[13] C.MOELLER, T.BRUMLEVE, C.GROSSKREUTZ, L.SEAMONS "Central receiver test facility, Albuquerque, New Mexico", Solar Energy, vol.25, pp.291-302, 1980

[14] C.MAVIS "Barstow heliostat experiences november 1981-february 1983". Technical report, pp.393-416, SSPS Central Receiver System (CRS) Midterm Workshop. Tabernas, April 19-20, 1983.

[15] R.M.MEUNIER "Caractéristiques et objectifs des fours solaires du Laboratoire Central de l'Armement". Revue Internationale des Hautes Températures et Réfractaires, tome 10, pp.297-302, 1973

[16] F.TROMBE "L'utilisation de l'énergie solaire : état actuel et perspectives d'avenir". Journal des recherches du CNRS, n° 25, pp.19-21, décembre 1953

[17] F.TROMBE, A.LE PHAT VINH "Thousand KW solar furnace, built by the National Center of Scientific Research, in Odeillo (France)". Solar Energy, vol.15, pp.57-61, 1973

[18] T.SAKURAI, O.KAMADA, K.SHISHIDO, K.INAGAKI "Construction of a large solar furnace". Solar Energy, vol.9, p.121, 1964

[19] J.DAVIES, E.COTTON "Design of the quartermaster solar furnace". Solar Energy, vol.1, n° 2-3, pp.16-22, 1957

[20] W.WELFORD, R.WINSTON "The optics of non imaging concentrators". Academic Press, 1978.

[21] T.BRUMLEVE, J.GIBSON "Measurement challenges in solar central receiver system". 7th Energy Technology Conference.

[22] F.TROMBE, A. LE PHAT VINH "Mesure de l'énergie au foyer des systèmes de concentration". Cahiers de l'AFEDES n° 3, pp.78-80, 1971

[23] V.GRILIKHES "Methods of quality control for solar energy concentrators". Geliotekhnika, vol.8, n° 4, pp.3-15, 1972

[24] "Handbook of Optics", Mac Graw Hill, 1978

[25] A. LE PHAT VINH, F.TROMBE "Calcul de la concentration de l'énergie solaire dans le cadre de l'optique géométrique". Cahiers de l'AFEDES n° 3, pp.19-26, 1971

[26] N.HIESTER, T.TIETZ, R. DE LARUE "Economic factors in furnace design". Solar Energy, vol.1, n° 2-3, pp.28-40, 1957

[27] F.TROMBE, A. LE PHAT VINH "Conclusions générales" aux Cahiers de l'AFEDES n° 3, pp.103-105, 1971

[28] F.TROMBE, A. LE PHAT VINH "La réflexion convergente". Cahiers de l'AFEDES n° 3, pp.66-70, 1971

[29] D.TEPLYAKOV, R.APARISI "Solar radiation concentrator for uniform irradiation of flat energy receivers and converters". Geliotekhnika, vol.14, n° 5, pp.32-40, 1978

[30] G.LEMPERLE "Effect of sunshape on flux distribution and intercept factor". Technical Report, pp.181-195, SSPS Central Receiver System (CRS) Midterm Workshop. Tabernas, April 19-20, 1983

[31] D.BARGUES "Cours de systèmes optroniques". Ecole Supérieure d'Optique, 1983

[32] D.GRETHER, J.NELSON, M.WAHLIG "Measurement of circumsolar radiation". Lawrence Berkeley Laboratory, University of California. Berkeley, California 94720

[33] C.VITTITOE, F.BIGGS "Six-gaussian representation of the angular-brightness distribution for solar radiation". Solar Energy, vol.27, nº 6, pp.469-490, 1981

[34] M.CAGNET "Cours de formation des images". Ecole Supérieure d'Optique, 1982

[35] R.PETTIT "Characterization of the reflected beam profile of solar mirror materials". Solar Energy, vol.19, pp.733-741, 1977

[36] G.LENSCH "Reflectivity measurements". Technical Report, pp.227-243, SSPS Central Receiver System (CRS) Midterm Workshop. Tabernas, April 19-20, 1983

[37] J.AVELLANER "Optical characterization of the facets of a heliostat". Revue de Physique Appliquée, vol.15, pp.169-173, 1980

[38] V.BUROLLA, W.DELAMETER "Testing and evaluation of second generation heliostat mirror modules". SAND 81-8263, January 1982

[39] S.AZIMOV, V.BATURIN, B.KALANDAROV, I.PIRMATOV, S.SAIDUMAROV "An investigation of strain molding of reflector surfaces". Geliotekhnika, vol.17, nº 5, pp.31-35, 1981

[40] E.TVERYANOVICH, V.MADAEV "Test on paraboloidal concentrators using the Leonov aberrograph". Geliotekhnika, vol.10, nº3, pp.28-33, 1974

[41] B.BUTLER, R.PETTIT "Optical evaluation techniques for reflecting solar concentrators". SPIE, vol.114, Optics Applied to Solar Energy conversion, pp.43-49, 1977

[42] D.KING "Beam quality and tracking accuracy evaluation of second generation and Barstow production heliostats". SAND 82-0181, August 1982

[43] E.THALHAMMER "Heliostat Beam Characterization System-update". Proceedings of Instrument Society of America. ISA 79, National Conference and Exhibit, Chicago, Il.,22 Oct.1979

[44] D.KING, D.ARVIZU "Heliostat characterization at the Central Receiver Test Facility". Transactions of the ASME, vol.103, pp.82-88, 1981

[45] B.BONDUELLE "Etude statistique des dépointages des héliostats THEMIS" Rapport GEST 011, Décembre 1984

[46] E.IGEL, R.HUGUES "Optical analysis of solar facility heliostats". Solar Energy, vol.22, pp.283-295, 1979

[47] F.HENAULT "Contribution à l'étude et à l'évaluation des méthodes de réglage des surfaces réfléchissantes utilisées pour la concentration ponctuelle du rayonnement solaire (simple et double réflexion)". Rapport de stage Février-Mars 1983, Ecole Supérieure d'Optique.

[48] "Testing of the prototype heliostats for the solar thermal central receiver pilot plant". SAND 81-8008, April 1981

[49] Y.DENAYROLLES, C.MERSIER "Mesure des performances optiques de la centrale THEMIS". HP/136/82-16. Direction des études et recherches, EDF, 1982

[50] F.CABANNES, A. LE PHAT VINH "Calcul de la répartition de l'énergie solaire réfléchie par un miroir parabolique". Journal de Physique et Le Radium, tome 15, pp.817-821, décembre 1958

[51] A.LE PHAT VINH "Contribution à l'étude de la répartition de l'énergie solaire concentrée au foyer d'un miroir parabolique". Colloques Internationaux du CNRS. "Applications thermiques de l'énergie solaire dans le domaine de la recherche et de l'industrie", pp.145-156, CNRS, 1958

[52] V.BAUM, R.APARISI, D.TEPLYAKOV "Sur l'évaluation objective de la précision des systèmes optiques d'appareils solaires". Colloques Internationaux du CNRS. "Applications thermiques de l'énergie solaire dans le domaine de la recherche et de l'industrie", pp.163-174, CNRS, 1958

[53] V.GRILIKHES, R.ZAKHIDOV "Derivation of the equation of irradiance distribution in the focal plane of paraboloidal concentrators". Geliotekhnika, vol.7, n° 4, pp.9-13, 1971.

[54] O.ALCAYAGA "Contribution à l'étude de la répartition de la densité de flux énergétique dans l'espace focal d'un système concentrateur de rayonnement solaire". Thèse de 3ème cycle, Université de Poitiers, 1977

[55] I.RUBANOVICH "Objective estimation of the accuracy of the reflecting surfaces of the paraboloidal concentrators of high-temperature solar devices". Geliotekhnika, vol.3, n° 6, pp.26-33, 1967

[56] V.GRILIKHES "Algorithm for the statistical solution of the problem of radiant-flux distribution in the receivers of solar devices equiped with paraboloidal concentrators". Geliotekhnika, vol.2, n° 4, pp.25-34, 1966

[57] P.LEARY, J.HANKINS "A user's guide for MIRVAL : a computer code for comparing designs of heliostat-receiver optics for central receiver solar power plants". SAND 77-8280, 1979

[58] G.UMAROV, R.ZAKHIDOV, A.WAINER "Illuminance distribution in a reflected beam". Geliotekhnika, vol.9, n° 5, pp.31-38, 1973

[59] F.BIGGS, C.VITTITOE "The HELIOS model for the optical behavior of reflecting solar concentrators".SAND 76-0347, 1979.

[60] R.ZAKHIDOV, A.WAINER "Distribution of radiation produced by a paraboloïdal concentrator". Geliotekhnika, vol.10, pp.34-40, 1974.

[61] R.PETTIT, C.VITTITOE, F.BIGGS "Simplified calculational procedure for determining the amount of intercepted sunlight in an imaging solar concentrator". Journal of Solar Energy Engineering, vol.105, pp.101-107, 1983.

[62] F.LIPPS "Four different views of the heliostat flux density integral". Solar Energy, vol.18, pp.555-560, 1976.

[63] M.WALZEL, F.LIPPS, L.VANT-HULL "A solar flux density calculation for a solar tower concentrator using a two dimensional Hermite fonction expansion". Solar Energy, vol.19, pp.239-253, 1977.

[64] P.COURREGES "Note sur l'évaluation du flux réfléchi par un miroir focalisant". Rapport THEM 78-13, 1978.

[65] J.J.BEZIAN "Calcul de flux concentrés avec soleil à luminance variable". Rapport GEST 020, décembre 1984.

[66] A.LE PHAT VINH, F.TROMBE "Caractéristiques du soleil, source de rayonnement". Cahiers de l'AFEDES N° 3, pp.15-18, 1971.

[67] R.WALRAVEN "Calculating the position of the sun". Solar Energy, vol.20, pp.393-397, 1978.

[68] O.KAMADA "Theoretical concentration and attainable temperature in solar furnaces". Solar Energy, vol.9, n° 1, pp.39-47, 1965.

[69] P.JOSE "The flux through the focal spot of a solar furnace". Solar Energy, vol.1, N° 4, pp.19-22, 1957.

[70] J.HILLAIRET "Themis. La centrale solaire". Entropie N° 103, pp.6-10,1982.

[71] B.BONDUELLE "Calculs de position du soleil : analyse du contrôle-commande de THEMIS". Rapport GEST 034, avril 1986.

[72] B.RIVOIRE "Caractéristiques géométriques du champ d'héliostats de THEMIS". Rapport GEST 001, décembre 1983.

[73] "Notice d'exploitation et d'entretien des groupes d'héliostats CETHEL de la centrale THEMIS". N° 4100, CETHEL 1982.

[74] R.ZAKHIDOV, A.KHODZHAEV " Energy computation of concentrating capability of paraboloïdal facets". Geliotekhnika, vol.12, n° 5, pp.26-30 , 1976.

[75] R.ZAKHIDOV, A.KHODZHAEV " Concentrating capability of spherical facets". Geliotekhnika, vol.12, n° 6, pp.35-37,1976.

[76] M.IZYGON, J.J.BEZIAN, F.HENAULT "Modélisation des flux réfléchis par un champ d'héliostats . Comparaison de divers modèles". Séminaire Héliothermie, Valbonne,16-19 Septembre 1986.

[77] D.TEPLYAKOV "Aberration theory of the optical characteristics of paraboloidal concentrators". Geliotekhnika, vol.7, n° 5, pp.34-42 , 1971.

[78] F.TROMBE, A.LE PHAT VINH "La réflexion plane des rayons solaires". Cahiers de l'AFEDES n° 3, pp.63-65, 1971.

[79] V.BARANOV "Structure of beam reflected by heliostat ". Geliotekhnika, vol.13, n° 6, pp.3-10, 1977.

[80] J.J.BEZIAN "Mesure des flux solaires et des débits à THEMIS". Séminaire Héliothermie, Valbonne, 16-19 Septembre 1986.

[81] M.A.BERGEOT. Rapport interne IMP, CNRS, août 1986.

[82] B.BONDUELLE "Réflectivité annuelle du champ d'héliostats à THEMIS". Rapport GEST 030, octobre 1985.

[83] J.J.BEZIAN "Facteur de réflexion d'héliostats au four solaire d'Odeillo". Note de travail GEST 16-85, août 1985.

[84] F.TROMBE, A.LE PHAT VINH "Les surfaces réfléchissantes, leurs supports et leurs protections". Cahiers de l'AFEDES n° 3, pp.59-62, 1971

[85] A.SIMON "The loss of energy by absorption and reflection in the heliostat and parabolic condenser of a solar furnace". Solar Energy, vol.2, n° 2, pp.30-33, 1958.

[86] J.J.BEZIAN "Atténuation atmosphérique dans le trajet héliostat-chaudière". Rapport GEST 029,septembre 1985.

[87] F.PIOTROWSKI "Contribution à l'optimisation des miroirs du concentrateur parabolique du four solaire d'Odeillo". Rapport de stage avril-juin 1986, Ecole Supérieure d'Optique.

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES

AVANT PROPOS 5

INTRODUCTION

UTILISATIONS DE L'ENERGIE SOLAIRE CONCENTREE 9

UNE CLASSIFICATION POSSIBLE DES SYSTEMES COLLECTEURS D'ENERGIE SOLAIRE 11

PRESENTATION GENERALE. 20

CHAPITRE I
ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1) INTRODUCTION 27

2) PRINCIPES ELEMENTAIRES DE LA CONCENTRATION 28

2.1) Définitions des facteurs de concentration 28

2.2) Concentration maximale théorique 30

2.3) Systèmes non imageants 33

3) CAUSES D'ELARGISSEMENT DE LA TACHE-IMAGE SOLAIRE 35

3.1) Le soleil et la géométrie du système collecteur 36

3.1.1) Le relief du soleil 36

3.1.2) Les aberrations optiques 39

3.2) Les défauts spécifiques des installations solaires 40

3.2.1) Défauts microscopiques des facettes réflectrices. 42

3.2.2) Défauts de surface des facettes réflectrices 46

3.2.3) Défauts de pointage d'héliostats 49

3.2.4) Défauts de réglage des facettes réflectrices 52

3.2.4.1) Stratégies de réglage 52

3.2.4.2) Quelques méthodes de réglage classiques 54

4) LE CALCUL DES ECLAIREMENTS SOLAIRES 60

4.1) La méthode des ellipses 60

4.2) La méthode d'Aparisi 64

4.3) Les méthodes par comptage de rayons 69

4.4) Les méthodes par convolution 72

4.4.1) Le soleil fictif d'Umarov, Zakhidov et Wainer 72

4.4.2) Le soleil fictif d'Arnaud 80

4.4.3) La vue en trou d'épingle de Lipps 81

4.4.3.1) Principe 81
4.4.3.2) L'approximation de Courrèges 85

5) CONCLUSION 88

CHAPITRE II

MODELISATION DES FACTEURS DE CONCENTRATION ET DES REPARTITIONS DE LUMINANCE OBSERVABLES SUR LES SURFACES REFLECTRICES

1) INTRODUCTION 93

2) PRINCIPE DU CALCUL 95

3) CARACTERISTIQUES DU SOLEIL, SOURCE DE RAYONNEMENT 102

3.1) Position du soleil dans le ciel 103

3.2) Variations de luminance à l'intérieur du disque solaire 105

4) GEOMETRIE DES INSTALLATIONS ETUDIEES 108

4.1) La centrale solaire expérimentale THEMIS 108

4.1.1) Vue d'ensemble 108

4.1.2) L'héliostat CETHEL III bis : description-relief des modules. 112

4.2) Le four solaire de 1000 kW d'Odeillo 121

4.2.1) Description d'ensemble 121

4.2.2) Le champ d'héliostats 126

4.2.3) Le concentrateur paraboloïdal 129

4.2.4) Les facettes déformées sous contrainte mécanique 133

5) DEFINITION DES REPERES ET CALCUL DES MATRICES DE PASSAGE 136

5.1) Expression de deux matrices de passage 136

5.2) Cas des héliostats focalisants 140

5.2.1) Choix des repères 140

5.2.2) Influence de la position du centre de rotation de l'héliostat 145

5.2.3) Matrice de passage de Rri dans R' 149

5.2.4) Matrice de passage de Rri dans Ro 149

5.2.5) Matrice de passage de Rri dans Roi 150

5.2.5.1) Héliostat réglé sur son axe 150
5.2.5.2) Héliostat réglé en dehors de son axe 151

5.3) Cas des héliostats plans 152

5.3.1) Choix des repères 153

5.3.2) Matrices de passage 154

5.4) Cas du concentrateur paraboloïdal 156

5.4.1) Choix des repères 156

5.4.2) Matrices de passage 159

6) INTRODUCTION DES DEFAUTS DE REGLAGE 160

7) CONTRIBUTION D'ECLAIREMENT DU POINT P AU POINT M' 164

7.1) Calcul du vecteur $\overrightarrow{PM'}$ 164

7.2) Calcul de la normale $\overrightarrow{N_p}$ à la surface réflectrice 165

7.3) Calcul du vecteur $\overrightarrow{R_{po}}$ 166

7.4) Contribution d'éclairement en M' 166

8) VISUALISATION DES DISTRIBUTIONS DE LUMINANCE 167

9) ORGANIGRAMMES 171

10) PREMIERS RESULTATS : LUMINANCE OBSERVABLE SUR UN PARABOLOIDE DE REVOLUTION 172

11) COMPARAISON AVEC D'AUTRES CODES DE CALCUL 179

12) CONCLUSION 183

CHAPITRE III

EXPRESSION SIMPLIFIEE DES REPARTITIONS DE LUMINANCE DANS LE CADRE D'UNE APPROXIMATION DU PREMIER ORDRE

1) INTRODUCTION 189

2) LES TERMES DE L'APPROXIMATION 189

3) EXPRESSION DU VECTEUR $\overrightarrow{PM'}$ 191

4) EXPRESSION DU VECTEUR $\overrightarrow{R_{po}}$ 194

4.1) Composition des matrices au premier ordre 195

4.2) Cas d'un héliostat focalisant 197

4.2.1) Héliostat réglé sur son axe 197

4.2.2) Héliostat réglé en dehors de son axe 205

4.3) Cas d'un héliostat plan 207

4.4) Cas d'un concentrateur fixe 208

5) ALLURE DES COURBES ISO-LUMINANCE EN FONCTION DU TYPE DES FACETTES 210

5.1) Cas général : facettes toroïdales 211

5.2) Facettes planes 218

5.2.1) Cas idéal 218

5.2.2) Cas d'une facette d'héliostat plan présentant un défaut de réglage 219

5.2.3) Méthode d'estimation de l'erreur de réglage 220

5.3) Facettes cylindriques 223

5.3.1) Cas idéal 223

5.3.2) Cas d'un module d'héliostat CETHEL III bis présentant un défaut de réglage 226

5.3.3) Méthode d'estimation de l'erreur de réglage 228

5.3.4) Un critère de qualité pour l'héliostat CETHEL III bis 234

5.4) Facettes sphériques 236

5.5) Facettes localement paraboloïdales 246

6) CONCLUSION 248

CHAPITRE IV

REDUCTION DE L'INTEGRALE DE DENSITE DE FLUX SOUS FORME DE PRODUITS DE CONVOLUTION

1) INTRODUCTION 253

2) EXPRESSION DE LA DENSITE DE FLUX DANS LE CADRE DE L'APPROXIMATION DU PREMIER ORDRE 253

2.1) Formulation intégrale sur le miroir 254

2.2) Passage à la vue en trou d'épingle 257

2.3) Loi de luminance solaire projetée dans le plan récepteur 262

2.4) Allure générale des réponses impulsionnelles 265

2.5) Application : flux renvoyé par un héliostat plan dans un plan normal aux rayons réfléchis 268

2.6) Normalisation des termes des produits de convolution 273

3) INTRODUCTION DE DEFAUTS ALEATOIRES DE REGLAGE 277

3.1) Cas général 278

3.2) Loi normale elliptique 281

3.3) Etude sommaire du cône d'erreur 281

4) APPLICATION AUX HELIOSTATS 285

4.1) Cas des héliostats focalisants 285

4.1.1) Expression simplifiée de la densité de flux 285

4.1.2) Calcul de la perte en concentration au centre. Une tolérance sur les erreurs de réglage 287

4.2) Cas des héliostats plans 292

5) FORMULATION GENERALE DE L'INTEGRALE DE DENSITE DE FLUX 294

5.1) Défauts microscopiques et défauts locaux de surface 294

5.2) Défauts de pointage d'héliostats 295

5.3) Réponse impulsionnelle effective d'un miroir 297

6) PROPOSITIONS POUR UN MODELE PREVISIONNEL DES ECLAIREMENTS SOLAIRES. 300

7) CONCLUSION 304

CHAPITRE V

DETERMINATION EXPERIMENTALE DE QUELQUES PARAMETRES D'ERREUR

1) INTRODUCTION 309

2) ETUDE DES DEFAUTS DE REGLAGE DES HELIOSTATS FOCALISANTS CETHEL III bis 310

2.1) Méthode de tir sur la lune 310

2.2) Exploitation des clichés 314

2.3) Validation sur cible active 320

2.4) Interprétation des résultats 327

2.5) Conclusion. Optimisation d'héliostats focalisants 339

3) ETUDE DES DEFAUTS DE REGLAGE DES HELIOSTATS PLANS DU FOUR DE 1000 KW D'ODEILLO 341

3.1) Méthode utilisée 341

3.2) Exploitation des clichés 346

3.3) Mesure des facteurs de réflexion apparents d'un héliostat plan 354

3.4) Interprétation des résultats 357

3.4.1) Influence de l'angle d'incidence sur le coefficient de réflexion 357

3.4.2) Effets d'ombre et de blocage 360

3.4.3) Transmission atmosphérique 363

3.4.4) Influence du relief effectif des facettes réflectrices 364

4) ETUDE DES REPONSES IMPULSIONNELLES DES FACETTES DU CONCENTRATEUR DU FOUR DE 1000 KW D'ODEILLO 372

4.1) Description d'une méthode de caractérisation des facettes 373

4.2) Détermination des normales à la surface réflectrice 377

4.3) Calcul des réponses impulsionnelles des facettes 384

4.4) Une méthode d'optimisation des facettes déformées sous contrainte mécanique 395

4.4.1) Montages pratiques 395

4.4.2) Procédure d'optimisation 405

4.5) Interprétation des résultats. Optimisation de concentrateurs 409

5) CONCLUSION 418

CONCLUSION GENERALE 421

ANNEXES 427

ANNEXE I Présentation du laboratoire d'accueil 429

ANNEXE II Calcul de la position du soleil 437

ANNEXE III Dimensions et géométrie de l'héliostat CETHEL III bis 445

ANNEXE IV Modélisation du concentrateur du four solaire de 1000 kW d'Odeillo 451

ANNEXE V Expression du relief d'une facette de concentrateur localement paraboloïdale 463

ANNEXE VI Calcul de la perte en concentration introduite par les défauts de réglage d'un héliostat focalisant 469

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 475

TABLE DES ILLUSTRATIONS

FIGURES

fig 1 : Schéma de principe d'un concentrateur THEK. 13

fig 2 : Schéma de principe d'une centrale à tour. 13

fig 3 : Principe de la double réflexion : un champ d'héliostats plans (H) renvoie le rayonnement solaire incident sur un concentrateur (C) qui le focalise au point F. 15

fig 4 : Le concentrateur PERICLES : l'ensemble OICH est mobile le long d'un rail et permet de situer la chaudière au point chaud de l'installation en permanence. 15

fig 5 : Principe d'un concentrateur CPC. La génératrice du concentrateur est la section d'une parabole de foyer F et d'axe Fx. 22

fig 6 : Mesures de densité de flux (A) et mesures de luminance (B). 22

fig I-1 : Surfaces d'entrée et image S et S'. 29

fig I-2 : Calcul de l'éclairement maximal en M'. 29

fig I-3 : Températures d'équilibre de corps noir en fonction de la concentration (et difficultés de réalisation). 32

fig I-4 : La réflexion convergente du rayonnement solaire. 34

fig I-5 : Les différents reliefs proposés par Aparisi et Teplyakov [29] pour un concentrateur de four solaire. La surface support des facettes réflectrices peut être plane (b), parabolique (a), ou sphérique (c,d,e). 34

fig I-6 : Allure générale des répartitions de densité de flux théorique (a) et expérimentale (b) pour un même système concentrateur. 36

fig I-7 : Origine du rayonnement circumsolaire. 37

fig I-8 : Un exemple de profil solaire enregistré à Albuquerque (Nouveau Mexique) en 1978, avec le télescope circumsolaire du LBL. Le taux circumsolaire T vaut 70%. 37

fig I-9 : Cas d'une facette sphérique mise en place sur un concentrateur de four solaire. 41

fig I-10 : Astigmatisme et courbure de champ d'un miroir sphérique. La distance focale O_iF de la facette est notée f. 41

fig I-11 : Les défauts spécifiques des installations solaires. 43

fig I-12 : Le réflectomètre bidirectionnel décrit dans [35]. 43

fig I-13 : Exemple de résultats obtenus avec le réflectomètre bidirectionnel (points). La courbe en trait continu représente le profil théorique correspondant à une valeur de σ égale à 0,9 mrad, d'après [35]. 45

fig I-14 : Représentation des fentes source et collectrice. 45

fig I-15 : Une méthode de mesure des défauts de surface. 47

fig I-16 : Principe de l'aberrographe de Léonov : Les déviations d'un faisceau lumineux provenant d'un collimateur (1), dévié par un prisme (2) et un pentaprisme (3), sont enregistrées sur une plaque photographique (4) que l'on déplace au voisinage du foyer F. Cette méthode est surtout employée sur des paraboloïdes monobloc, d'après [40]. 47

fig I-17 : Représentation des origines des défauts de pointage. Les deux axes de rotation de l'héliostat ainsi que la normale effective à la surface réflectrice $\vec{N}$, ne sont pas dans leur position idéale, d'après [42]. 51

fig I-18 : Schéma de principe du système BCS. 51

fig I-19 : Représentation du paraboloïde fictif P(x,y). Il dépend de l'instant to et de la position de l'héliostat sur le terrain, d'après [46]. 55

fig I-20 : Vue de dessus de l'outil de réglage utilisé pour les modules des héliostats de THEMIS. T_1 est une cale fixe, T_2 et T_3 sont des cales mobiles. On peut donc imposer des pentes dans deux directions perpendiculaires du module. 55

fig I-21 : Méthode du théodolite. L'axe Tz est vertical, le point R sert d'origine aux azimuts. Lorsque l'autocollimation est réalisée pour la facette de centre O, l'axe TO est repéré par ses angles en hauteur et azimut h_o et a_o. 57

fig I-22 : Principe de la méthode de réglage du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo. 57

fig I-23 : Principe de réglage laser d'un concentrateur fixe à axe vertical. Si la facette de centre O_i est bien réglée, le faisceau revient exactement sur lui-même. 61

fig I-24 : Principe de réglage laser d'un héliostat sphérique. f est la distance focale de l'héliostat. 61

fig I-25 : Méthode des ellipses de Cabannes et Le Phat Vinh. L'image de Gauss s'obtient par l'intersection du cône de demi-angle au sommet ϵ_o issu de S, et du plan focal : elle est contenue dans toutes les ellipses (E) issues des points P, d'après [50]. 63

fig I-26 : Répartition d'éclairement dans le plan focal d'un paraboloïde de révolution, en fonction de la distance r=FM', et pour différentes ouvertures maximales du concentrateur. Soleil à luminance uniforme [50]. 63

fig I-27 : Loi de l'étendue géométrique appliquée à un élément de surface dP du concentrateur, d'après [51]. 65

fig I-28 : Répartition d'éclairement dans le plan focal d'un paraboloïde de révolution, en fonction de la distance r=FM', et pour différentes ouvertures maximales α_m. Il a été tenu compte de la loi de luminance solaire $L(\epsilon)$, d'après [51]. 65

fig I-29 : Calcul de l'éclairement dans le plan focal d'un paraboloïde de révolution dans le cadre de l'hypothèse d'Aparisi. 67

fig I-30 : Répartition d'éclairement dans la tache focale d'un concentrateur paraboloïdal de 10 mètres de diamètre. La courbe en trait plein est la courbe d'Aparisi, tandis que les ronds et les triangles indiquent les résultats de mesures expérimentales. 67

fig I-31 : Calcul de l'éclairement dans un plan récepteur parallèle au plan focal d'un concentrateur paraboloïdal, d'après la méthode statistique de Grilikhes [56]. PN_o est la direction idéale de la normale à la surface en P, PN est sa direction réelle. 70

fig I-32 : Systèmes de coordonnées utilisées pour le calcul du soleil fictif. 73

fig I-33 : Le produit de convolution de la loi de luminance solaire avec le cône d'erreur (lié aux distributions d'erreur sur $\vec{N_o}$) a pour effet d'élargir le cône des rayons réfléchis. 77

fig I-34 : Calcul de l'éclairement en M' avec un soleil fictif $L_R(V_R, W_R)$. 77

fig I-35 : La vue en trou d'épingle de Lipps. 82

fig I-36 : L'approximation de Courrèges : le disque de rayon $D\epsilon_o$ se déplace avec le point de calcul M'. L'éclairement en M' est proportionnel à l'aire hachurée. 87

fig I-37 : Calcul de la réponse impulsionnelle du miroir sphérique dans le cadre de l'approximation de Courrèges. Le parallèlogramme est défini par les points d'impact des rayons en provenance du centre du soleil et qui se réfléchissent aux quatre coins du miroir. 87

fig II-1 : Schéma de principe du système HCS. 94

fig II-2 : Image du soleil à travers une surface réflectrice. 94

fig II-3 : Géométrie facette-plan récepteur. 97

fig II-4 : Loi de l'étendue géométrique. 99

fig II-5 : Paramètres d'entrée/sortie des codes de calcul. 99

fig II-6 : Le spectre solaire : a) spectre hors atmosphère. b) spectre au niveau de la mer. c) courbe du corps noir à 5900°K. 103

fig II-7 : Repérage du vecteur soleil $\vec{S_o}$ dans Rinst. 103

fig II-8 : La loi de luminance solaire de Kamada. 107

fig II-9 : Passage de la loi de Minnaert à l'expression donnée par P.José pour la loi de luminance solaire. 107

fig II-10 : La loi de luminance solaire de José. 109

fig II-11 : La centrale solaire expérimentale THEMIS. 109

fig II-12 : Vue en coupe Nord-Sud de la partie supérieure de la tour de THEMIS. 111

fig II-13 : Le champ d'héliostats de THEMIS. 113

fig II-14 : Vue avant et arrière d'un héliostat CETHEL III bis. Sur la vue avant on distingue le bloc "mécanismes" et les neuf modules réflecteurs de l'héliostat. Le maillage des plots de fixation des miroirs élémentaires sur la face avant des modules est indiqué sur le module inférieur gauche. Sur la face arrière on distingue la structure porteuse de l'héliostat ainsi que l'armature métallique d'un module (traits fins). 115

fig II-15 : Système d'axes OXYZ rapporté à l'héliostat CETHEL bis. O est le centre de la surface réflectrice. 117

fig II-16 : Coupe des points d'accrochage des miroirs et vue en perspective d'un plot de focalisation. 118

fig II-17 : Système d'axes OXYZ rapporté à un module réflecteur de l'héliostat CETHEL III bis. O est le centre du module. 120

fig II-18 : Le four solaire de 1000 kW d'Odeillo - principe. 120

fig II-19 : Le four solaire de 1000 kW d'Odeillo - vue d'ensemble. 122

fig II-20 : Répartitions de densité de flux obtenues dans le plan focal du paraboloïde (mesures d'origine). 122

fig II-21 : Le champ d'héliostats plans vu du concentrateur 128

fig II-22 : Coupe verticale schématique du concentrateur. 128

fig II-23 : Modélisation de la surface du concentrateur du four solaire de 1000 kW d'Odeillo suivant Alcayaga [54]. 130

fig II-24 : Représentation du repère (SXYZ) lié au paraboloïde et du repère (OiXoiYoiZoi) lié à la facette réflectrice de centre Oi. L'axe SFX est confondu avec l'axe du paraboloïde, tandis que les axes SY et SZ sont respectivement horizontal et vertical. L'axe OiXoi est dirigé suivant la normale à la facette réflectrice et l'axe OiYoi reste contenu par construction dans un plan horizontal. 130

fig II-25 : Modélisation du concentrateur d'Odeillo. 131

fig II-26 : Les facettes déformées sous contrainte mécanique du concentrateur du four solaire de 1000 kW d'Odeillo. Schémas de principe. 133

fig II-27 : Orientations des repères Ro et Ro' par rapport au repère R. 137

fig II-28 : Repères associés à l'héliostat focalisant et au système récepteur. 141

fig II-29 : Repérage du vecteur $\overrightarrow{N_o}$, dans le repère Rinst. 144

fig II-30 : Positions relatives des points C et O. 144

fig II-31 : Recherche de la position réelle du centre de l'héliostat O. C est le centre de rotation mécanique de l'héliostat et O' est le point cible. 146

fig II-32 : Réglage d'un héliostat en dehors de son axe : le vecteur $\overrightarrow{N_{oi}}$ normal au module de centre Oi se déduit des vecteurs $\overrightarrow{S_{to}}$ et $\overrightarrow{R_{ti}}$ par la loi de Descartes. 146

fig II-33 : Repères associés à l'héliostat plan et au plan récepteur. 155

fig II-34 : Repères associés au concentrateur paraboloïdal et au plan récepteur. 157

fig II-35 : Introduction d'un défaut de réglage sur une facette réflectrice. Celui-ci peut être caractérisé par les angles (a_r, h_r) ou (ϵ_r, ϕ_r). 162

fig II-36 : Découpage de la facette réflectrice en éléments réflecteurs et positions des noeuds du maillage Pi,j. Pour que le centre Oi de la facette corresponde également au centre d'une maille m et n doivent être impairs. 162

fig II-37 : Projection de l'héliostat sur le plan de visée OYvZv. 169

fig II-38 : Coupes horizontales des cartes de flux formées dans le plan de la cible active par l'héliostat 116 à 12h GMT (A) et 16h GMT (B). Traits mixtes : code MIRVAL, traits pointillés : code Bézian, traits continus : code Hénault. 184

fig III-1 : les termes de l'approximation du premier ordre 192

fig III-2 : Systèmes de coordonnées héliostat (Y_p,Z_p) et de coordonnées apparentes (V_p,W_p) sur le plan de visée 192

fig III-3 : Composition des matrices au premier ordre 196

fig III-4 : Calcul de $\overrightarrow{N_p}$ dans Ro dans le cas de l'héliostat focalisant 196

fig III-5 : Développement de $\overrightarrow{R_i}$ en fonction de $\overrightarrow{R_o}$ et OOi/D 200

fig III-6 : Calcul de $\overrightarrow{N_{soi}}$ dans Ro dans le cas de l'héliostat plan 200

fig III-7 : Calcul de $\overrightarrow{N_p}$ dans Roi dans le cas d'une facette de concentrateur fixe 209

fig III-8 : Courbes iso-luminance apparentes dans le plan de visée. Le plus souvent, C ne sera pas confondu avec Oi. 214

fig III-9 : Définition du facteur de concentration intrinsèque C_I d'une facette réflectrice. 214

fig III-10: Images du soleil vues à travers un groupe de facettes planes présentant des défauts de réglage. Les zones hachurées correspondent à des zones obscures. 222

fig III-11: Image du soleil vue à travers une facette cylindrique. 222

fig III-12: Evaluation des défauts de réglage d'un module d'héliostat cylindrique. 230

fig III-13: Calcul du centre C de l'ellipse image du soleil à partir des trois points P_1, P_2 et P_3. 230

fig III-14: Répartitions de luminance observables sur un héliostat focalisant parfaitement pointé et parfaitement réglé. Les courbes iso-luminance intermédiaires correspondent à des valeurs relatives de 0,76, 0,88, 0,95 et 0,99 235

fig III-15: Géométrie et systèmes d'axes pour une facette réflectrice montée sur un concentrateur fixe. 238

fig III-16: Repérage d'une facette réflectrice sur la structure d'un concentrateur 238

fig III-17: Répartitions de luminance observables sur une facette réflectrice sphérique dans le cadre de l'approximation du premier ordre. 243

fig IV-1 : Systèmes d'axes et de coordonnées utilisés pour les formulations en trou d'épingle. OiYvZv est le plan de visée, perpendiculaire au rayon principal réfléchi par la facette, O'YvZv est un plan parallèle au plan de visée, et O'Y'Z' est le plan récepteur (P'). Au premier ordre, les points H' et H" sont supposés confondus. 255

fig IV-2 : Projection des contours du miroir dans le plan de visée OiYvZv. 255

fig IV-3 : Vues en trou d'épingle dans un plan normal aux rayons réfléchis (A) et dans le plan récepteur (B). 261

fig IV-4 : Projection de la loi de luminance solaire dans le plan récepteur (P'). TT' est la trace du plan défini par $\vec{R}_o$ et $\vec{N}_o$ dans le plan récepteur . 264

fig IV-5 : Vue de face d'une facette réflectrice rectangulaire. 264

fig IV-6 : Allure des domaines (D_n) et (D') et valeurs des réponses impulsionnelles $RI_n(V',W')$ et $RI(Y',Z')$. 266

fig IV-7 : La réflexion plane des rayons solaires,d'après [78].266

fig IV-8 : Calcul des éclairements formés par un héliostat plan dans un plan récepteur normal aux rayons réfléchis situé : (1) à faible distance de l'héliostat ; (2) à longue distance; (3) à distance intermédiaire. 270

fig IV-9 : S(V',W') est la distribution limite de celle qui est représentée ci-dessus lorsque ϵ tend vers 0. 275

fig IV-10 : Projection du cône d'erreur $P_{Rj}(V',W')$ dans un plan normal aux rayons réfléchis : cas général. 282

fig IV-11 : Projection du cône d'erreur $P_{Rj}(V',W')$ dans un plan normal aux rayons réfléchis : cas d'une distribution d'erreur circulaire sur les normales. 282

fig IV-12 : Calcul de la perte en concentration au centre de la tache image d'un héliostat focalisant, dans le cas où le domaine (Dh) couvert par l'ensemble des réponses impulsionnelles des facettes réflectrices est petit devant l'image du disque solaire. 288

fig IV-13 : Courbes montrant l'évolution de T_r en fonction de σ/ϵ_o, pour différentes valeurs de l'angle d'incidence i_o, dans le cas d'un soleil à luminance uniforme (A) et d'un soleil de José (B). 290

fig IV-14 : Calcul du facteur de réflexion apparent au centre de la tache image d'un héliostat plan, dans le cas où le plan récepteur est situé à faible distance de l'héliostat. 292

fig IV-15 : Domaine (Doi) des points Oi dans le cas du champ d'héliostats focalisants de THEMIS. 301

fig V-1 : Méthode de tir sur la lune : principe. 312

fig V-2 : Maillage de la cible active. 312

fig V-3 : Evolution des facteurs de concentration maximums de l'héliostat 3. 326

fig V-4 : Evolution des facteurs de concentration maximums de l'héliostat 10. 326

fig V-5 : Evolution des facteurs de concentration maximums de l'héliostat 29. 328

fig V-6 : Evolution des facteurs de concentration maximums de l'héliostat 94. 328

fig V-7 : Ruptures de pentes sur la surface réflectrice d'un miroir élémentaire . 337

fig V-8 : Méthode d'estimation des défauts de réglage d'un héliostat plan - Principe. 342

fig V-9 : Image d'un héliostat à partir d'un point d'observation M'_o. 342

fig V-10 : Evaluation de la distance D séparant l'héliostat du point d'observation M'_o. 344

fig V-11 : Etude statistique des lois d'erreur sur a_r et h_r. Droites de Henry . 352

fig V-12 : Etude statistique des lois d'erreurs sur a_r et h_r. Ajustement analytique. 353

fig V-13 : Coupe du pyrhéliomètre de Linke et Feussner. 355

fig V-14 : Evolution du coefficient de réflexion R en fonction de l'angle d'incidence des rayons solaires. La courbe en trait continu correspond à la relation analytique (V-9) 358

fig V-15 : Bilan en réflexion d'une glace argentée en face arrière. On suppose que $r + t = 1$. 358

fig V-16 : Réduction de la surface d'une facette réflectrice par effet d'ombre/blocage sur sa tranche opaque. 362

fig V-17 : Ombre et blocage dus aux plots de fixation des miroirs. 362

fig V-18 : Répartitions de luminance observables sur un réseau de facettes réflectrices convexes (1) et concaves (2). 368

fig V-19 : Répartition des normales $\overrightarrow{N_p}$ à la surface réflectrice d'une facette plane. Seules les projections des normales rentrantes sont représentées dans le plan du miroir. 370

fig V-20 : Méthode de la grille : disposition des éléments. 374

fig V-21 : Calcul de la normale $\overrightarrow{N_p}$ à la surface réflectrice. 374

fig V-22 : Calcul des coordonnées du point G, dont l'image est visible en $P_{i,j}$ sur la facette réflectrice. 380

fig V-23 : Simulation de l'image de la grille observée à travers la facette réflectrice. 380

fig V-24 : Calcul du point d'impact I_p du rayon réfléchi en P dans le plan récepteur. 386

fig V-25 : Réponse impulsionnelle d'un élément réflecteur. 386

fig V-26 : Test d'appartenance de M' au quadrilatère Qi,j et cas particuliers. 391

fig V-27 : Résolutions spatiale et directionnelle r_s et r_e. 396

fig V-28 : Montage pratique du sténopé. 400

fig V-29 : Méthode d'observation et d'optimisation des répartitions de luminance observables sur une facette réflectrice du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo. 400

fig V-30 : Résolutions spatiale et directionnelle pour le sténopé. 402

fig V-31 : Banc de mesure des performances de facettes réflectrices. 402

PLANCHES

Planche II-1 Répartitions de luminance observables sur un paraboloïde de révolution 180

Planche II-2 Répartitions de luminance observables sur un paraboloïde de révolution 181

Planche III-1 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat plan n° 7. 224

Planche III-2 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat CETHEL III bis n° 94, lors d'un tir sur la lune. Cliché effectué à 23 h 24 dans la nuit du 5/2 au 6/2/1985. 233

Planche III-3 Répartitions de luminance théoriques observables sur une facette réflectrice sphérique. 244

Planche III-4 Répartitions de luminance théoriques observables sur une facette réflectrice sphérique. 245

Planche IV-1 Répartitions de densité de flux formées par un miroir plan de 50 cm de côté dans un plan récepteur normal aux rayons réfléchis en fonction de la distance. 271

Planche V-1 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat CETHEL III bis n° 51, lors d'un tir sur la lune. Cliché effectué à 23 h 52 dans la nuit du 27/3 au 28/3/1986. 316

Planche V-2 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat CETHEL III bis n° 18, lors d'un tir sur la lune. Cliché effectué à 4 h 38 dans la nuit du 27/3 au 28/3/1986. 317

Planche V-3 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat CETHEL III bis n° 3, lors d'un tir sur la lune. Cliché effectué à 23 h 02 dans la nuit du 27/3 au 28/3/1986. 318

Planche V-4 Répartitions de densité de flux formées par l'héliostat 3 dans le plan de la cible active. 332

Planche V-5 Répartitions de densité de flux formées par l'héliostat 29 dans le plan de la cible active. 333

Planche V-6 Répartitions de densité de flux formées par l'héliostat 51 dans le plan de la cible active. 334

Planche V-7 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat plan n° 10. 348

Planche V-8 Répartitions de luminance observables sur l'héliostat plan n° 18. 349

Planche V-9 Image de la grille lumineuse observée à travers une facette réflectrice déformée sous contrainte mécanique. Panneau 36,facette (4,4). 392

Planche V-10 Spot-diagram et réponse impulsionnelle effective de la facette (4,4), panneau 36. 393

Planche V-11 Répartitions de luminance observables sur un ensemble de facettes réflectrices du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo, éclairées par l'héliostat 14 (haut), et par l'héliostat 31 (bas). 404

Planche V-12 Séquence d'optimisation d'une facette déformée sous contrainte mécanique. Panneau 119, facette (3,5). 406

Planche V-13 Séquence d'optimisation d'une facette déformée sous contrainte mécanique. Panneau 24, facette (3,4). 410

Planche V-14 Réponses impulsionnelles effectives de la facette, avant et après optimisation. 411

Planche V-15 Séquence d'optimisation d'une facette déformée sous contrainte mécanique. Panneau 36, facette (2,5). 412

Planche V-16 Réponses impulsionnelles effectives de la facette, avant et après optimisation. 413

PHOTOGRAPHIES

Photographie I Héliostat CETHEL III bis, vue de face. 114

Photographie II Vue d'ensemble du four solaire de 1000 kW. 123

Photographie III Le concentrateur du four solaire de 1000 kW. 124

Photographie IV Le champ d'héliostats vu du concentrateur. 124

Photographie V Une rangée d'héliostats équipés de leurs lunettes de guidage. 125

Photographie VI Vue arrière d'une facette réflectrice du concentrateur. On distingue la vis centrale de focalisation (V_c), les vis extérieures de focalisation (V_{p1} à V_{p8}), et les 3 points de fixation et de réglage en orientation (V_{o1} à V_{o3}). 125

Photographie VII Le champ d'héliostats de THEMIS lors d'un tir sur la lune. 237

TABLEAUX

INTRODUCTION

Tableau I : Classification des systèmes collecteurs d'énergie solaire 12

Tableau II : Caractéristiques optiques et géométriques de quelques champs d'héliostats focalisants. 17

Tableau III : Caractéristiques optiques et géométriques de quelques fours solaires. 18

CHAPITRE II

Tableau I : Fiche signalétique de l'héliostat CETHEL III bis 117

CHAPITRE V

Tableau I : Essais de tirs sur la lune 319

Tableau II : Défauts de réglage d'héliostats focalisants 321

Tableau III : Mesures des facteurs de réflexion apparents des héliostats plans 351

Tableau IV : Etude statistique des déréglages des héliostats plans 351

Tableau V : Corrections sur les facteurs de réflexion apparents théoriques 365

Tableau VI : Valeurs des résolutions spatiale et directionnelle objet et image 396

Tableau VII : Bilan de l'optimisation des facettes réflectrices du concentrateur du four de 1000 kW d'Odeillo 414

TITRE

CONCENTRATION DU RAYONNEMENT SOLAIRE PAR SIMPLE ET DOUBLE REFLEXION : CONTRIBUTION AUX METHODES DE REGLAGE ET DE CONTROLE DES SURFACES REFLECTRICES A FACETTES.

RESUME

Les performances énergétiques des systèmes concentrateurs d'énergie solaire à facettes réflectrices (simple ou double réflexion) sont caractérisées par les répartitions d'éclairement formées sur un système récepteur donné. Mais ces performances restent souvent inférieures à celles qui étaient attendues, du fait de défauts propres aux installations solaires. Parmi ceux-ci, les défauts de réglage et de surface des miroirs sont essentiels : il est donc nécessaire de les évaluer précisément.

L'estimation des défauts de réglage fait appel à une méthode originale de rétrovisée sur le soleil ou la lune, dont le principe est d'observer, à partir d'un point situé dans le volume focal de l'installation en fonctionnement, les distributions de luminance visibles sur les surfaces réflectrices. Dans le cadre d'une approximation du premier ordre, les déréglages des miroirs n'entraînent qu'un décalage de ces distributions, et les erreurs ainsi mesurées sont validées par un code de simulation graphique.

Au premier ordre, la répartition d'éclairement réfléchie par un miroir est le produit de convolution de la loi de luminance solaire avec la réponse impulsionnelle effective du miroir, caractéristique de ses défauts de surface, et dont le mode d'évaluation repose également sur un principe de rétrovisée.

Les expérimentations ont été réalisées sur les sites de Targassonne (centrale solaire THEMIS) et d'Odeillo (four solaire de 1000 kW) et concernent les déréglages des héliostats focalisants de THEMIS et des héliostats plans d'Odeillo, et les réponses impulsionnelles des facettes réflectrices du concentrateur du four de 1000 kW. Leurs résultats sont prometteurs dans la perspective d'une extension ultérieure des capacités des méthodes par rétrovisée, et mettent en évidence l'influence primordiale des défauts de surface des miroirs sur les performances énergétiques des installations.

MOTS CLES

Rayonnement solaire concentré
Eclairement
Luminance
Centrale à tour
Four solaire
Héliostat
Défauts de réglage
Réponse impulsionnelle