Méthode pour analyses exergétiques robustes d'installations solaires et de bâtiments

Michel Pons

LIMSI. – Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sci. de l'Ingénieur
BP 133, Rue John von Neumann, Bât. 508, 91403 Orsay Cedex.
Michel.pons@limsi.fr

RESUME. L'analyse exergétique d'une installation solaire, et au-delà d'un bâtiment, est confrontée à deux difficultés. 1) L'énergie solaire reçue est radiative. Son entropie n'est donc pas donnée par la formule ds = $\delta q/T$ *mais doit être calculée par une approche spécifique au rayonnement. 2) La température de l'air extérieur varie continuellement, or c'est la référence par rapport à laquelle l'exergie est habituellement définie. En repartant des bases thermodynamiques, une définition robuste de l'exergie (en particulier solaire) peut être établie. Apparaissent alors des irréversibilités dont les causes sont inhabituelles mais parfaitement compréhensibles : décision d'utiliser des capteurs solaires plans ou bien à concentration, ou encore absence d'un stockage de chaleur entre le système et l'air extérieur.*

MOTS-CLÉS : analyses second principe, énergie solaire, entropie.

1. INTRODUCTION

En ce début de XXI^{e} siècle l'énergie solaire suscite à nouveau un fort intérêt. Augmentation incessante du prix du pétrole, effet de serre et réchauffement global obligent. Le flux solaire est gratuit et arrive sur Terre de toute façon. Les installations solaires se développeront bientôt à grande échelle. L'optimisation des systèmes solaires deviendra alors une question centrale. L'analyse second principe, qu'elle soit entropique ou exergétique, est un outil très puissant pour optimiser les procédés. Il faut donc l'appliquer aussi aux systèmes solaires. Or ces systèmes diffèrent des systèmes académiques par deux aspects : la forme de l'énergie utilisée, la température de l'air ambiant. Établir un bilan second principe rigoureux d'un système énergétique solaire nécessite de savoir évaluer les flux d'entropie et d'exergie liés au rayonnement solaire tel que reçu à la surface de la Terre, c. à d. énergie *radiative*, éminemment *variable* -en intensité mais aussi en qualité- et avec une composante *directe plus* une composante *diffuse*. Ces trois caractères doivent être intégrés à l'analyse. D'autre part, si dans les manuels de thermodynamique la température d'une source de chaleur est toujours prise constante, dans la réalité la température de l'air extérieur, dénommée ci-dessous *température ambiante*, varie. Évidence météorologique, mais ce point est particulièrement sensible pour le principe même de l'analyse exergétique car l'exergie est intrinsèquement définie en référence à la température ambiante.

2. ETAT DE L'ART

2.1. *ENTROPIE ET EXERGIE DU RAYONNEMENT SOLAIRE*

(Planck, 1914) a montré il y a presqu'un siècle que pour l'énergie radiative, la relation entre flux de chaleur et flux d'entropie n'est pas la même que pour les modes de transport conductif et convectif (deux modes qui sont en fait le même). En effet, un corps noir à la température T, émet un flux (plus exactement une densité de flux, précision qui sera omise par la suite) d'énergie radiative $i = \sigma T^4$, et un flux d'entropie $j = (4/3)\sigma T^3$. Le facteur 4/3 vient de l'intégration sur tout le spectre de longueurs d'onde de ce qui pourrait s'appeler la *luminance d'entropie monochromatique*. Le soleil peut être considéré comme un corps noir à la température T_S = 5770 K.

Plus récemment, différents auteurs, (Gribik *et al.*, 1984; Landsberg *et al.*, 1977; Press, 1976; Wright *et al.*, 2001; Wright, 2007b) ont appliqué le principe du calcul de Planck au rayonnement émis par un corps gris d'émissivité ε. Le flux d'entropie émis s'écrit alors :

$$j = X(\varepsilon)\frac{4}{3}\frac{i}{T} \qquad [1]$$

où i est le flux émis ($\varepsilon\sigma T^4$) et X une fonction de l'émissivité ε telle que $X \geq 1$, l'égalité n'étant obtenue que pour les corps noirs. Cette équation s'applique évidemment au rayonnement incident lorsqu'il est atténué du facteur ε, par exemple par la traversée d'un milieu partiellement absorbant.

La définition de l'exergie liée à un rayonnement a donné lieu à quelque polémique. Certains auteurs considèrent le rayonnement contenu dans un volume, l'assimilant donc à de la matière (Badescu, 1991; Petela, 1964). Cette approche conduit à définir l'exergie radiative par $b = i - i_0 - T_0(j - j_0)$, où l'indice 0 se rapporte à l'état de référence (*dead state*). D'autres considèrent le rayonnement comme un flux traversant une surface, ce qui conduit à en définir l'exergie selon

$$b = i - T_0 j \qquad [2]$$

(Gribik *et al.*, 1984) ont fait remarquer que la différence effective est négligeable, la controverse est donc plutôt formelle. En revanche le choix de l'état de référence, celui où l'exergie s'annule n'est pas sans conséquence. Pratiquement tous les auteurs cités ci-dessus, qui s'intéressent exclusivement au rayonnement, fixent l'état de référence comme étant celui de l'énergie radiative du corps noir à la température ambiante T_0. Enfin, aucune publication n'intègre sur l'année des données du rayonnement solaire tel que mesuré effectivement.

2.2. VARIATIONS DE LA TEMPERATURE AMBIANTE

Sauf erreur de la part de l'auteur, tous les manuels de thermodynamique (Bejan, 1982; Borel, 2005) considèrent des sources de chaleur à température donnée et fixe, aucun n'envisage le cas de source à température fluctuante. Quelques travaux récents montrent (Strub *et al.*, 2005) que les fluctuations d'une source de température conduisent un problème aussi simple que la conduction mono-dimensionnelle vers des questions nouvelles. Or, sur Terre la température de l'air ambiant varie, c'est évident. Alternance jour-nuit, alternance des saisons. Justement c'est l'air ambiant qui est pris comme référence pour définir l'exergie. L'exergie doit-elle être toujours définie par rapport à l'air ambiant réel, variable donc ? La référence serait alors *glissante*. Ou bien l'exergie doit-elle être définie par rapport à une référence fixe ? Laquelle des ces deux options doit-elle être retenue ?

3. DEFINITION D'UN CADRE POUR L'EXERGIE DU RAYONNEMENT SOLAIRE

3.1. ENTROPIE DU RAYONNEMENT SOLAIRE A LA SURFACE DE LA TERRE

Il est supposé que la traversée de l'atmosphère ne modifie pratiquement pas le spectre de lumière issu du soleil et ne provoque pratiquement aucune polarisation. La diffraction qui résulte de cette traversée décompose le rayonnement solaire incident en une composante directe et une composante diffuse : $i_s = i_{dr} + i_{df}$. Ces deux composantes n'ont pas le même contenu entropique.

Pour le rayonnement direct i_{dr}, son flux normal doit être comparé à celui que donnerait un corps noir à T_s et vu sous le même angle solide ω_s que le soleil. Pour le rayonnement diffus i_{df}, il est comparé à celui que donnerait un corps noir à T_s et vu sur toute l'hémisphère. Ceci permet de définir les émissivités équivalentes, ε_{dr} et ε_{df} respectivement pour les rayonnements direct et diffus :

$$\varepsilon_{dr} = \frac{i_{dr} / \cos(\theta)}{\sigma T_s^4 \omega_s / \pi} \quad ; \qquad \varepsilon_{df} = \frac{i_{df}}{\sigma T_s^4} \qquad [3]$$

L'émissivité ε_{dr} est comprise entre 0,03 (soit un flux direct d'environ 50 $W.m^{-2}$) et 0,8. De son côté ε_{df} est comprise entre 10^{-6} et 10^{-5}. La fonction $X(\varepsilon)$, telle que définie par (Gribik *et al.*, 1984; Landsberg *et al.*, 1977; Öztürk *et al.*, 2007; Press, 1976; Wright *et al.*, 2001; Wright, 2007b; Wright, 2007a) a été recalculée avec soin sur ces deux gammes et approchée par les fonctions suivantes :

$$X_{dr}(\varepsilon) = 0.973 - 0.275 \, \mathrm{Ln}\varepsilon + 0.0273 \, \varepsilon \quad ; \qquad X_{df}(\varepsilon) = 0.9659 - 0.2776 \, \mathrm{Ln}\varepsilon \qquad [4]$$

Ces fonctions approchées X_{dr} et X_{df} ne s'écartent pas plus que de 5.10^{-4} de la fonction X exacte.

Le flux d'entropie *direct* j_{dr} (resp. *diffus* j_{df}) est calculé en appliquant l'équation [1] au flux i_{dr} avec la fonction X_{dr} (resp. i_{df} et X_{df}). L'entropie radiative étant additive sur les angles solides, l'entropie *solaire*, dite aussi *totale*, est : $j_s = j_{dr} + j_{df}$. Enfin l'application de l'équation [2] donne les flux d'exergie *direct* b_{dr}, *diffus* b_{df}, et *total* (*solaire*) : $b_s = b_{dr} + b_{df}$.

3.2. SURFACE DE REFERENCE

Les équations ci-dessus concernent les densités de flux. Quelle est la surface à prendre en compte pour 1) intégrer le flux solaire incident, 2) appliquer les équations ci-dessus ? À la réflexion, il apparaît que la surface de capteurs n'est pas la notion la plus générale car elle inclut implicitement un choix de capteurs (plans/concentration, position et inclinaison, …). En fait, seule la surface au sol (considéré ici comme horizontal) permet à une analyse exergétique d'aborder une question telle que « Soit un terrain de *N* hectares ; vaut-il mieux y installer une centrale solaire à tour ou bien un champ de cellules photovoltaïques ? ». Les données d'ensoleillement nécessaires à la présente analyse sont donc les rayonnements direct et diffus incidents sur le plan horizontal, avec un pas de temps suffisamment petit. C'est pour ce même plan qu'est calculée l'exergie incidente.

3.3. NATURE DE L'ENERGIE A « L'ETAT DE REFERENCE »

L'énergie radiative n'a pas le même contenu entropique que l'énergie conductive (cf. Section 2.1), il est donc important de préciser la nature de l'état de référence servant à définir l'exergie. Les études sur l'exergie solaire citées ci-dessus se réfèrent au rayonnement du corps noir à la température ambiante. Comme ce travail-ci s'intéresse aux procédés utilisant l'énergie solaire plus qu'au rayonnement en tant que tel, c'est donc l'air à température ambiante comme source d'échanges conductifs qui, comme dans toutes les études procédé, sera l'état de référence. Les échanges radiatifs apparaissent alors comme des flux, dont l'exergie est régie par l'équation [2]. En outre, il est nécessaire d'aborder la question des fluctuations de la température ambiante. Cette question est traitée en section 4.

3.4. *INTEGRATION DANS LE TEMPS*

Le flux solaire est essentiellement instable, tout procédé solaire est donc constamment en fonctionnement transitoire, plutôt en charge partielle qu'en fonctionnement nominal. Tout bâtiment aussi. De plus, chaque jour le procédé doit être remis en route. Les valeurs instantanées n'ont donc pas grand sens, et l'intégration en temps est nécessaire. C'est donc sur toute la journée (24 h) que les flux (énergie, exergie, etc.) doivent être intégrés. L'intégration du flux solaire total i_s donne l'insolation journalière I_s, et celle des flux d'exergie donne les valeurs journalières B_x, où $x = dr$, df, ou s. Enfin, chaque jour de l'année doit être pris en compte.

3.5. *TROIS EXERGIES : TOTALE, DIRECTE ET GLOBALE*

Les développements précédents permettent de définir les exergies journalières *totale* et *directe*, B_s et B_{dr}. En énergie solaire, il faut aussi considérer le rayonnement *global* (souvent mesuré seul d'ailleurs) c.à.d. le rayonnement total i_s mais pris comme s'il était entièrement diffus. Lui correspond donc une émissivité équivalente *globale* $\varepsilon_{gl} = i_s / (\sigma T_s{}^4)$ à laquelle on applique la fonction X_{df} ci-dessus pour obtenir une entropie *globale* et donc un flux d'exergie *globale*, qui après intégration donne l'exergie *globale* sur la journée B_{gl}.

3.6. *LE FACTEUR DE CARNOT*

Les résultats sont présentés en termes d'*équivalent Facteur de Carnot*, qui est le rapport d'une exergie (totale, directe ou globale) à l'énergie totale incidente pendant la même journée : $\eta_x = B_x / I_s$, où $x = s$, dr, ou gl. Cette présentation, très lisible, permet en outre de situer les résultats par rapport au transfert réversible ($B = I$).

4. LES FLUCTUATIONS DE LA TEMPERATURE AMBIANTE

Dans ce chapitre-ci, seules les énergies thermiques sont considérées ; en effet, le problème abordé ne dépend pas du champ de vitesse ou d'éventuelles concentrations. L'exergie est alors définie par :

$$b = (u - u_0) - T_0(s - s_0) \qquad [5]$$

où T_0 est la température ambiante, et u_0, s_0 sont les valeurs de u et s pour l'air ambiant.

Noter que u_0 et s_0 ne sont que des constantes additives arbitraires permettant d'affecter une valeur numérique à l'énergie interne et à l'entropie, et que c'est le choix (très judicieux, mais au fond arbitraire) de l'air ambiant comme état où énergie interne et entropie s'annulent qui fait que l'exergie de l'air ambiant s'annule. Par contre, c'est parce que la température T_0, qui dans l'équation [5] vient en facteur de l'entropie, est celle de l'air ambiant que l'exergie est : « le travail mécanique potentiellement fourni par des processus réversibles utilisant comme sources de chaleur le système considéré et *l'air ambiant* ». Or, en énergie solaire comme pour un bâtiment, la température ambiante varie forcément. Est-ce que dans l'équation [5] T_0 doit varier comme la température ambiante $T_a(t)$ ou au contraire rester constante ? La définition de l'exergie solaire dépend évidemment de la réponse à cette question. Deux aspects sont abordés ici : 1) le statut de fonction d'état ; 2) le bilan d'un cycle et la fonction à minimiser afin d'optimiser un procédé.

4.1. *LE STATUT DE FONCTION D'ETAT*

Il y a donc deux fonctions b_1 et b_2 candidates pour être appelées *exergie* :

$$b_1 = (u - u_0) - T_a(t).(s - s_0) \qquad [6]$$

$$b_2 = (u - u_0) - T_0.(s - s_0) \qquad [7]$$

De toute évidence la fonction b_2 ne dépend que de l'état du système, via u et s. C'est une fonction d'état, elle en possède toutes les qualités. En particulier sa variation quand le système considéré passe d'un état initial à un état final ne dépend que de ces deux états et pas du chemin suivi. La relation $\mathrm{d}b_2 = \mathrm{d}u - T_0\mathrm{d}s$ est donc toujours vraie, et ce pour n'importe quelle transformation.

De son côté, pendant la même transformation la variation de la fonction b_1 dépend de la variation de l'état du système ET de la variation de la température ambiante T_a. En effet, on a : $\mathrm{d}b_1 = \mathrm{d}u - T_a(t).\mathrm{d}s - \mathrm{d}T_a.(s - s_0)$. Or, si -[$\mathrm{d}u - T_a(t).\mathrm{d}s$] est bien la quantité élémentaire de travail que produirait un cycle de Carnot fonctionnant entre le système subissant la variation d'état {du, ds} et une source dont la température serait fixée à la température $T_a(t)$, la présence du terme en $\mathrm{d}T_a.(s - s_0)$ dans l'expression de db_1 fait que la variation de b_1 finalement **n'est pas** le travail total produit par les cycles de Carnot fonctionnant entre le système et l'air ambiant. L'article (Pons M., 2008) donne l'exemple d'un kilogramme d'eau liquide refroidi de 100°C à 20°C pendant que la température ambiante varie de 40 à 20°C ; les valeurs numériques calculées confirment le raisonnement ci-dessus. La fonction b_1 s'annule bien pour l'air ambiant mais, malgré son apparence, elle n'a aucune relation avec un travail potentiellement fourni par des cycles réversibles. La fonction b_2, elle, possède bien cette propriété, à cette nuance près que la source « ambiante » avec laquelle fonctionnent les processus réversibles n'est pas l'air ambiant *réel*, mais l'air à un *état de référence*, fixe, connu et donc choisi arbitrairement.

Il faut encore noter que $\mathrm{d}T_a.(s - s_0)$, produit de l'entropie du système par la variation de la température de ce qui entoure ce système, n'est pas une grandeur référencée en thermodynamique.

4.2. LE BILAN D'UN CYCLE

Illustrons le raisonnement avec un climatiseur à compression extrayant la chaleur d'un volume climatisé et la rejetant vers l'air ambiant extérieur. Supposons que la variation de la température extérieure est périodique (cycle de 24 heures) et que le régime périodique est établi, c. à. d. que l'ensemble [bâtiment+climatiseur] a un comportement périodique sur le cycle. La charge frigorifique $q_c(t)$ fournie par le climatiseur pour maintenir le bâtiment à la température consigne T_c est variable mais connue car déterminée par les besoins du bâtiment et ses caractéristiques. De toute évidence, la puissance électrique appelée par le climatiseur $w(t)$ varie dans le temps, et le climatiseur n'est pas en régime stationnaire : l'énergie totale E qu'il contient et son entropie S varient aussi dans le temps. Les bilans instantanés d'énergie et d'entropie sont donc respectivement :

$$q_c(t) + q_a(t) + w(t) = \dot{E} \qquad [8]$$

$$\frac{q_c(t)}{T_c} + \frac{q_a(t)}{T_a(t)} + \pi_S(t) = \dot{S} \qquad [9]$$

Ces deux équations, incontestables, peuvent être traitées de deux façons.

Lorsque c'est la température ambiante réelle qui est prise comme référence (l'exergie est définie par la fonction b_1, équation [6]), l'équation [9] est alors multipliée par $T_a(t)$. La soustraction à l'équation [8] permet d'éliminer $q_a(t)$ et donne :

$$q_c(t).\left(1-T_a(t)/T_c\right)+w(t)-T_a(t).\pi_S(t)=\dot{E}-T_a(t).\dot{S} \qquad [10]$$

C'est évidemment l'intégrale sur le cycle qu'il faut considérer (noter que $\oint \dot{E}\mathrm{d}t=0$), soit :

$$-\oint q_c(t).\left(1-T_a(t)/T_c\right)\mathrm{d}t=\oint w(t)\mathrm{d}t-\oint T_a(t).\pi_S(t)\mathrm{d}t+\oint T_a(t).\dot{S}\mathrm{d}t \qquad [11]$$

Le membre de gauche de l'équation [11] serait alors l'exergie transférée par le climatiseur au bâtiment. Dans le membre de droite, on trouve bien 1) le travail –et donc l'exergie- total(e) consommé(e) par le climatiseur, 2) un terme qui serait une perte d'exergie intégrée, et 3) un terme qui est non-nul (c'est $\oint \dot{S}\mathrm{d}t$ qui est nulle) mais *de signe indéterminé* car dépendant des évolutions simultanées de $T_a(t)$ et de S. Pour optimiser le climatiseur, c.à.d. minimiser $\oint w(t)\mathrm{d}t$ à fonctions q_c et T_a données, c'est la différence [$\oint T_a(t)\pi_S(t)\mathrm{d}t-\oint T_a(t)\dot{S}\mathrm{d}t$] qu'il faut minimiser. Cette quantité diffère de ce qui serait *a priori* posé comme la perte d'exergie [$\oint T_a(t)\pi_S(t)\mathrm{d}t$], sans que la différence [$\oint T_a(t)\dot{S}\mathrm{d}t$] puisse recevoir la moindre interprétation puisque ce n'est pas une grandeur référencée en thermodynamique.

Par contre, lorsque c'est la température fixe T_0 qui est prise comme référence (l'exergie est la fonction b_2, équation [7]), l'équation [9] est alors multipliée par T_0 et la soustraction à l'équation [8] ne fait plus disparaître $q_a(t)$; elle donne :

$$q_c(t)\left(1-\frac{T_0}{T_c}\right)+q_a(t)\left(1-\frac{T_0}{T_a(t)}\right)+w(t)-T_0\pi_S(t)=\dot{E}-T_0\dot{S} \qquad [12]$$

Maintenant l'intégrale sur le cycle donne (les intégrales de $\dot{E}$ et $\dot{S}$ s'annulent) :

$$\left(1-\frac{T_0}{T_c}\right)\oint\left(-q_c(t)\right)\mathrm{d}t=\oint w(t)\mathrm{d}t-T_0\oint \pi_S(t)\mathrm{d}t-\oint\left(-q_a(t)\right)\left(1-\frac{T_0}{T_a(t)}\right)\mathrm{d}t \qquad [13]$$

Le membre de gauche de l'équation [13] est l'exergie que le climatiseur doit transférer au bâtiment. Dans le membre de droite, on trouve bien 1) le travail (l'exergie) total(e) consommé(e) par le climatiseur, 2) la perte d'exergie intégrée sur le cycle, en parfaite cohérence avec le théorème de Gouy-Stodola, et 3) un troisième terme, inhabituel lui aussi, mais dont le signe peut être déterminé et qui peut, lui, prendre un sens thermodynamique.

Il suffit pour cela de poser $T_0 = \mathrm{Min}[T_a(t)]$. On a alors $-q_a(t)\left(1-T_0/T_a(t)\right)\geq 0$. Ce troisième terme, qui pourrait alors être défini comme *l'exergie reçue par l'air ambiant*, apparaît comme de l'exergie perdue puisqu'elle ne « travaille » pas entre $T_a(t)$ et T_0. Comment pourrait-elle travailler ? Par exemple si un stockage de chaleur était installé entre le climatiseur et l'air ambiant, question qui ne se pose pas lorsque la température des sources reste constante. Idéalement, un tel stockage serait maintenu à T_0 puisqu'il y a un moment où l'air ambiant est à T_0. Idéalement, le climatiseur échangerait avec ce stock plutôt qu'avec l'air ambiant, augmentant ainsi son rendement du fait de la différence de température entre T_0 et $T_a(t)$. Le fait de rejeter de la chaleur à une température supérieure à T_0 apparaît bien alors comme une perte d'exergie. Il est donc légitime d'agréger cette perte d'exergie aux autres $\{T_0\pi_S\}$. L'équation [13] conduit directement, non seulement au rendement de l'installation Q_c/W, mais aussi à l'optimisation par minimisation des irréversibilités. De plus, prendre en compte la possibilité d'un stockage permet de définir un rendement de Carnot : $T_c/(T_0 - T_c)$. Au vu de toutes ces relations, c'est par la fonction b_2 que l'exergie (en particulier solaire) est définie.

5. Exergie du rayonnement solaire

L'évaluation des exergies liées au rayonnement solaire est appliquée à des données mesurées par le Laboratoire de Physique du Bâtiment et des Systèmes (LPBS) à St-Pierre de la Réunion. Flux global et diffus, avec un pas de temps de 10 mn. Les résultats sont montrés sur la Figure 1. Pour le flux total, le facteur de Carnot varie entre 0,7 et 0,9. Pour le flux global, le facteur de Carnot reste très proche de 0,71±0,01. La différence entre exergies totale et globale peut être interprétée comme suit : les capteurs plans utilisent la globalité du rayonnement incident, cependant sans tirer avantage de l'aspect directionnel du flux direct. Ceci est une perte d'exergie, présente dans tout capteur plan et donc strictement due au système *capteur-plan* lui-même. Cette irréversibilité est donc systémique. Pour le flux direct, le facteur de Carnot varie entre 0 (jours complètement couverts) et 0,85 (ciels très dégagés). Ici, la différence entre exergies totale et directe est la perte minimale des capteurs à forte concentration, qui eux n'utilisent pas le rayonnement diffus. Il s'agit donc encore d'une irréversibilité systémique. Il est aussi intéressant de voir qu'à St-Pierre de la Réunion, l'exergie globale journalière est en moyenne supérieure à l'exergie directe (14,2 MJ.m^{-2} contre 12,3) signifiant que plus d'exergie est *a priori* disponible pour les capteurs plans que pour les capteurs à forte concentration. Enfin, le graphe (Facteur de Carnot *vs* ensoleillement journalier) semble donner une signature du climat p. ex. par l'accumulation de points dans certaines régions.

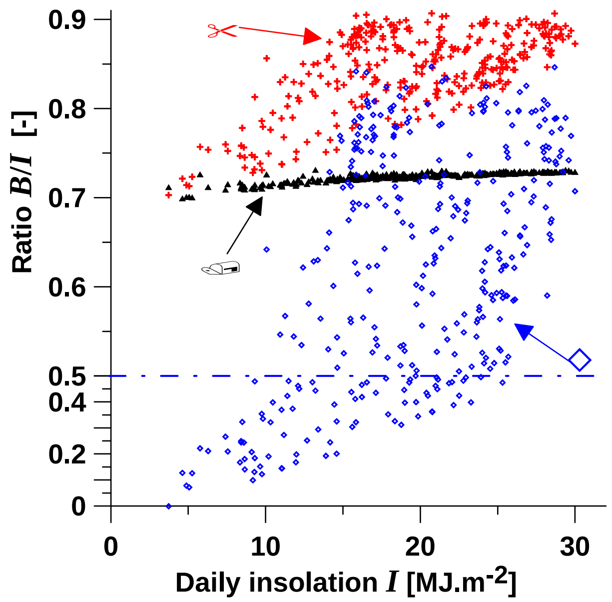

Figure 1 : Facteurs de Carnot total (+), direct (◇) et global (▲) pour les données météo de l'année à St-Pierre de la Réunion.

6. Conclusion

Pour s'appliquer à l'énergie solaire ou au bâtiment, c.à.d. lorsque la température ambiante fluctue, l'exergie doit être définie en prenant pour référence un air dont les caractéristiques sont fixées. L'exergie de l'air ambiant n'est donc pas nulle. En tenant compte de son caractère radiatif, l'exergie du rayonnement solaire peut être évaluée dans un cadre global, qui fait alors apparaître les pertes d'exergie minimales dues à la globalisation du rayonnement (capteurs plans) ou à sa concentration.

Remerciements : Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet ORASOL, financé par l'ANR-PREBAT et coordonné par F. Lucas (LPBS, St-Pierre de la Réunion). Un grand merci à M. David (LPBS) pour avoir fourni les données solaires.

7. NOMENCLATURE

b Densité de flux d'exergie [$W.m^{-2}$]

E Énergie totale [J]

i Densité de flux radiatif [$W.m^{-2}$]

j Densité de flux d'entropie [$W.m^{-2}.K^{-1}$]

q Flux de chaleur [W]

s Entropie [$J.K^{-1}.kg^{-1}$]

S Entropie totale [$J.K^{-1}$]

T Température [K]

u Énergie interne [$J.kg^{-1}$]

w Puissance mécanique [W]

X Facteur d'amplification de l'entropie radiative à cause de l'atténuation [-]

B, *I*, and *J* sont respectivement les mêmes grandeurs que *b*, *i* et *j*, mais après intégration sur le temps [$J.m^{-2}$ et $J.m^{-2}.K^{-1}$]

ε Facteur d'émissivité [-]

π_S Taux de production d'entropie [$W.K^{-1}$]

θ Angle d'incidence du rayonnement solaire direct [rad]

σ constante de Boltzmann [$W.m^{-2}.K^{-4}$]

ω_S Angle solide du Soleil [$6,79\times10^{-5}$ st]

Indices

0 État de référence

a Air ambiant

c Consigne

dr Direct

df Diffus

gl Global

s Soleil, solaire

8. BIBLIOGRAPHIE

Badescu V., (1991) Maximum conversion efficiency for the utilization of multiply scattered solar radiation, *J. Physics D Applied Physics*, vol. 24, n° 10, p. 1882-1885.

Bejan A., (1982) *Entropy generation through heat and fluid flow*, New-York, John Wiley & Sons.

Borel L., (2005) *Thermodynamique et énergétique*, Presses polytechniques et universitaires romandes.

Gribik J. A. and Osterle J. F., (1984) The second law efficiency of solar energy conversion, *Trans. ASME J. Solar Energy Engineering*, vol. 106, n° 1, p. 16-21.

Landsberg P. T. and Tonge G., (1977) Thermodynamics of the conversion of diluted radiation, *J. Physics A Mathematical and General*, vol. 12, n° 4, p. 551-562.

Öztürk M., Bezir N. C., and Özek N., (2007) Optical, energetic and exergetic analyses of parabolic trough collectors, *Chinese Physics Letters*, vol. 24, n° 7, p. 1787-1790 .

Petela R., (1964) Exergy of heat radiation, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, vol. 86, p. 187-192.

Planck M., (1914) *The theory of heat radiation*, New York, Dover Publications.

Pons M., (2008) Bases for second law analyses of solar-powered systems, Part 2: the external temperature, *Proc. 21st Int. Conf. ECOS*, 24-27 June 2008, Cracow, Poland, Vol. 1, p. 147-154.

Press W. H., (1976) Theoretical maximum for energy from direct and diffuse sunlight, *Nature*, vol. 264, n° 5588, p. 734-735.

Strub F., Castaing L. J., Strub M., Pons M., and Monchoux F., (2005) Second law analysis of periodic heat conduction through a wall, *Int. J. Thermal Sci.*, vol. 44, n° 12, p. 1154-1160.

Wright S. E., (2007a) Comparative analysis of the entropy of radiative heat transfer and heat conduction, *Int. J. Thermodynamics*, vol. 10, n° 1, p. 27-35.

Wright S. E., (2007b) The Clausius inequality corrected for heat transfer involving radiation, *Int. J. Engineering Science*, vol. 45, n° 12, p. 1007-1016.

Wright S. E., Scott D. S., Haddow J. B., and Rosen M. A., (2001) On the entropy of radiative heat transfer in engineering thermodynamics, *Int. J. Engineering Science*, vol. 39, n° 15, p. 1691-1706.