

## Simulation informatique de la diffusion par des particules dans l'atmosphère. Analyse de données photométriques prise sur Mars par IMP/Pathfinder

### Définitions photométrie et introduction

Dans cette première partie, nous allons nous intéresser à la façon dont les particules diffusent de la lumière. Nous allons pour cela commencer par clarifier quelques notions de photométrie, puis utiliser un modèle de diffusion de lumière par des sphères relativement courant (théorie de Mie).

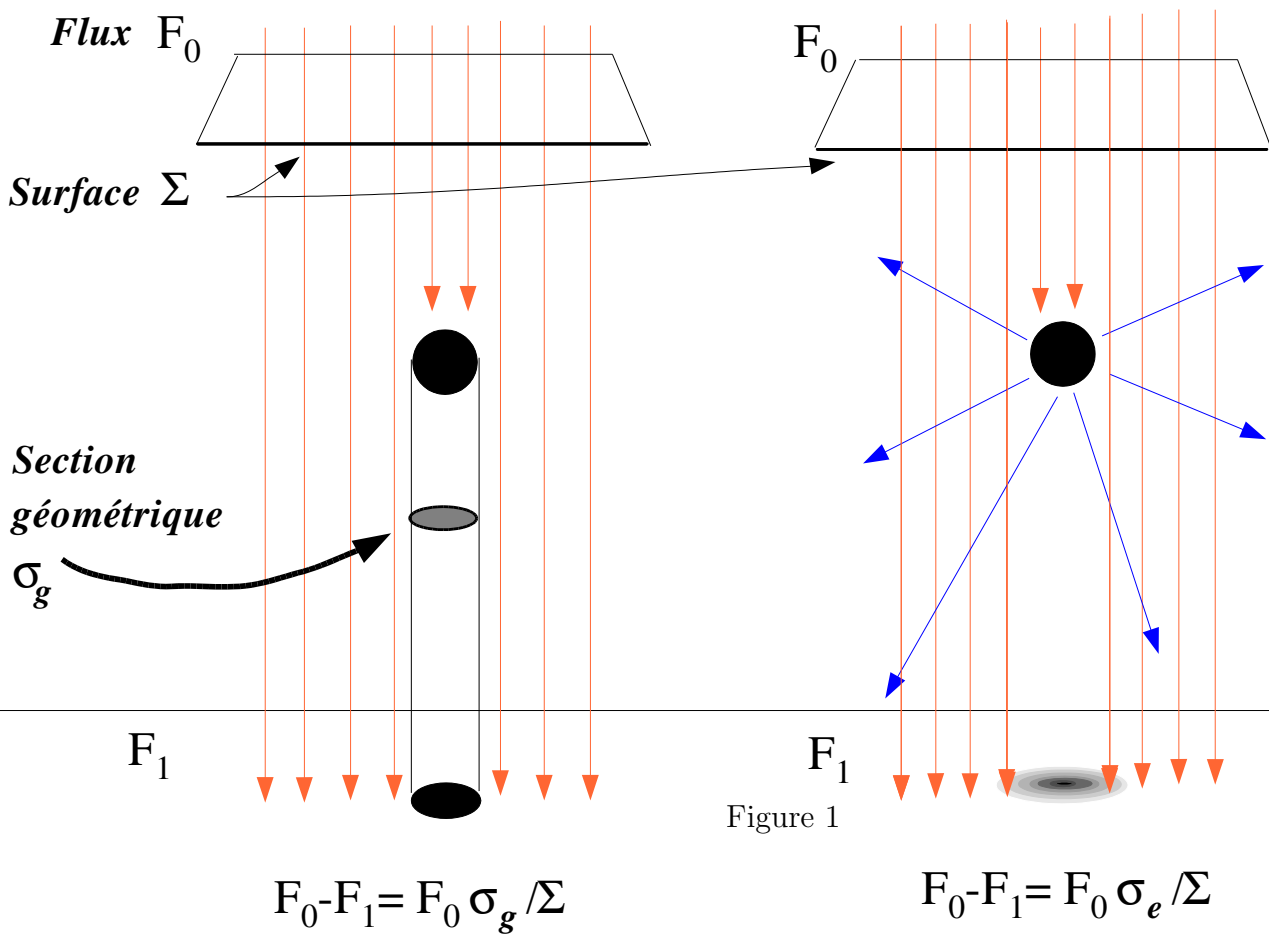
#### Définitions: sections efficaces

Une particule peut interagir avec un rayonnement électromagnétique soit en absorbant une partie de la lumière incidente, soit en diffusant la lumière - c'est à dire qu'elle change de direction en étant diffractée, réfractée ou réfléchi par la particule.

La lumière incidente, considérée comme une onde plane non polarisée, est caractérisée par sa longueur d'onde  $\lambda$  (m) et par son intensité (ici le flux d'énergie incident par  $m^2$ )  $F$  ( $W/m^2$ ).

On peut imaginer une seule particule dans un flux de lumière donné par  $F_0$  en  $W/m^2$ . Cette particule fait obstacle au rayonnement. Si l'on se place loin derrière la particule, et que l'on fait la mesure du flux  $F_1$  de la lumière, il manquera une partie de l'énergie (Fig. 1). Cette partie manquante est celle qui aura été soit déviée (diffusée) soit absorbée par la particule. En toute première approximation, on pourrait dire que la particule est un obstacle de surface égale à sa section apparente  $\sigma_{geo} = \pi R^2$ . Dans ce cas, il manquerait dans la mesure de la lumière ( $F_1$ ) après la particule, l'énergie incidente sur la surface  $\sigma_{geo}$  (Fig. 1).

C'est oublier la nature ondulatoire de la lumière, surtout pour des tailles de particules comparables à la longueur d'onde de la lumière. Que ce soit pour l'absorption ou la diffusion, des phénomènes comme les interférences, la diffraction jouent un grand rôle. On définit en réalité des sections sur lesquelles la lumière est diffusée et absorbée. Ces sections ne correspondent en général pas du tout à la section géométrique  $\sigma_{geo}$ . On peut calculer exactement (modèle de Mie) quelle est la section "efficace" de diffusion ( $\sigma_{diff}$ ) et d'absorption ( $\sigma_{abs}$ ) pour des particules sphériques. Ces surfaces peuvent être très inférieures à la section géométrique de la particule ou, au contraire, 5 ou 10 fois supérieures à  $\sigma_{geo}$ . On définit enfin l'extinction comme la somme de la diffusion et de l'absorption;  $\sigma_{ext} = \sigma_{diff} + \sigma_{abs}$ . Cela permet de compter toute la lumière qui disparaît d'un rayon dans une direction donnée soit par absorption, soit par diffusion. D'après la Fig. 1, on peut considérer que la section efficace d'extinction  $\sigma_{ext}$  est la surface équivalente qu'il faudrait pour arrêter la quantité de lumière qui disparaît du bilan  $F_0 - F_1$ . Enfin, on définit la quantité  $\omega = \sigma_{diff}/\sigma_{ext}$ . Il s'agit de l'albédo de simple diffusion. Cela indique quelle proportion de la lumière est diffusée lors de l'extinction. Si  $\omega = 1$ , il n'y a que de la diffusion, si  $\omega = 0$ , il n'y a que de l'absorption. Bien sûr, on voit alors qu'il suffit d'avoir deux des trois sections efficaces pour avoir toutes les informations nécessaires, ou alors une section efficace et  $\omega$ .



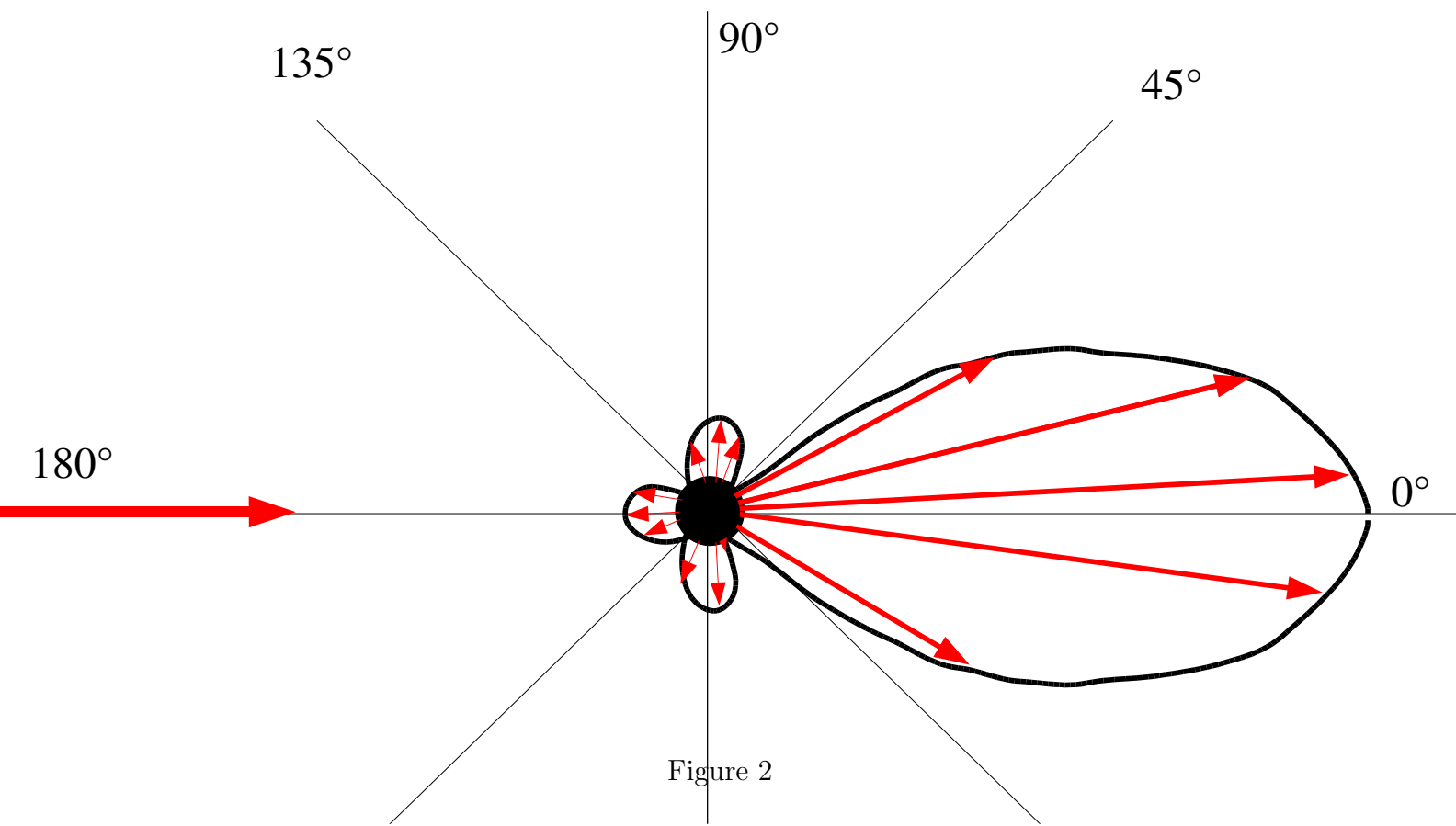


Figure 2

Fonction de phase  $P(\Theta)$

**Fonctions de phase** La lumière, lorsqu'elle est absorbée disparaît purement et simplement, et donc la section efficace suffit pour caractériser l'absorption. En revanche, pour la diffusion, en plus de la section efficace, il faut aussi savoir dans quelle direction la lumière est diffusée. Pour cela, on définit une fonction qui dépend de deux angles ( $\theta$  et  $\phi$ ) qui donne la densité de probabilité de diffusion dans une direction donnée; la fonction de diffusion ou fonction de phase (Fig. 2).

Ici,  $\theta$  indique l'angle de déviation de la lumière par rapport au rayonnement incident et  $\phi$  indique l'azimut. La fonction de phase  $P(\theta, \phi)$  est donc donnée en stéradian<sup>-1</sup> (noté  $sr^{-1}$ ), et donne la probabilité de diffusion dans la direction  $(\theta, \phi)$  par unité d'angle solide. On a donc par définition:

$$\int_0^{4\pi} P(\theta, \phi) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta P(\theta, \phi) = 4\pi \quad (1)$$

$P(\theta, \phi)/4\pi$  représente la densité de probabilité de diffusion (en  $sr^{-1}$ ), normalisée à 1. Enfin, lorsque l'on a des particules avec une symétrie sphérique, ou un ensemble de particules non sphériques, mais orientées de façon isotrope, la fonction de phase ne dépend plus de  $\phi$ . Dans ce cas,  $P(\theta, \phi) = P(\theta)$  et la normalisation devient:

$$\int_0^\pi d\theta \sin \theta P(\theta, \phi) = 2 \quad (2)$$

Ainsi, une particule de rayon donné  $R$ , éclairé par un flux de lumière  $F$  (donné en  $W/m^2$ ) rayonne la lumière - donnée en intensité ( $W/sr$ ) - suivant la loi:

$$I(\theta, \phi) = F \sigma_{diff} P(\theta, \phi) / 4\pi \quad (3)$$

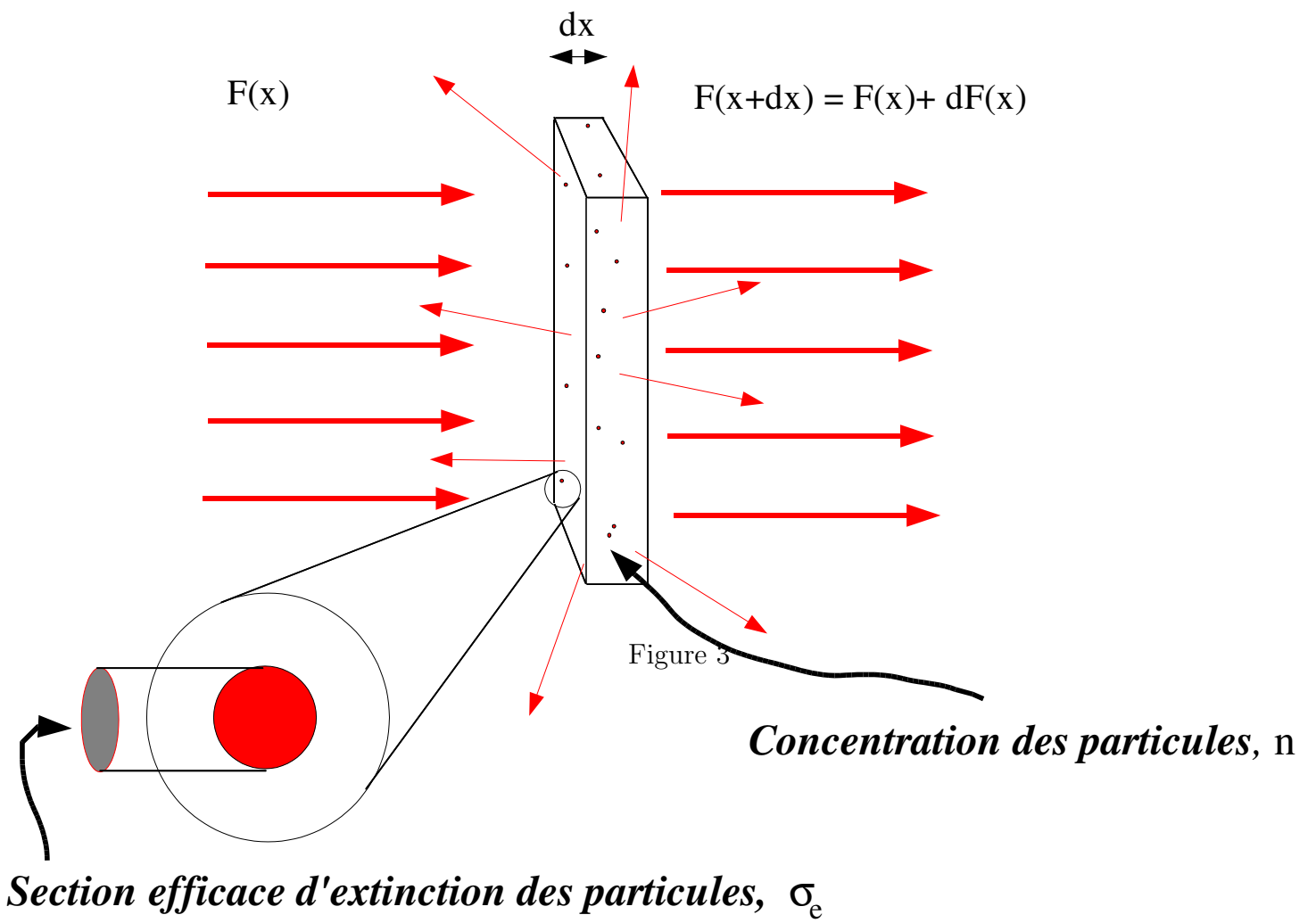
### Coefficient d'extinction, opacité et épaisseur optique

Dans la nature, ce qui nous intéresse en général n'est pas la diffusion par une seule particule, mais par un ensemble de particules. Un exercice classique est de calculer la loi de diminution d'un flux de lumière à la traversée d'un nuage de particule, caractérisé par le nombre  $n$  de particule par  $m^3$  et la section efficace d'extinction  $\sigma_{ext}$  (Fig. 3). Pour une tranche d'épaisseur  $dx$  et de section  $S$ , on trouve un nombre de particule  $dN = S \times dx \times n$ . Ces particules obstruent le passage de la lumière et donc une section efficace totale donnée par  $\Sigma = \sigma_{ext} dN$ . Donc le flux de lumière  $F$  qui traverse cette couche d'épaisseur  $dx$  va perdre une quantité d'énergie  $dF = -F \times \Sigma/S$  (la perte de lumière est proportionnelle au rapport de la surface obstruée par les particules sur la surface totale.)

Ainsi, on trouve  $dF = -F \sigma_{ext} n dx$ . En intégrant, par exemple entre  $x = 0$  et  $x = L$ , on arrive à la loi de Beer-Lambert  $F(L) = F(0) \exp(-\gamma L)$ .  $\gamma = \sigma_{ext} n$  est le coefficient d'extinction donné en  $m^{-1}$ , et la quantité  $\gamma L = \tau$  est l'épaisseur optique de la couche de poussière d'épaisseur "physique"  $L$ . Ici le terme d'épaisseur optique est assez mal choisi, puisque  $\tau$  n'a pas de dimension. On utilise encore le terme d'opacité pour  $\tau$ .

Le terme  $\gamma = \sigma_{ext} n$  peut être scindé en deux termes :  $\gamma = (\sigma_{diff} + \sigma_{abs}) n = \alpha + \beta$ , où  $\alpha$  est le coefficient de diffusion et  $\beta$  le coefficient d'absorption, tous deux également en  $m^{-1}$ .

On voit ici que du point de vue du parcours de la lumière dans l'atmosphère, la section efficace d'extinction et le nombre de particules peuvent être remplacés par une épaisseur optique  $\tau$ . Seul le produit  $\sigma_{ext} n$  entre en compte dans l'atténuation de la lumière par un nuage de poussière. Pour connaître l'influence de la diffusion par rapport à l'absorption, le paramètre  $\omega$  (albédo de simple diffusion) nous suffira. En revanche, toute la fonction de phase est nécessaire pour connaître complètement la diffusion par ce nuage.



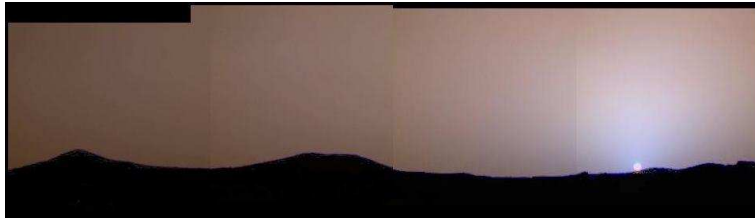


Figure 4

### Comportement des coefficients et de la fonction de phase avec la taille des particules

La fonction de phase change avec le rayon des particules,  $r$ , pour une longueur d'onde,  $\lambda$ , fixée. Lorsqu'en plus, on parle d'une distribution de particules de tailles différentes (par exemple, des rayons distribués avec une statistique gaussienne) la largeur de la distribution affecte aussi la fonction de phase. Cependant, on peut retenir que si les particules sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde ( $2\pi r/\lambda \ll 1$ ), la fonction de phase est constante et égale à  $P(\theta) = 0.75 \times (1 + \cos^2\theta)$  (diffusion de Rayleigh). Ensuite, quand  $2\pi r/\lambda > 1$ , plus les particules sont grosses et plus la fonction de phase augmente pour la diffusion vers l'avant ( $\theta < 90^\circ$ ). Pour les très grosses particules, la fonction de phase reste de nouveau constante, mais cette fois ci,  $P(\theta)$  est une fonction extrêmement complexe, et correspond à la diffusion par un objet dans l'approximation de l'optique géométrique. Donc, pour comprendre le travail, il faut réaliser que la mesure de la lumière diffusée par le ciel autour du soleil contient de l'information sur la forme de la fonction de phase des poussières (et donc sur leur taille) ainsi que sur la quantité totale de poussière. Pour simplifier, on peut dire que la dépendance de l'intensité mesurée en fonction de l'angle au soleil décrit la fonction de phase et que la valeur absolue de l'intensité de lumière diffusée indique - une fois connue la taille des poussières - la quantité total de poussière. En réalité le nombre de poussières affecte aussi la dépendance angulaire de l'intensité mesurée dans le ciel, il faut un modèle de diffusion pour calculer puis définir la meilleure solution.

### Travail de stage

Dans cette partie, nous allons utiliser des observations photométriques réelles faites dans un environnement de type désertique (ici, il s'agit de la planète Mars). L'atmosphère est très poussiéreuse et le rayonnement solaire est largement diffusé (Fig. 4). L'idée est de se servir d'une mesure d'intensité de lumière autour du soleil pour déduire la taille moyenne des poussières suspendues dans l'atmosphère.

Nous utilisons pour cela un modèle de Monte-Carlo pour modéliser la diffusion de la lumière dans l'atmosphère (le transfert radiatif), et nous comparerons ces résultats à l'observation. Nous utiliserons le modèle de Monte-Carlo `ctestpc.c` qui est lancé par le programme `lancetest.c`. Les résultats sont lus et "analysés" par le programme `chi2test.c` qui donne pour chaque chaque simulation la qualité de l'accord entre simulation et observation par valeur du  $\chi^2$ . Vous pouvez tracer la carte de  $\chi^2$  avec `chi2.gnu`. Dans la pratique, le figure qui en résulte est peu lisible. En revanche, le fichier `chi2map` généré par `chi2test.c` donne la valeur de  $\chi^2$  pour chaque couple ( $r_{eff}$ ,  $\tau$ ), et `isf.gnu` permet de tracer simultanément l'intensité modélisée et l'intensité mesurée (lue dans `mark670Ngnu`.)

Dans ce stage, nous allons utiliser des mesures de brillance du ciel faites depuis le sol. Il s'agit ici de l'intensité lumineuse (en  $W/m^2/\mu m/sr$ ) diffusée par une couche de poussière mesurée autour du soleil. Cette courbe de lumière contient des informations sur la taille des poussières, et sur la quantité total de poussière dans l'atmosphère. Mais pour accéder à cette information, il faut être capable de modéliser l'intensité de lumière reçue (La Fig. 5 montre l'intensité mesurée autour du soleil en fonction de l'angle de diffusion) et la comparer aux observations.

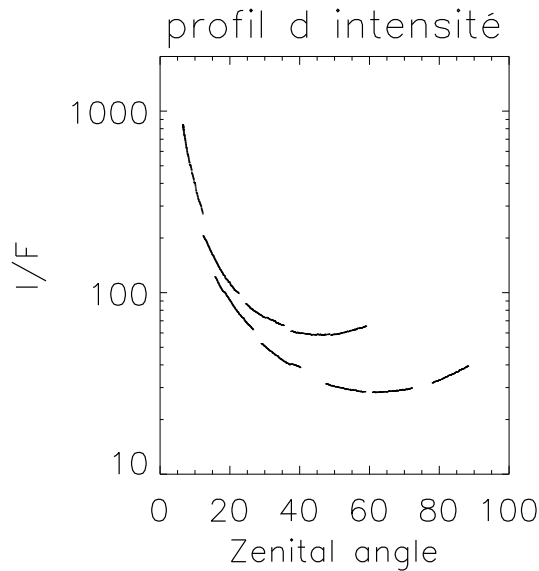


Figure 5

### Le principe

On a besoin pour cela de deux types de modèle. Un modèle de calcul de propriétés optiques des poussières ; les sections efficaces, l'albédo de simple diffusion et la fonction de phase. Le deuxième modèle que nous utiliserons ici est un modèle de transfert radiatif. Une fois que l'on sait comment la lumière interagit avec une particule (absorption et diffusion) il faut également savoir comment cette lumière traverse une couche constituée de nombreuses poussières. La lumière arrive du soleil et au cours de la traversée, peut être absorbée, ou diffusée une ou plusieurs fois par des poussières ou par la surface. Au bout du compte, les photons seront - après une ou plusieurs réflexions - soit absorbés soit réfléchis vers l'espace. Les modèles de transfert radiatif font donc le calcul du champ d'intensité lumineuse  $I(\theta, \phi, r)$  dans toute l'atmosphère. Le modèle utilisé ici est un modèle de Monte-Carlo en plan parallèle. Le "plan parallèle" signifie que l'on considère l'atmosphère décrite par des couches planes et infinies. On néglige donc la sphéricité de la planète, ce qui est généralement très acceptable sauf lorsque l'on considère des directions proches (par exemple, à moins de  $15^\circ$ ) de l'horizon (Fig. 6). L'approche "Monte-Carlo" consiste à modéliser le parcours de la lumière en envoyant un grand nombre de photons (typiquement plusieurs millions) sur l'atmosphère, dans une direction donnée. Pour chacun de ces photons, on tire au hasard - selon les lois d'extinction et de diffusion - son histoire:

- la longueur de son parcours, régie par la loi  $I(s) = I_0 \exp(-\gamma s)$  - où  $s$  est le parcours effectué et  $\gamma$  est le coefficient d'extinction. La probabilité de parcourir une distance  $s$  est donnée par  $\mathcal{P}(s) = \int_0^s I(s) ds / \int_0^\infty I(s) ds$ .
- sa diffusion ou son absorption. La probabilité de diffusion est donnée par l'albédo de simple diffusion
- si le photon est diffusé, la direction de diffusion est tiré au hasard en tenant compte de la fonction de phase:  $\mathcal{P}(\theta) = \int_0^\theta P(\theta) \sin \theta d\theta / \int_0^\pi P(\theta) \sin \theta d\theta$ .
- si le photon rencontre la surface, il est réfléchi avec une probabilité égale à la réflectivité de la surface.
- si le photon sort de l'atmosphère il est perdu.

Le résultat qui nous intéresse est le nombre de photons reçu au niveau du sol dans chaque direction. Avec un grand nombre de photons, on peut reconstruire le champ de lumière vu depuis le sol, puis le comparer à l'observation. Le résultat du modèle est directement transformé en  $W/m^2/\mu m/sr$  et est donc directement comparable à l'observation.

*Plan parallèle*



*Symétrie sphérique*

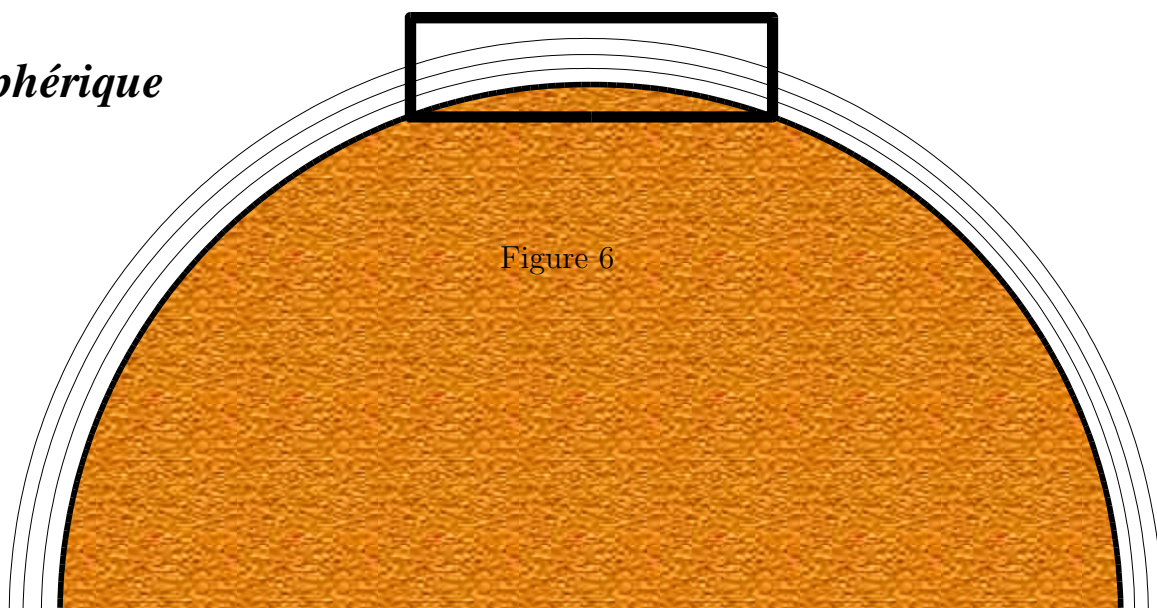
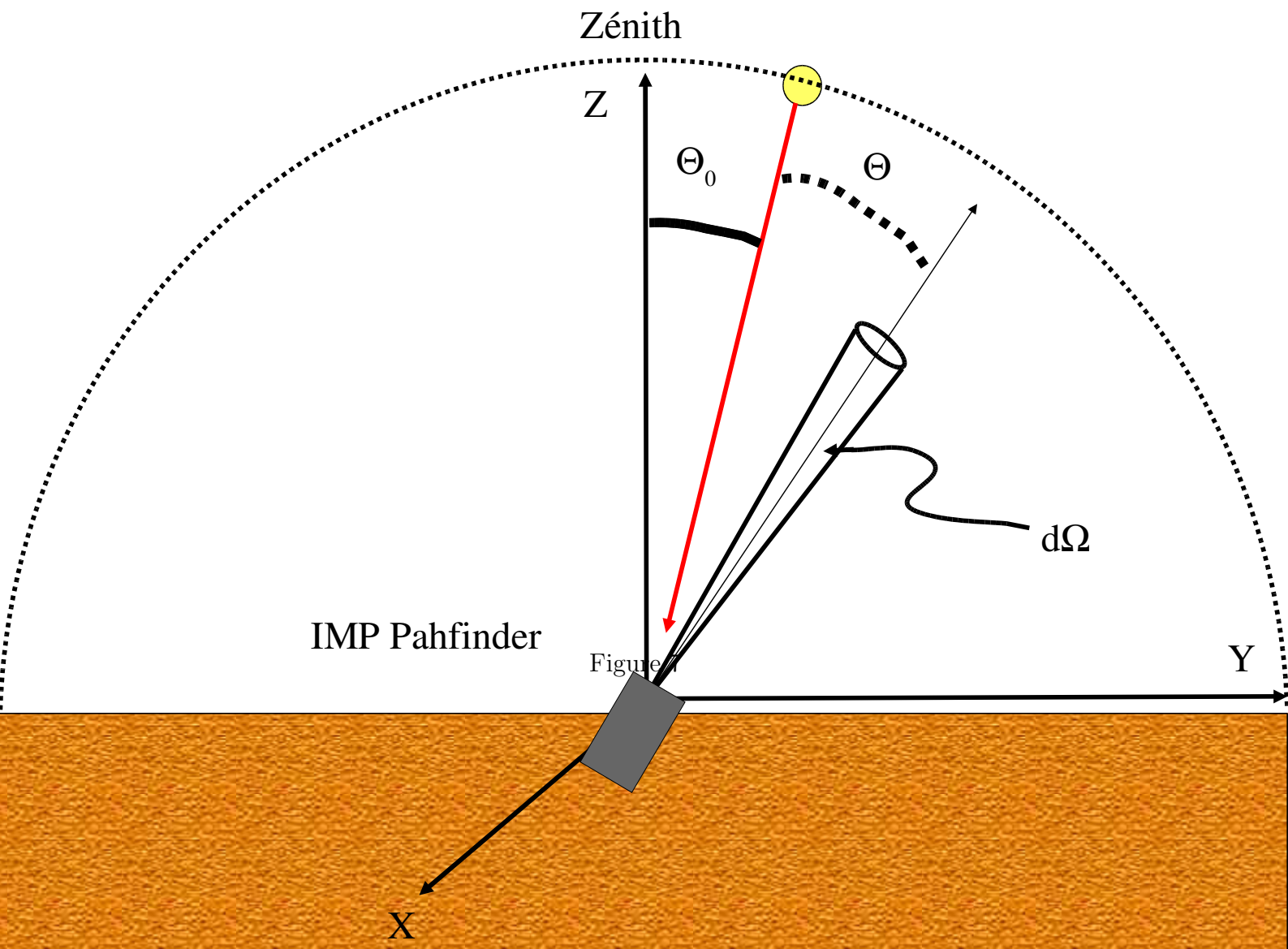


Figure 6





## L'observation

Les images proviennent d'une caméra (IMP, IMager for Pathfinder) embarquée sur Mars Pathfinder et arrivée sur Mars en 1997. Il s'agit d'une caméra CCD avec 5 filtres. Nous utiliserons les données traitées (converties en unité physique  $W/m^2/\mu m/sr$ ). Il s'agit de  $2 \times 987$  valeurs du champ d'intensité à  $\lambda = 670nm$  données en fonction de l'angle observé par rapport à la direction du soleil (Fig. 7). Les mesures ont été réalisées alors que le soleil était pratiquement au zénith (angle zénital  $\Theta_0 = 16.87^\circ$ ). Les données consistent en un profil d'intensité pris sur une ligne passant par le soleil, par le zénith, et joignant deux points opposés de l'horizon (Fig. 7). Les données commencent à  $6^\circ$  de part et d'autre du soleil - car le soleil est masqué - et vont pratiquement jusqu'à l'horizon. Les observations sont données ici en intensité ( $W/m^2/\mu m/sr$ ) en fonction de l'angle zénital (c.à.d, l'angle par rapport à la verticale, soit  $\Theta_0 + \Theta$  ou  $\Theta_0 - \Theta$  d'après la Fig. 7).

## Utilisation du modèle

Le modèle de Monte-Carlo s'appelle `ctestpc.c`. A priori, vous n'avez aucune intervention à faire dans cette partie du modèle. Il est lancé par le programme `lancetest.c` où se trouvent tous les paramètres importants qui vous intéressent. Le programme `lancetest.c` commence par lire les informations dans le fichier `tablepdp`. Il s'agit de fonctions de phase et de sections efficaces de particules entre 1 nm et 1 mm. Ce ne sont pas des fonctions de phase de Mie, mais issues d'un autre modèle adapté pour traiter les particules irrégulières.

Les poussières naturelles ne sont jamais de taille unique, mais réparties selon une distribution qui est caractérisée par  $r_{eff}$  et  $\nu_{eff}$ , où  $r_{eff}$  est le rayon effectif de la distribution et  $\nu_{eff}$  la variance effective - directement liée à la largeur de la distribution. Nous ne ferons varier que  $r_{eff}$ , en prenant  $\nu_{eff} = 0.3$  qui est une valeur relativement standard pour une largeur de distribution d'aérosols.

Après la lecture de la table `tablepdp`, le reste du programme est inséré entre deux boucles. L'une des boucles fait varier le rayon effectif  $r_{eff}$  et l'autre fait varier l'opacité totale  $\tau$  de la couche de poussière. Ce paramètre  $\tau$  dépend du nombre de poussières et de leur section efficace. Il s'agit d'une quantité assez pratique pour décrire la quantité totale de poussière en suspension dans l'atmosphère. Les deux boucles sont écrites de la manière suivante:

```
65 /* GRANDE BOUCLE SUR LES RAYONS */
66
67 for(irad=0;irad<7;irad++)
68 {
69 reff=1.e-8*pow(10.,irad*0.5);
70
```

Ici `irad` varie de 0 à 6, et chacune de ces valeurs correspond à un rayon effectif différent. Ici, `pow(10.,irad*0.5)` signifie  $10^{irad \times 0.5}$ . Donc entre chaque itération, la valeur de  $r_{eff}$  est multipliée par  $10^{1/2}$  soit 3.16. De même, pour l'opacité de la brume qui varie grâce à l'indice `itau`.

```
152 /* DEBUT BOUCLE OPACITES */
153 for(itau=0;itau<6;itau++)
154 {
155 tau_s=0.01*pow(10.,itau*0.5);
```

Le modèle de Monte-Carlo (`ctestpc.c`) est donc appelé pour chaque couple de paramètre ( $r_{eff}, \tau_{eff}$ ). Le résultat est donné dans un fichier du type `tableR01T01`, où `R01T01` indique la valeur de `irad` et de `itau` (et donc de  $r_{eff}$  et  $\tau$ ) correspondant au calcul. Dans le fichier `tableRrrTtt`, on trouve l'angle au soleil et l'intensité reçue en  $W/m^2/\mu m/sr$  sous la forme:

```

-15.829999 147.640045
-13.829999 189.334564
-11.829999 237.588623
-9.829999 278.366058
-7.829999 456.012238
-5.829999 936.424072
-3.829999 2246.488037
-1.829999 5898.455566
.....

```

Il est obligatoire, entre chaque essai de `lancetest.c`, de complètement effacer les fichiers `tableRrrTtt` (commande `rm -f tableR*`). En effet, des fichiers issus de simulations différentes se trouvent dans le même répertoire, il est impossible de déterminer à quelle série de simulations ils correspondent. De plus, l'écriture se fait en mode "append" qui consiste à écrire les résultats dans un fichier à la suite de ce qui existe déjà.

### Travail n° 1: Recherche rapide du domaine de solution

Le modèle fait un calcul, avec quelques millions de photons en quelques minutes. Cela dépend de la machine, du nombre d'utilisateurs, du nombre de photons lancés et enfin des propriétés de l'atmosphère - une couche opaque de poussière diffusante donnera plus de diffusion multiple, et donc une histoire plus longue pour chaque photons. Vous pouvez faire un essai pour prendre la mesure du temps de calcul nécessaire.

Le premier travail va consister à cerner le domaine, dans l'espace  $(r_{eff}, \tau)$ , où se trouve la solution. Pour cela, vous allez lancer le programme en englobant le plus grand espace  $(r_{eff}, \tau)$  possible mais avec un pas suffisamment grand pour ne pas avoir trop de calcul à faire. N'oubliez pas que le nombre de calcul est égal à  $nrad \times ntau$  où  $nrad$  et  $ntau$  sont le nombre de valeurs de  $r_{eff}$  et de  $\tau$  choisis. On peut vite arriver à des temps de calcul prohibitifs. Pour gagner du temps, vous pouvez également jouer sur le nombre de photons lancé. N'oubliez toutefois pas que ce modèle donne un résultat statistique et que donc le résultat est - par nature - bruité. Il y a d'autant plus de bruit que le nombre de photons est faible.

La qualité d'un résultat peut être évalué par un test de  $\chi^2$ . Ce test permet de mesurer l'écart entre un résultat et une observation à reproduire. Le  $\chi^2$  se calcul de la façon suivante:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_1^N \frac{(I^m - I^o)^2}{(I^o)} \quad (4)$$

Où  $N$  est le nombre de points de mesures servant à calculer le  $\chi^2$ ,  $I^m$  et  $I^o$  sont les intensités modélisées et observées, respectivement. On travaille avec un modèle de Monte-Carlo dont les résultats sont par essence bruités. Tel qu'il est écrit, on voit que le  $\chi^2$  a une valeur minimum théorique qui correspond à l'écart-type du bruit. En effet, même si l'on trouvait les valeurs exactes des paramètres, le résultats du modèle possède un bruit intrinsèque qui fait que la quantité  $\chi^2$  est non nulle.

Le code `chi2test.c` fait le calcul de  $\chi^2$  en prenant comme valeur d'observation celle dans le fichier `mark670Ngnu` et comme valeurs issues du modèle les fichiers résultats `tableRrrTtt` avec les valeurs de `rr` et `tt` qui varient de 0 à `iradmax-1` et de 0 à `itaumax-1`. Les valeurs de `iradmax` et `itaumax` doivent préciséees manuellement dans le code. Le résultat est l'ensemble des valeurs de  $\chi^2$  pour les simulations. Le meilleur accord est celui pour lequel le  $\chi^2$  est le plus faible. Il est important de tracer les courbes d'intensité mesurée et modélisée pour bien vérifier visuellement la validité du

résultat.

## Travail n° 2: Recherche précise de la solution

Une fois que vous avez déterminé dans quel domaine de taille et d'opacité se trouve le résultat probable, il faut raffiner la recherche en faisant de nouveaux calculs dans ce domaine. Il faut donc redéfinir les boucles et surtout les valeurs de `reff` et `tau_s`:

```
65 /* GRANDE BOUCLE SUR LES RAYONS */
66
67 for(irad=0;irad<7;irad++)
68 {
69 reff=1.e-8*pow(10.,irad*0.5);
70
152 /* DEBUT BOUCLE OPACITES */
153 for(itau=0;itau<6;itau++)
154 {
155 tau_s=0.01*pow(10.,itau*0.5);
```

En réutilisant le programme `chi2test.c`, vous pouvez déterminer de manière plus précise le rayon des particules et l'opacité de la couche de poussières. Dans la pratique, il faudrait arriver à un résultat au minimum à 10% près. Si le temps est suffisant, vous pouvez réduire le domaine de recherche plusieurs fois pour encadrer le plus précisément possible la vraie solution. Attention toutefois à ne pas trop restreindre le domaine, auquel cas aucune recherche efficace ne serait plus possible.

## Fonctions de phase et section efficaces de particules

Les calculs de transfert radiatif avec le modèle de Monte-Carlo prennent un certain temps. Durant ces périodes d'attente du résultat, voici quelques calculs supplémentaires pour voir comment varient la fonction de phase d'une particule, et ses sections efficaces. Ici, les particules, supposées parfaitement sphériques, ont des propriétés qui sont calculées suivant la théorie de Mie. Nous allons regarder le comportement des particules à une seule longueur d'onde visible ;  $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$  m (couleur jaune). Les propriétés optiques du matériau constitutif de la particule vont être données par l'indice de réfraction  $m = n + ik$ .  $n$  est la partie réelle de l'indice que nous prendrons égale 1.4 (silice). En première approximation, cet indice agit sur la forme de la fonction de phase (lié à la réfraction des rayons au passage de l'interface air-particule).  $k$  est la partie imaginaire et est directement liée au pouvoir absorbant de la particule. On prendra  $k = 10^{-2}$ .

## Travail n° 3: Fonction de phase de particule sphériques

Vous disposez, pour travailler, d'un code de calcul basé sur la théorie de Mie. L'appel du programme se fait dans `callmie.c`, ligne: `cmc_(&wlnv,&xnr,&xni,&rad,&nmdp)` ; où vous donnez la longueur d'onde `wlnv`, les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction `xnr` et `xni`, et enfin le rayon de la particule `rad`. Le seul paramètre à faire varier est le rayon de la particule (`rad`), en modifiant la boucle dans `callmie.c`:

```
15 nmdp=1;
16 rad0=1.e-9;
17 rstep=pow(10.,0.5);
18
19 for(i=0; i<1;i++)
20 {
```

```

21 rad=rad0*pow(rstep,i*1.);
....
....
25 npdp=npdp+1;
26 }

```

Le nombre entier `npdp` est le numéro du fichier résultat pour cette appel (ex: pour l'appel numéro 123, le résultat sera écrit dans le fichier `PDPmie123` sous cette forme:

```

# 5.0000000E-07 1.0000000E-07 9.0234259E-15 1.0244720E-14
0.0000000E+00 2.837160
6.9813174E-03 2.837053
1.3962635E-02 2.836730
.....

```

La première ligne donne la longueur d'onde de la lumière, le rayon de la particule, les sections efficaces de diffusion et d'extinction. Les lignes suivantes (sur 2 colonnes) donnent l'angle de diffusion et la fonction de phase pour 451 angles entre 0 et  $\pi$ . Le caractère `#` est un caractère de commentaire pour le logiciel graphique disponible; `gnuplot`. Vous pouvez ensuite utiliser le script `postscript trace3.gnu` pour tracer les différentes fonctions de phase et ainsi voir comment la fonction varie avec le rayon des particules.

#### Travail n° 4: Sections efficaces et autres paramètres.

En plus de sortir les fichiers de fonctions de phase, `callmie.c` sort aussi les efficacités de diffusion  $Q_{diff}$ , d'absorption  $Q_{abs}$ , l'albédo de simple diffusion,  $\omega$  (le rapport entre la section efficace de diffusion et d'extinction) et enfin le paramètre d'asymétrie,  $g$ . Les efficacités  $Q_{diff}$  et  $Q_{abs}$  sont définis comme le rapport des sections efficaces (diffusion ou extinction) sur la section géométrique de la particule ( $\sigma_{geo} = \pi r^2$ , où  $r$  est le rayon de la particule). Le paramètre d'asymétrie  $g$  se calcule de la sorte :

$$g = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta \cos \theta P(\theta, \phi)}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta P(\theta, \phi)} \quad (5)$$

Ce qui se simplifie lorsque la fonction de phase ne dépend pas de  $\phi$  en :

$$g = \frac{\int_0^\pi d\theta \sin \theta \cos \theta P(\theta)}{\int_0^\pi d\theta \sin \theta P(\theta)} \quad (6)$$

Ces résultats se trouvent dans le fichier `qfile`, où l'on trouve le rayon de la particule,  $Q_{diff}$ ,  $Q_{abs}$ ,  $\omega$ ,  $g$  et le numéro d'appel `npdp` pour les différents tailles de particules calculées. Tracez ces quantités (voir le script `trace2.gnu`) et commentez la signification des paramètres  $\omega$  et  $g$  ainsi que la variation avec le rayon des 4 paramètres écrits dans `qfile`. Tout commentaire intelligent sera bienvenu.