Université de Montréal

PHY2100 - Physique environnementale

Projet de fin de cours - Modélisation du cycle de l'eau dans une forêt

par : Sascha Zakaib-Bernier (20214279)

 $3~\mathrm{mai}~2024$

1 Cycle de l'eau

L'eau, étant essentielle à la survie de l'humain, a provoqué de nombreuses réflexions sur son origine et son accès. La région de l'Urartu, qui est située en Turquie actuelle, aurait été pionnière dans la compréhension du cycle de l'eau. Des systèmes de canaux artificiels permettant l'irrigation ont été construits au 8e siècle av. n. è. Ces derniers démontrent une grande compréhension de l'écoulement de l'eau souterraine.

Les grands penseurs de la Grèce antique se sont penchés sur le cycle de l'eau eux aussi. Aristote est allé à contre-courant (haha!) de son école de pensée contemporaine. Il a proposé l'idée que l'eau de la mer s'évapore et forme les nuages. Cependant, la source de chaleur imaginée n'était pas celle du Soleil, mais provenait de la Terre. Il a fallu attendre au 19e siècle avant que le cycle de l'eau ressemble à celui qu'on connaît aujourd'hui et que des mesures précises puissent être élaborées à partir de la théorie [1].

Le cycle de l'eau tel que compris aujourd'hui est très complexe tel qu'illustré dans la figure 1. Les processus physiques qui permettent le transport de l'eau sur Terre sont variés et bien documentés pour la plupart, mais les prendre en compte en détail simultanément est un défi digne de superordinateurs. Considérant les ressources et le temps à notre disposition, le projet se restreint qu'à une partie du cycle de l'eau. En effet, l'étude les flux d'eau dans une colonne atmosphérique en contact avec de la végétation et un sol est au menu. Dans le modèle, le cycle est représenté par un système de Réservoir-Flux-Puits-Source (RFPS). Les processus physiques sont donc simplifiés sous la forme d'équations différentielles.

D'abord, il est tout de même important d'introduire le cycle de l'eau à un bon niveau de détail afin de comprendre quels sont les limites et le contexte du modèle développé. Une vision d'ensemble assez exhaustive est présentée à la figure 1. Les mécanismes pertinents au système étudié comme la formation des nuages, les précipitations, l'évapotranspiration et l'infiltration sont discutés dans les prochaines sections.



FIGURE 1 – Schéma du cycle de l'eau. Source : USGS Georgia Water Science Center Illustration by John M. Evans, Howard Perlman, USGS French translation by Monika Michel, Agence de l'Eau Artois-Picardie, France

1.1 Nuages

Les nuages sont un moyen de transport de l'eau vers les terres, donc une partie essentielle du cycle de l'eau. Puisque 97% de l'eau se trouve dans les océans (voir tableau 3.2), une grande partie des nuages se

forment au-dessus de la mer. L'irradiance du Soleil fournit l'énergie requise pour faire évaporer l'eau de mer.

Cette vapeur d'eau est peu dense à cause de la chaleur à la surface de la mer qui la réchauffe. Par la force de flottaison, la vapeur monte dans l'atmosphère.

Tel qu'illustrée à la figure 3.4, la température chute rapidement dans la troposphère, où se forment les nuages. En supposant que la température de la vapeur d'eau suit celle de son environnement, on peut conclure que cette baisse en température permet le processus de condensation de la vapeur d'eau en nuage. Avec nos connaissances en thermodynamique, il est possible de calculer la pression partielle de vapeur d'eau et la pression de saturation à laquelle la vapeur d'eau se condense en eau liquide.

Commençons avec la pression partielle de vapeur d'eau e. On peut supposer que la vapeur agit comme un gaz parfait afin de partir de l'équation d'état :

$$eV = nRT.$$
 (1)

Il est utile de transformer les quantités thermodynamiques habituelles en quantités qui sont applicables au modèle. On peut définir le volume molaire $V_m = V/n$. Cette quantité peut être exprimée en fonction du ratio de la masse molaire (molecular weight) M_w de vapeur d'eau en g/mol et la densité de vapeur χ en g d'eau par m^3 d'air. L'équation d'état devient donc :

$$e = \frac{\chi}{M_w} RT.$$
 (2)

Cette équation permet de calculer la pression de vapeur actuelle, qui est comparée à la pression de saturation.

La dérivation de l'expression la pression de saturation de la vapeur d'eau en fonction de la température débute par l'équation de Clausius-Clapeyron introduite dans le cours PHY2215 :

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{L}{T\Delta V},\tag{3}$$

Où e_s est la pression de saturation, T est la température, L est la chaleur latente de vaporisation et $\Delta V = V_g - V_l$ est la différence de volume entre la phase vapeur et liquide de l'eau. Puisque la vapeur d'eau prend beaucoup plus de volume que l'eau liquide, on peut approximer $\Delta V \approx V_g$. En outre, considérons que la vapeur d'eau est un gaz parfait. Alors, V_g est décrit par l'équation d'état (3). Dans la littérature [2], il semble conventionnel de travailler avec l'équation d'état pour une unité de masse, ce qui implique que $\chi = 1/V$. Le volume de gaz est donc équivalent à $V_g = RT/(eM_w)$. On obtient l'équation différentielle suivante :

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{LM_w e_s}{RT^2},\tag{4}$$

Où R est la constante universelle des gaz parfaits et L est la chaleur latente de vaporisation en J/g. On peut supposer la chaleur latente comme indépendante de P et T. Il est donc possible de résoudre l'équation différentielle par séparation de variables :

$$\int_{e_0}^{e_s} \frac{de'_s}{e'_s} = \frac{LM_w}{R} \int_{T_0}^T \frac{dT'}{T'^2},\tag{5}$$

m

$$\ln e_{s}^{'}\Big|_{e_{0}}^{e_{s}} = -\frac{LM_{w}}{R}\frac{1}{T'}\Big|_{T_{0}}^{I},\tag{6}$$

$$e_s(T) = e_0 e^{\frac{LM_w}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)},\tag{7}$$

Où e_0 et T_0 sont le point de référence de la transition de phase en jeu, comme le point d'ébullition à 101.3 kPa. [3]

Revenons à nos nuages : la vapeur d'eau monte, donc la température baisse. La relation indique qu'une baisse en température fait chuter la pression de saturation. Lorsque la pression de saturation de la vapeur d'eau descend jusqu'à la pression de vapeur actuelle, le processus de condensation a lieu afin de former des nuages. Cette condition est atteinte lorsque l'humidité relative $h = e/e_s$ vaut 1.

Une fois que le nuage est formé, il peut être transporté ailleurs par un vent. Pendant ce temps, les gouttelettes d'eau vont fusionner ensemble et avec la vapeur d'eau présente pour former de plus grosses gouttes. En plus d'entrer en collision et fusionner, les gouttes peuvent sortir du nuage, où elles s'évaporent à nouveau ou tombent par sédimentation. Une grosse goutte a un taux de sédimentation plus grand et elle tombe plus rapidement (voir figure 5.16). Ainsi, ce sont les grosses gouttes qui tombent et forment la pluie. [4]. Pour une pluie modérée, on peut s'attendre à un taux de précipitation de 2mm/h [5].

1.2 Sols

Après que la pluie tombe des nuages, elle s'infiltre dans le sol à cause de la force gravitationnelle de la Terre. L'eau n'est pas en chute libre, car il y a des particules de terre qui la ralentissent. Le processus d'infiltration s'appelle la percolation. Il est possible de la modéliser à partir de la solution de Stokes discutée à la section 5.3.1.

Considérons que le sol est composé de petites sphères dans un volume V. Alors, la percolation entre les sphères est une situation similaire le long de sphères. Chaque sphère, étant fixe, génère une force de traînée F_D sur l'eau qui l'empêche de chuter librement. Cette force a déjà été calculée dans le cas d'une sphère (voir équation 5.103). Si on suppose que les sphères agissent indépendamment les unes des autres, elles génèrent une force totale proportionnelle au nombre de sphères dans le volume N_s . Bref, la force totale sur l'eau est donc $N_s F_D$.

À l'équilibre, la somme des forces de traînée des sphères annule la force gravitationnelle. Dans ce régime, il est possible de calculer la vitesse de percolation de l'eau dans le sol u_0 :

$$m_e g = N_s F_D,\tag{8}$$

$$\rho_e g = \frac{N_s}{V} F_D,\tag{9}$$

$$\rho_e g = \frac{N_s}{V} 6\pi \rho_e \nu_e R_s u_0, \tag{10}$$

$$u_0 = \frac{V}{N_s} \frac{g}{6\pi\nu R_s},\tag{11}$$

Où g est la constante gravitationnelle, $m_e = \rho_e V$ est la masse d'eau exprimée en fonction de la densité, R_s est le rayon des sphères et ν est le coefficient de viscosité de l'eau.

Il est important de remarquer que la somme des forces de traînée individuelles des sphères est qu'une approximation de la réalité puisque les orifices au travers desquels passe l'eau sont minces. Ainsi, il est intéressant de considérer le coefficient de viscosité turbulent afin de pallier cette approximation. Cependant, le coefficient de viscosité turbulent de l'eau avec les mêmes unités que celui de viscosité cinématique est difficile à trouver sur internet. Il a été remarqué dans la section 5.2.7 que les valeurs de coefficients de viscosité et de diffusion sont semblables parce qu'ils proviennent tous les deux des interactions des particules du fluide au niveau microscopique. Or, on sait que le coefficient de diffusion turbulent est plusieurs ordres de grandeur plus grand que le non turbulent. Ainsi, un coefficient de viscosité turbulent a été choisi à $\nu = 10^{-4} m^2/s$.

Afin de déterminer le rapport $\frac{V}{N_s}$, considérons que le sol est constitué de grains de sable. Alors, les tableaux 5.2 et 3.3 nous informent sur le diamètre d'un grain de sable et la porosité d'un sol composé de grains de sable. On peut choisir un rayon R_s d'environ 200 μm et une porosité de p = 0.35. Connaissant R_s , il est possible de calculer le volume d'une sphère $V_s = \frac{4\pi R_s^3}{3}$. Le volume occupé par les sphères est donc donné par $N_s \cdot V_s$. Or, la porosité est définie par la fraction de volume vide dans le volume total :

$$p = 1 - \frac{N_s V_s}{V}.$$
(12)

Il est alors possible d'isoler le rapport $\frac{V}{N_s}$:

$$\frac{V}{N_s} = \frac{4\pi R_s^3}{3(1-p)}.$$
(13)

On obtient finalement la vitesse de l'écoulement à l'équilibre :

$$u_0 = \frac{g}{\nu} \frac{2R_s^2}{9(1-p)}.$$
(14)

Cette équation modélise la percolation de l'eau de pluie vers les nappes phréatiques, donc le taux de perte d'eau du sol.

En plus de l'infiltration vers les nappes phréatiques, l'évaporation est une perte d'eau importante dans les sols. Les équations développées à la section 1.1 sont valides pour la condensation liquide et pour son processus inverse, l'évaporation. Ainsi, la condition sur l'humidité relative indique quand le processus aura lieu pour une certaine température. Une fois la condition satisfaite, il est possible de modéliser le taux d'évaporation d'une colonne de sable afin d'estimer une valeur de $0.5 \ cm/jour$ [6]. La dernière perte d'eau à considérer est celle due à l'absorption des plantes, discutée ci-bas.

1.3 Végétation

Une phrase connue dit que les plantes sont les poumons de la Terre, mais dans le contexte du cycle de l'eau, elles sont plutôt sa tuyauterie. Les arbres sont des vecteurs de transmission de l'eau du sol vers l'atmosphère grâce à leur transpiration. L'énergie du Soleil permet l'évaporation de l'eau dans les feuilles à travers les stomates, de petits orifices sur la surface des feuilles des plantes. Une fois l'eau évaporée, son absence fait monter l'eau depuis le sol. La vitesse à laquelle l'eau monte dans un arbre dépend de sa porosité. Par exemple, chez le pin, la vitesse de l'eau est de 6 pieds/heure, tandis que chez un chêne, l'eau monte à 92 pieds/heures. Le taux transpiration, la conductance stomatique, est donc directement relié au taux d'absorption de l'eau du sol par les plantes puisque seulement 5% de l'eau absorbée est retenue dans l'arbre [7]. La conductance peut varier selon plusieurs facteurs dont la richesse du sol en eau et dont les pressions partielles de CO_2 dans l'atmosphère. L'heure dans la journée affecte également la conductance stomatique puisqu'elle requiert l'énergie du Soleil pour activer la transpiration. Les arbres ne transpirent donc pas la nuit. [8]

La végétation a un autre rôle dans le cycle de l'eau qui apparaît moins évident : l'interception de l'eau de pluie illustrée à la figure 2. En effet, l'eau sur les feuilles ou les épines des plantes s'évapore à nouveau, si la température le permet, au lieu de s'infiltrer vers les nappes phréatiques. Ainsi, l'eau reste dans le système au lieu de s'échapper. La capacité d'interception des arbres varie en fonction de la structure des feuilles, du taux de précipitation et même de la grosseur des gouttes de pluie. Surprenamment, les arbres feuillus n'ont pas une grande capacité d'interception en comparaison aux conifères, mais surtout aux plantes agricoles et aux petites plantes. [8] Encore une fois, il est possible de réutiliser les développements de la section 1.1 afin de déterminer s'il y aura de l'évaporation ou non dans la canopée.

2 Modèle RFPS

Maintenant que les différentes parties du cycle de l'eau dans une forêt sont comprises, il est possible de les diviser en quatre réservoirs : dans une colonne de forêt, on retrouve l'atmosphère, le sol, les plantes et la canopée. Un schéma des flux, puits et sources du système se trouve à la figure 3.



FIGURE 2 – Gouttes d'eau captées par la canopée d'un conifère. Image dans le domaine public
https://pxhere.com/fr/photo/1378582



FIGURE 3 – Schéma du modèle RFPS de cycle de l'eau dans un milieu végétal

Le système peut être modélisé avec un système de quatre équations différentielles :

$$\frac{dE_a}{dt} = q_n - \rho + \epsilon_s + \epsilon_c + \tau \frac{E_s(t - t_a)}{(E_s)_{max}},\tag{15}$$

$$\frac{dE_s}{dt} = (1 - \Omega)\rho + 0.9E_c e^{b(E_c - s)} - \frac{u_0}{h_s}E_s - \epsilon_s - 1.05\tau \frac{E_s(t)}{(E_s)_{max}},\tag{16}$$

$$\frac{dE_c}{dt} = \Omega \rho - 0.9E_c e^{b(E_c - s)} - \epsilon_c, \tag{17}$$

$$\frac{dE_p}{dt} = 1.05\tau \frac{E_s(t)}{(E_s)_{max}} - \tau \frac{E_s(t-t_a)}{(E_s)_{max}},\tag{18}$$

Où E_a , E_s , E_c et E_p sont les densités surfaciques d'eau dans chaque réservoir (g/m^2) et où dt est en heures.

Examinons la première équation. Le terme q_n représente la quantité d'eau provenant d'un nuage qui est soufflée au-dessus de la colonne de forêt à une vitesse constante. Sa valeur est déterminée par les puits

et sera donc discutée plus tard. Ensuite, ρ représente la pluie qui tombe vers les autres réservoirs. Ce terme est non linéaire : si $h = e(E_a)/e_s(T_a, L_a) \ge 1$ où T_a est la température au niveau de la formation des nuages et L_a est la chaleur latente de vaporisation à cette température, il y a assez d'eau dans le réservoir pour former un nuage, donc il peut pleuvoir. La densité de vapeur de l'équation 2 doit être remplacée par E_a/h_a . Par ailleurs, il est à noter que le processus de grossissement des gouttes a été omis pour des fins de simplicité.

La température de l'atmosphère T_a a été estimée en utilisant la densité moyenne d'un nuage 0.5 g/m^3 [9] comme condition pour laquelle h = 1. Cette condition est satisfaite à partir de $T_a = 264 K$, ce qui est une température raisonnable dans la troposphère (voir figure 3.4). La chaleur latente de vaporisation dépend légèrement de la température. À 268 K, $L_a = 2513 J/g$ [2].

S'il peut pleuvoir, alors on a

$$\rho = \tau_{precip} (1 + 0.03 \frac{E_a}{(E_a)_{max}}), \tag{19}$$

Où $\tau_{precip} = 2 \ mm$ /heure est le taux de précipitation mentionné à la fin de la section 1.1. Il est à noter que 1 mm correspond à 1 litre d'eau par m^2 et qu'il y a donc un facteur de conversion de 1000 pour obtenir le taux en g/m^2 . De plus, un facteur ajouté module le taux de précipitation en fonction de la quantité d'eau dans le réservoir de sorte qu'il pleuve plus s'il y a plus d'eau. Cela permet d'éviter une accumulation incessante d'eau dans ce réservoir. La capacité maximale de l'atmosphère correspond à la densité de l'eau multipliée par la hauteur du réservoir : $(E_a)_{max} = 10^6 h_a$ où $h_a = 3000 \ m$ parce qu'un nuage est typiquement haut de 2 à 8 km [10]. Le facteur 0.03 a été ajusté de sorte que E_a ne dépasse pas, à l'équilibre, la densité typique d'un gros cumulonimbus, soit 3 g/m^3 [11].

Dans l'équation différentielle 15, il y a également deux taux d'évaporation ϵ_s et ϵ_c pour modéliser l'évaporation au sol et dans la canopée. Similairement à ρ , ces termes sont non linéaires puisqu'ils font partie de l'équation que si h = 1. L'humidité relative est calculée avec des températures choisies à $T_s = 285$ K et $T_c = 290 K$, pour lesquelles les chaleurs latentes de vaporisation sont $L_s = 2470 J/g$ et $L_c = 2452$ J/g. De plus, la densité χ a été estimée en divisant la densité surfacique d'eau par la hauteur du réservoir. Pour le sol, cette dernière a été choisie comme étant 2 m, puisque c'est la profondeur moyenne des racines des arbres [8] et lorsque l'eau dépasse les racines de l'arbre, on peut la considérer comme étant inaccessible au système. Pour la canopée, la hauteur du réservoir a été choisie à 2 m de façon plus ad hoc.

Le dernier terme de l'équation pour E_a est celui de la transpiration des plantes. Chez les conifères, la conductance stomatique est environ 1.85 g/s, donc $\tau = 6660 \ g/m^2/heure$ [8]. Bien que la conductance stomatique dépend de bien des facteurs, seulement une dépendance sur le contenu en eau du sol a été prise en compte. La capacité maximale dans le réservoir sol a été estimée en multipliant la densité de l'eau liquide, la hauteur h_s du réservoir ainsi que la porosité du sol p. Par ailleurs, on peut remarquer une dépendance temporelle dans ce terme. Un décalage a été ajouté pour modéliser le temps que prend l'eau pour se rendre à la cime des arbres. Avec la vitesse de grimpe chez les pins mentionnée à la section 1.3, on peut calculer que $t_a = 5$ heures.

L'équation différentielle suivante, la 16, décrit la variation de quantité d'eau qui se trouve dans le sol. D'abord, une partie des précipitations ρ est interceptée par la canopée et ne se rendra donc pas immédiatement au sol. Pour les conifères, environ 20-40% des précipitations sont interceptées [12]. Choisissons $\Omega = 0.4$.

L'autre flux entrant décrit l'eau qui déborde de la canopée. Le déversement a un comportement exponentiel [13] : plus le réservoir dépasse sa capacité maximale d'interception s, plus il y a de l'eau qui tombe au sol. La capacité maximale s vaut 2.2 mm/heure pour une forêt de conifères, mais il est recommandé de rajouter 2 mm/heure afin de considérer les plantes au plancher de la forêt, qui ont typiquement une capacité d'interception non négligeable. Bref, on a $s = 4200 \ g/m^2$. De plus, même lorsque la canopée n'est pas gorgée d'eau, un vent peut faire tomber de l'eau. L'exponentielle capture donc bien les deux mouvements d'eau dans la canopée. Le paramètre b est a les dimensions inverses à E_c et sert à éviter de faire exploser les calculs numériques. Il a donc été choisi à $b=0.01 \ m^3/g$. Finalement, à cause de la force de tension de l'eau, on peut imaginer qu'une grande partie du réservoir se déverse vers le sol, d'où le choix du facteur 0.9/heure.

Le terme suivant représente l'infiltration de l'eau vers les nappes phréatiques. C'est donc notre terme puits. La vitesse de percolation u_0 est utilisée afin de calculer le taux de perte d'eau à l'aide de la profondeur du réservoir h_s .

Le dernier terme de l'équation 16 décrit l'absorption de l'eau du sol par la végétation. Puisque seulement 5% de l'eau absorbée par l'arbre est retenue dans l'arbre, le taux de transpiration correspond à 95% du taux d'absorption, d'où le facteur 1.05 devant τ .

Dans les équations différentielles restantes, on retrouve les termes jumeaux des flux dans les réservoirs. Ainsi, la prochaine étape est de trouver la valeur de q_n pour qu'un équilibre dans le système soit possible.

2.1 Solutions numériques à l'équilibre

Dans la figure 3, on peut remarquer une source et deux puits. Puisque le terme d'infiltration vers les nappes phréatiques est le puits principal, la perte d'eau dans les arbres a été négligée pour estimer q_n à l'équilibre. Ainsi, le terme d'infiltration est fixé par des valeurs physiques, donc le terme source est également fixé à l'équilibre :

$$q_n = 0.9 \frac{u_0}{h_a} (E_s)_{max}$$
(20)

Où le facteur 0.9 a été ajusté à la main.

Les conditions initiales au système ont été choisies à partir des recherches discutées à la section précédente et un peu d'intuition :

$$\begin{aligned} &(E_a)_i = 0.5h_a, &(E_s)_i = 100h_s, \\ &(E_c)_i = 12h_c, &(E_p)_i = 10h_p. \end{aligned}$$
 (21)

Où $h_p = 10 m$. L'atteinte à l'équilibre est illustrée à la figure 4. Il est surprenant de voir que E_a à l'équilibre



FIGURE 4 – Cycle de l'eau à l'équilibre d'une forêt de conifères

est un ordre de grandeur plus grand que le terme source $q_n = 1521 \ g/m^2$ /heure. Les flux entre les réservoirs ont nécessairement un grand impact sur la densité d'eau dans l'atmosphère. On peut également remarquer que la canopée à un gros impact sur les sols : une fois que la canopée est presque à capacité maximale, les termes de ruissellement sont fortement actifs et causent une bonne augmentation du contenu en eau des sols. Ce résultat est logique considérant l'épaisseur de sol choisie. Finalement, les arbres contiennent très peu d'eau, ce qui est également attendu, car ils ont été modélisés comme de la tuyauterie.

2.2 Perturbation : sécheresse

Afin de mettre le modèle à l'épreuve, essayons d'enlever la source q_n . Est-ce que l'eau dans le sol et dans la canopée sera suffisante pour faire survivre la forêt ? Le résultat est présenté à la figure 5. On peut se rendre compte que la forêt semble mourir. Après quelques inspections des données, ce serait le solveur d'équations différentielles, ode_int, qui serait la cause de cette mort subite. Un autre solveur, solve_ivp, qui utilise une méthode Runge-Kutta au 4e ordre, a permis de mieux comprendre d'où l'erreur provient. Les solveurs ont de la difficulté avec le terme en exponentielle. Bref, en réalité, il se peut que le système soit capable de trouver un autre régime plus intéressant avec une autre méthode de résolution d'équation différentielle. Il serait peut-être intéressant de réduire les pas de temps afin d'éviter des changements soudains qui pourraient être la cause des problèmes.



FIGURE 5 – Cycle de l'eau d'une forêt de conifères après une période de sécheresse débutant à la 225e heure

Ceci étant dit, on peut quand même analyser les premières heures après la perturbation. Une baisse d'eau dans l'atmosphère est due à la pluie. En effet, la condition h a été fixée afin qu'il pleuve à $(E_a)_{moy} =$ $2500 \ g/m^2$, donc c'est autour de cette densité qu'un plateau est atteint pour E_a . Contrairement au réservoir atmosphérique, la canopée semble très peu affectée par l'absence de q_n , et ce même après que la pluie arrête. On en devine que le flux de ruissellement vers le réservoir du sol est maintenu, ce qui permet d'adoucir la diminution d'eau dans ce dernier réservoir. Pour conclure, le résultat de la perturbation laisse croire qu'un comportement intéressant pourrait émerger de cette perturbation grâce à l'eau accumulée dans la canopée.

Références

- 1. L'HÔTE, Y. Historique du concept de cycle de l'eau et des premières mesures hydrologiques en Europe. fr (1990).
- 2. MONTEITH John L. Unsworth, M. H. Principles of Environmental Physics (Elsevier, 2013).

- 3. MACKENZIE, R. Résumé de la thermodynamique, Physique thermique et statistique, Université de Montréal (2021).
- 4. SCHMUNK, R. *ISCCP : Cloud Microphysics*; 2017. https://isccp.giss.nasa.gov/analysis/climanal8. html#bot (2024).
- 5. Fact sheet No. 3 Water in the atmosphere / National Meteorological Library and Archive en. 2012. https://web.archive.org/web/20120114162401/http://www.metoffice.gov.uk/media/pdf/4/1/No. _03_-_Water_in_the_Atmosphere.pdf (2024).
- 6. HAN, J. & ZHOU, Z. Dynamics of Soil Water Evaporation during Soil Drying : Laboratory Experiment and Numerical Analysis. *The Scientific World Journal* **2013**, 240280. ISSN : 2356-6140. https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3892940/ (2024) (déc. 2013).
- 7. *Purdue Landscape Report : How do trees use water*? en. Sept. 2021. https://www.purdue.edu/fnr/extension/purdue-landscape-report-how-do-trees-use-water/ (2024).
- 8. BREUER, L., ECKHARDT, K. & FREDE, H.-G. Plant parameter values for models in temperate climates. *Ecological Modelling* **169**, 237-293. ISSN : 0304-3800. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304380003002746 (2024) (nov. 2003).
- 9. How Much Does a Cloud Weigh? / U.S. Geological Survey 2019. https://www.usgs.gov/special-topics/water-science-school/science/how-much-does-a-cloud-weigh (2024).
- 10. Nimbostratus / World Meteorological Organization EN. 2017. https://cloudatlas.wmo.int/observation-of-clouds-from-aircraft-descriptions-nimbostratus.html (2024).
- 11. Liquid water content en. Page Version ID : 1104792635. Août 2022. https://en.wikipedia.org/w/ index.php?title=Liquid_water_content&oldid=1104792635 (2024).
- ASADIAN, Y. & WEILER, M. A New Approach in Measuring Rainfall Interception by Urban Trees in Coastal British Columbia. en. Water Quality Research Journal 44, 16-25. ISSN: 1201-3080, 2408-9443. https://iwaponline.com/wqrj/article/44/1/16/39661/A-New-Approach-in-Measuring-Rainfall-Interception (2024) (fév. 2009).
- 13. XIAO, Q. & MCPHERSON, E. G. Rainfall interception by Santa Monica's municipal urban forest. en. Urban Ecosystems 6, 291-302. ISSN : 1573-1642. https://doi.org/10.1023/B:UECO.0000004828. 05143.67 (2024) (déc. 2002).