Université catholique de Louvain
Ecole de physique

Simulation numérique en physique [lphy2371]

Equation d'Advection-Diffusion et Prédictibilité

Auteurs :
Arnaud Schils
Valéry Materne

Enseignant :
Pr. Michel Crucifix

Décembre 2016

Première partie

Exercice d'examen 1

Introduction

I.1 Fournissez un schéma numérique explicite d'ordre $\mathcal{O}(h+k)$. Donnez-en le stencil. Nous pouvons introduire les facteurs $\lambda_d = Dk/h^2$ et $\lambda_b = bk$. Quelles importances ces facteurs ont-ils pour la condition de stabilité ?

I.2 Fournissez la solution analytique de l'équation, ainsi que la relation de dispersion. Discutez brièvement les cas particuliers déjà vus au cours (D=0, b=0, etc.)

L'équation aux dérivées partielles à résoudre est la suivante :

$$D\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} - a\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} - bu(x,t) = \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} \tag{1}$$

où D, a, b sont des constantes et D est positive. Dans la suite de ce texte les dépendances en x et t de la fonction u ne seront pas toujours mentionnées explicitement. Les conditions aux bords suivantes sont imposées :

$$\begin{cases} u(x,0) = g(x) \\ u(0,t) = u(l,t) = 0 \end{cases} \tag{2}$$

où $l > 0$. La solution u est donc recherchée dans le domaine :

$$\begin{cases} t \geq 0 \\ 0 < x < l \end{cases} \tag{3}$$

L'Equation 1 peut-être résolue par la méthode de séparation de variables. La solution u est supposée être de la forme :

$$u(x,t) = v(x)w(t) \tag{4}$$

En injectant cette forme de u dans l'Equation 1 on obtient :

$$Dw(t)\frac{\partial^2 v(x)}{\partial x^2} - aw(t)\frac{\partial v(x)}{\partial x} - bv(x)w(t) = v(x)\frac{\partial w(t)}{\partial t} \tag{5}$$

En divisant cette équation par $v(x)w(t)$ on obtient :

$$\frac{D}{v}\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{a}{v}\frac{\partial v}{\partial x} - b = \frac{1}{w}\frac{\partial w}{\partial t} \equiv C_1 \tag{6}$$

Chaque partie de l'équation est en effet égale à une constante C_1 puisque la partie gauche ne dépend que de x et la partie droite ne dépend que de t. L'équation peut maintenant être résolue en résolvant séparément la partie qui dépend du temps t et la partie qui dépend de la position x. Pour la partie dépendante du temps on a :

$$\frac{1}{w}\frac{\partial w}{\partial t} = C_1 \tag{7}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = C_1 w \tag{8}$$

$$w(t) = C_2 e^{C_1 t} \tag{9}$$

où C_2 est une constante. Pour la partie dépendante de la position x on a :

$$\frac{D}{v}\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{a}{v}\frac{\partial v}{\partial x} = C_1 + b \tag{10}$$

$$D\frac{d^2 v}{dx^2} - a\frac{dv}{dx} - (C_1 + b)v = 0 \tag{11}$$

C'est une équation différentielle linéaire homogène du 2ème ordre. Sa solution dépend donc de son polynôme caractéristique :

$$Dr^2 - ar - (C_1 + b) = 0 \tag{12}$$

$$\rho = a^2 + 4D(C_1 + b) \tag{13}$$

Les deux racines de ce polynôme sont :

$$r_{1,2} = \frac{a \pm \sqrt{\rho}}{2D} \tag{14}$$

En fonction du signe de ρ la solution de l'équation peut avoir trois formes.

<u>Si $\rho > 0$</u>

$$v(x) = C_3 e^{r_1 x} + C_4 e^{r_2 x} \tag{15}$$

où C_3 et C_4 sont des constantes. En utilisant la condition au bord $u(0,t) = 0 = v(0)w(t) \implies v(0) = 0$ on a :

$$C_4 = -C_3 \implies v(x) = C_3(e^{r_1 x} - e^{r_2 x}) \tag{16}$$

Et en utilisant la condition au bord $u(l,t) = 0 = v(l)w(t) \implies v(l) = 0$ on a :

$$C_3(e^{r_1 l} - e^{r_2 l}) = 0 \implies C_3 = 0 \implies v(x) = 0 \tag{17}$$

Cette solution n'est donc pas intéressante par rapport à nos conditions aux bords.

<u>Si $\rho = 0, r_1 = r_2 \equiv r$</u>

$$v(x) = (C_3 + C_4 x)e^{rx} \tag{18}$$

où C_3 et C_4 sont des constantes. En utilisant la condition au bord $u(0,t) = 0 = v(0)w(t) \implies v(0) = 0$ on a :

$$C_3 = 0 \implies v(x) = C_4 x e^{rx} \tag{19}$$

Et en utilisant la condition au bord $u(l,t) = 0 = v(l)w(t) \implies v(l) = 0$ on a :

$$C_4 l e^{rl} = 0 \implies C_4 = 0 \implies v(x) = 0 \tag{20}$$

Cette solution n'est donc pas intéressante par rapport à nos conditions aux bords.

Si $\rho < 0$

On définit

$$r_{1,2} \equiv \alpha \pm i\beta \tag{21}$$

avec

$$\alpha = \frac{a}{2D}\ , \tag{22}$$

$$\beta = \frac{\sqrt{-a^2 - 4D(C_1 + b)}}{2D}\ . \tag{23}$$

On a alors comme solution pour $v(x)$:

$$v(x) = (C_3 \cos(\beta x) + C_4 \sin(\beta x))e^{\alpha x}\ . \tag{24}$$

En utilisant la condition au bord $u(0,t) = 0 = v(0)w(t) \implies v(0) = 0$ on a :

$$C_3 = 0 \implies v(x) = C_4 \sin(\beta x)e^{\alpha x} \tag{25}$$

Et en utilisant la condition au bord $u(l,t) = 0 = v(l)w(t) \implies v(l) = 0$ on a :

$$\sin(\beta l) = 0 \implies \beta l = m\pi \implies \beta = \frac{m\pi}{l}, m \in \mathbb{N}^*\ . \tag{26}$$

On notera que $\beta > 0$ car $\rho < 0$ et $D > 0$.
La solution générale pour la partie de l'équation dépendante de la position est donc :

$$v(x) = \sum_{m=1}^{\infty} C_{4_m} \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) e^{\alpha x} \tag{27}$$

où les C_{4_m} sont des constantes. Utilisons maintenant la condition au bord $u(x,0) = g(x)$ afin de déterminer les valeurs de ces constantes C_{4_m} :

$$u(x,0) = v(x)w(0) = v(x)C_2 = g(x)\ . \tag{28}$$

On a alors,

$$g(x) = \sum_{m=1}^{\infty} C_{4_m} C_2 \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) e^{\alpha x} \ . \tag{29}$$

En définissant $C_m = C_{4_m} C_2$ on obtient :

$$g(x) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) e^{\alpha x} \tag{30}$$

On voit dès lors que les coefficients C_m sont obtenus en projetant la fonction $g(x)e^{-\alpha x}$ sur la base des fonctions $\sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right)$:

$$C_m = \frac{2}{l} \int_0^l g(x) \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) e^{-\alpha x} dx \tag{31}$$

La fonction $u(x,t)$ peut alors s'écrire :

$$u(x,t) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) e^{\alpha x} e^{C_{1_m} t} \tag{32}$$

Nous devons maintenant déterminer l'expression de la constante C_{1_m} qui dépend de β et donc de m. En partant de l'expression de β (23), on obtient :

$$C_{1_m} = \frac{-a^2 - 4D^2\beta^2}{4D} - b \tag{33}$$

et avec $\beta = \frac{m\pi}{l}$, on a :

$$C_{1_m} = -\frac{a^2}{4D} - \frac{Dm^2\pi^2}{l^2} - b \ . \tag{34}$$

En injectant l'expression de C_{1_m} dans celle de u on a alors :

$$u(x,t) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) \exp\left(\frac{ax}{2D} + \left(-\frac{a^2}{4D} - \frac{Dm^2\pi^2}{l^2} - b\right) t\right) \tag{35}$$

$$\boxed{u(x,t) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) \exp\left(\frac{a}{2D}\left(x - \frac{a}{2}t\right) - \left(\frac{Dm^2\pi^2}{l^2} + b\right)t\right)} \tag{36}$$

avec

$$\boxed{C_m = \frac{2}{l}\int_0^l g(x)\sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right)\exp\left(-\frac{a}{2D}x\right)dx} \,. \tag{37}$$

Si $D = 1$, $a = b = 0$ on retrouve l'équation de la chaleur adimensionnelle et homogène :

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} = \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} \,. \tag{38}$$

En injectant ces valeurs de D, a et b dans l'Equation 36 on a :

$$u(x,t) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right) \exp\left(-\left(\frac{m^2\pi^2}{l^2}\right)t\right) \tag{39}$$

avec

$$C_m = \frac{2}{l}\int_0^l g(x)\sin\left(\frac{m\pi x}{l}\right)dx \,. \tag{40}$$

On retombe donc bien sur la solution de l'équation de la chaleur adimensionnelle homogène du cours si l'on pose $l = 1$.

Si $D = 0 = b$ on retrouve la forme générale de l'équation d'advection :

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial t} + a\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} = 0 \,. \tag{41}$$

La solution présentée à l'Equation 36 n'est alors plus valide car celle-ci n'est valable que si $D > 0$ et $\rho < 0$. La solution de l'Equation 41 est $u(x,t) = g(x - at)$ avec comme condition initiale $u(x,0) = g(x)$ (démonstration faite en séance d'exercices).

Conclusion

Deuxième partie

Prédictibilité

Introduction

II.3 todo

Conclusion