

**Rapport de MT12 : Techniques mathématiques de l'ingénieur**  
**UNIVERSITÉ DE TECHNOLOGIE DE COMPIÈGNE**

Printemps 2016

**Alexandre BALLET et Simon LAURENT**

Sujet du rapport :  
**Séries de Fourier**

Département des étudiants :  
**Génie Informatique**

Professeur :  
**M. Djalil KATEB**

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Série de Fourier</b>	<b>3</b>
1.1	Historique . . . . .	3
1.1.1	Biographie . . . . .	3
1.1.2	Vulgarisation . . . . .	4
1.2	Étude de fonctions . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Étude de fonctions</b>	<b>15</b>
<b>3</b>	<b>Phénomène de Gibbs</b>	<b>20</b>
3.1	Historique . . . . .	20
3.2	Démonstration . . . . .	21
3.3	Approximations de Fourier . . . . .	22
3.4	Explication du phénomène . . . . .	24
3.4.1	Contexte . . . . .	24
3.4.2	Analyse Mathématique . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Application des série de Fourier</b>	<b>28</b>
4.1	La corde pincée (la guitare) . . . . .	28
4.2	La corde frappée (le piano) . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Equation de la chaleur</b>	<b>37</b>
5.1	Calcul de la série de Fourier . . . . .	37
5.2	Implémentation de la propagation de la chaleur . . . . .	41
5.3	Cas de la barre radioactive . . . . .	43
<b>6</b>	<b>Compléments</b>	<b>47</b>
6.1	Finance . . . . .	47
6.2	Informatique . . . . .	47

# Chapitre 1

## Série de Fourier

### 1.1 Historique

#### 1.1.1 Biographie

Jean-Baptiste Fourier (qu'on connaît aussi sous le nom de Joseph Fourier) est né le 21 mars 1768 à Auxerre et mort le 16 mai 1830 à Paris.

En 1794, il est de la première promotion de l'École Normale Supérieure, où ses professeurs ont pour nom Lagrange, Laplace et Monge. Élève le plus brillant, il profite de cet excellent entourage pour s'investir beaucoup dans la recherche mathématique. En 1797, il remplace Lagrange à la chaire d'analyse et de mécanique de l'École Polytechnique, bien qu'il n'ait pas encore à son actif de découverte majeure.

En 1798, il rejoint les expéditions napoléoniennes en Égypte, où de nombreux chercheurs français mènent d'ambitieuses recherches. Quand Fourier regagne la France en 1801, Napoléon n'a pas oublié ses excellents états de service, et le nomme préfet de l'Isère. Il fut un excellent préfet, qui mena à bien plusieurs projets d'importance, dont la construction d'une route menant de Lyon à Turin.

C'est à Grenoble que Fourier réalise l'essentiel de ses travaux les plus importants. Son obsession est le problème de la chaleur, c'est-à-dire l'étude de l'évolution de la température d'un corps au cours du temps. De 1802 à 1807, il trouve l'équation de la propagation de la chaleur dans les corps solides, puis trouve une méthode pour la résoudre, ce qui est maintenant l'analyse de Fourier.

En 1812 Fourier est primé par l'Institut pour son mémoire

En 1817, il est élu à l'Académie des sciences réhabilitée.

En 1822, il devient secrétaire de la section mathématique. A ce poste, il aidera beaucoup de jeunes mathématiciens prometteurs, dont Dirichlet, Sturm ou Ostrogradsky.



FIGURE 1.1 – *Joseph Fourier*

### 1.1.2 Vulgarisation

L'analyse de Fourier consiste en l'étude des vibrations élémentaires des signaux. Supposons que l'on souhaite analyser un signal quelconque, une quantité qui varie à mesure que le temps passe : par exemple, le son est fait de légères variations de pression atmosphérique. Au lieu de s'intéresser directement aux variations complexes de ce signal, Joseph Fourier eut l'idée de le décomposer en une combinaison de signaux élémentaires, dont chacun varie de manière très simple et répétitive : les sinusoides (et leurs frères jumeaux, les cosinusoides). Chaque sinusoides est caractérisée par l'amplitude et la fréquence de ses variations. Dans la décomposition de Fourier, les amplitudes nous renseignent sur l'importance relative des fréquences correspondantes dans le signal étudié.

Ainsi les sons qui nous entourent sont faits de la superposition d'une multitude de fréquences. La vibration à 440 battements par seconde est un *la*, qui sera perçu avec d'autant plus de puissance que son amplitude est forte. À 880 battements par seconde, on entendra un *la* de l'octave au-dessus. Si l'on multiplie la fréquence par 3, on passera à la quinte, c'est-à-dire au mi, et ainsi de suite. Mais en pratique les sons ne sont jamais purs, ils sont toujours faits de la concomitance de très nombreuses fréquences qui en déterminent le timbre.

Et l'analyse de Fourier sert à tout : à analyser les sons et à les graver sur un CD, mais aussi à analyser les images et à les transmettre par Internet, ou à analyser les variations du niveau de la mer et à prédire les marées... Son "grand poème mathématique" (comme disait Lord Kelvin), enseigné dans tous les pays du monde, est utilisé chaque jour par des milliards d'humains qui ne s'en rendent même pas compte.

## 1.2 Étude de fonctions

1.  $f$  est  $2\pi$  périodique, impaire et vaut  $f(x) = 1, x \in [0, \pi]$

(a) Coefficients de Fourier

Les  $a(i)$  étant nuls. On obtient ainsi les coefficients suivants pour les  $b(i)$  :

$b(1) = 1.273240$	$b(6) = -0.000000$
$b(2) = 0.000000$	$b(7) = 0.181891$
$b(3) = 0.424413$	$b(8) = 0.000000$
$b(4) = 0.000000$	$b(9) = 0.141471$
$b(5) = 0.254648$	$b(10) = 0.000000$

(b) Série de Fourier

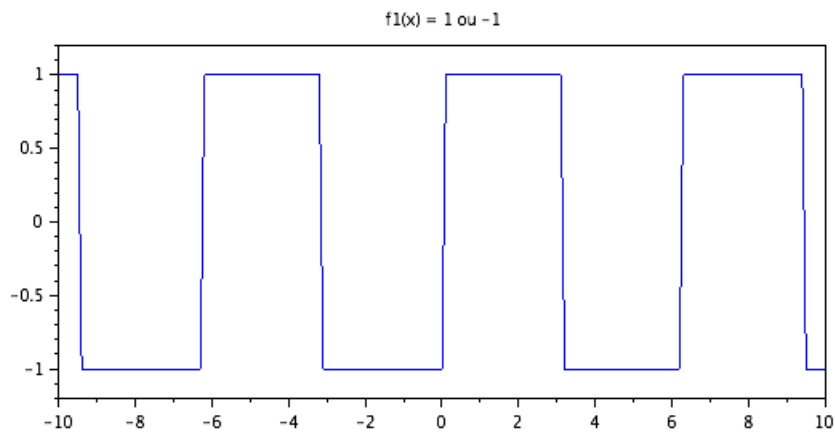


FIGURE 1.2 – Courbe de la fonction  $f$ .

(c) Graphe original et ses dix premières approximations

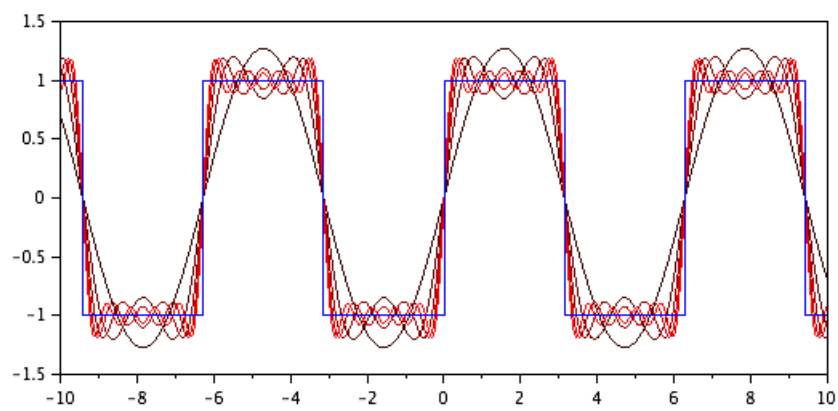


FIGURE 1.3 – Courbe de la fonction  $f$ .

(d) Richesse fréquentielle du signal

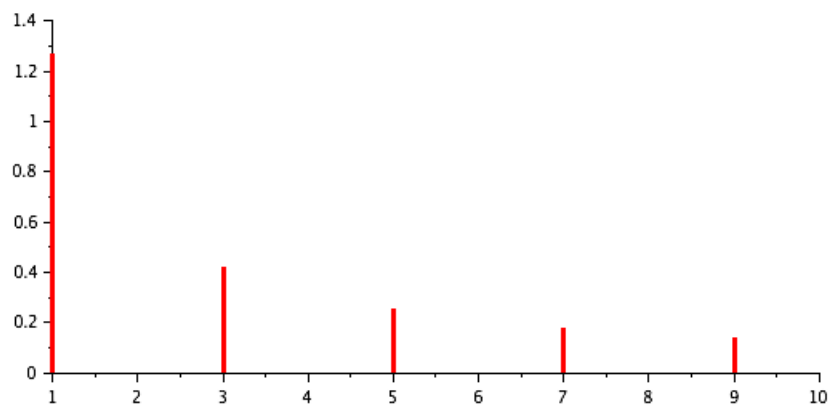


FIGURE 1.4 – Richesse du signal  $f$ .

2.  $f$  est  $2\pi$  périodique, impaire et vaut  $f(x) = x, x \in [0, \pi]$

(a) Coefficients de Fourier

Les  $a(i)$  étant nuls. On obtient ainsi les coefficients suivants pour les  $b(i)$  :

$b(1) = 2.000000$	$b(6) = -0.333333$
$b(2) = -1.000000$	$b(7) = 0.285714$
$b(3) = 0.666667$	$b(8) = -0.250000$
$b(4) = -0.500000$	$b(9) = 0.222222$
$b(5) = 0.400000$	$b(10) = -0.200000$

(b) Série de Fourier

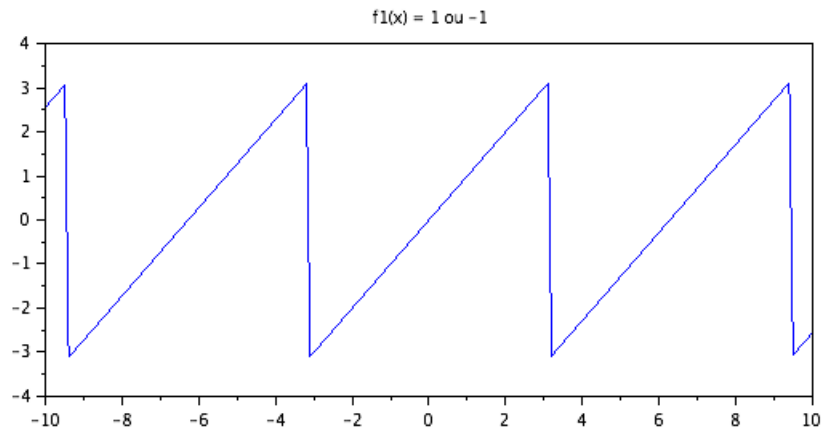


FIGURE 1.5 – Courbe de la fonction  $f$ .

(c) Graphe original et ses dix premières approximations

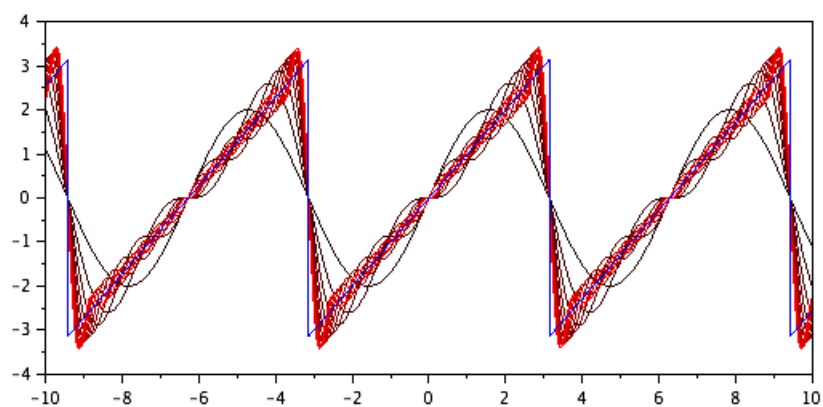


FIGURE 1.6 – Courbe de la fonction  $f$ .

(d) Richesse fréquentielle du signal

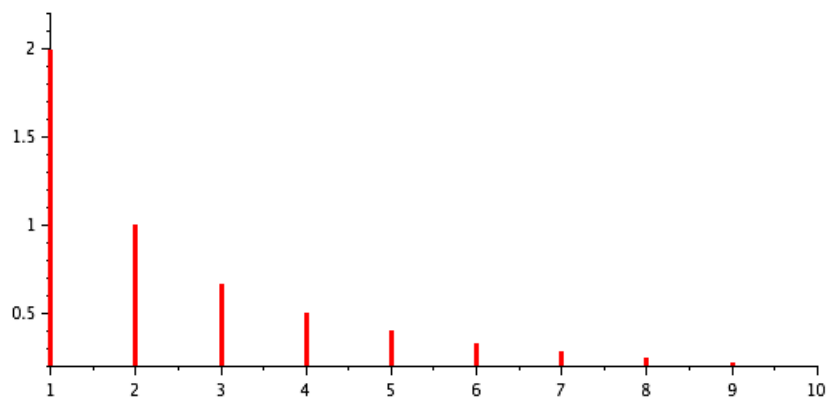


FIGURE 1.7 – Richesse du signal  $f$ .



3.  $f$  est  $2\pi$  périodique, paire et vaut  $f(x) = x, x \in [0, \pi]$

(a) Coefficients de Fourier

Les  $b(i)$  étant nuls. On obtient ainsi les coefficients suivants pour les  $a(i)$  :

$a(1) = 1.273240$	$a(6) = -0.000000$
$a(2) = 0.000000$	$a(7) = 0.025984$
$a(3) = 0.141471$	$a(8) = 0.000000$
$a(4) = 0.000000$	$a(9) = 0.015719$
$a(5) = 0.050930$	$a(10) = 0.000000$
avec $a(0) = 3.141593$	

(b) Série de Fourier

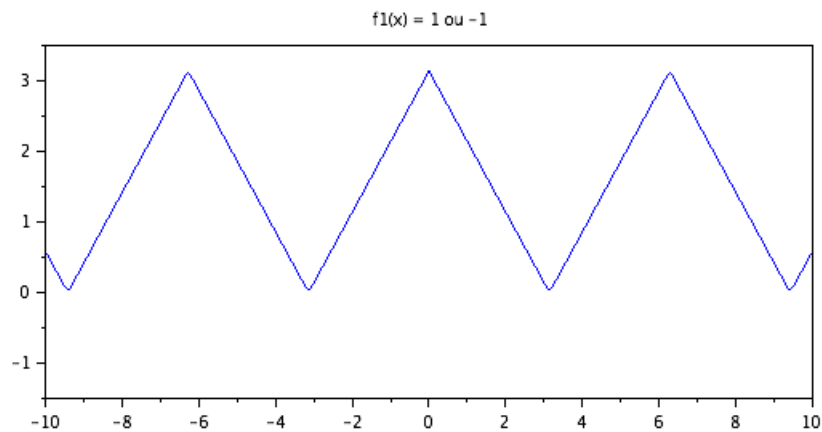


FIGURE 1.8 – Courbe de la fonction  $f$ .

(c) Graphe original et ses dix premières approximations

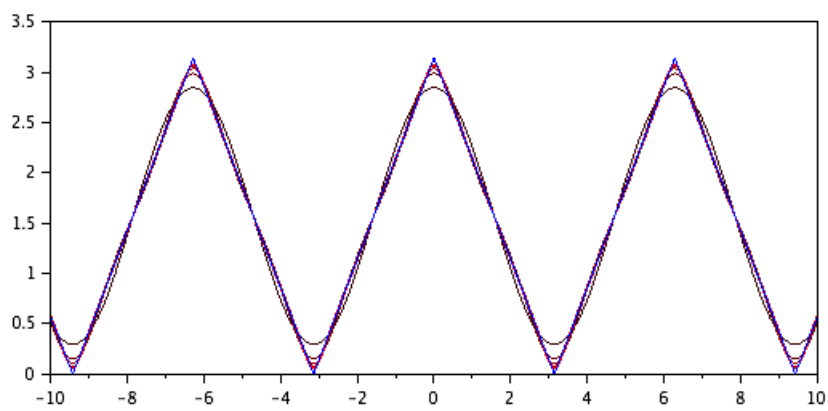


FIGURE 1.9 – Courbe de la fonction  $f$ .

(d) Richesse fréquentielle du signal

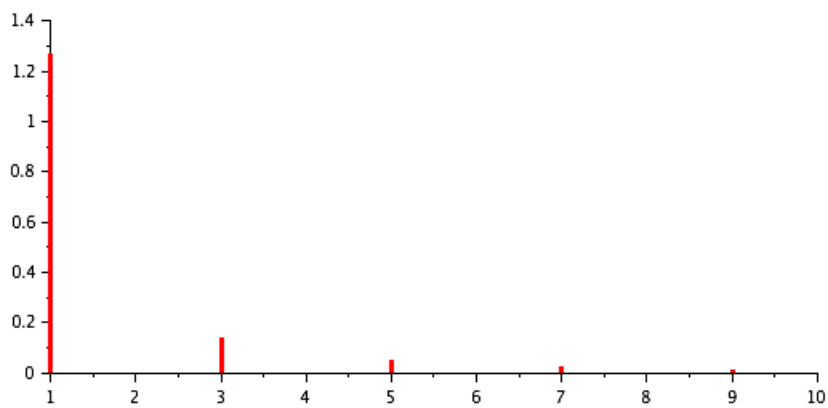


FIGURE 1.10 – Richesse du signal  $f$ .

4.  $f$  est  $2\pi$  périodique, paire et vaut  $f(x) = x^2, x \in [0, \pi]$

(a) Coefficients de Fourier

Les  $b(i)$  étant nuls. On obtient ainsi les coefficients suivants pour les  $a(i)$  :

$a(1) = -4.000000$	$a(6) = 0.111111$
$a(2) = 1.000000$	$a(7) = -0.081633$
$a(3) = -0.444444$	$a(8) = 0.062500$
$a(4) = 0.250000$	$a(9) = -0.049383$
$a(5) = -0.160000$	$a(10) = 0.040000$
avec $a(0) = 6.579736$	

(b) Série de Fourier

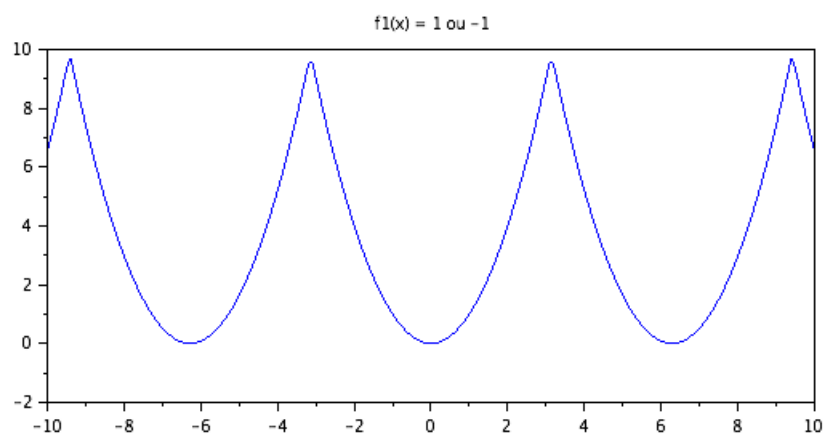


FIGURE 1.11 – Courbe de la fonction  $f$ .

(c) Graphe original et ses dix premières approximations

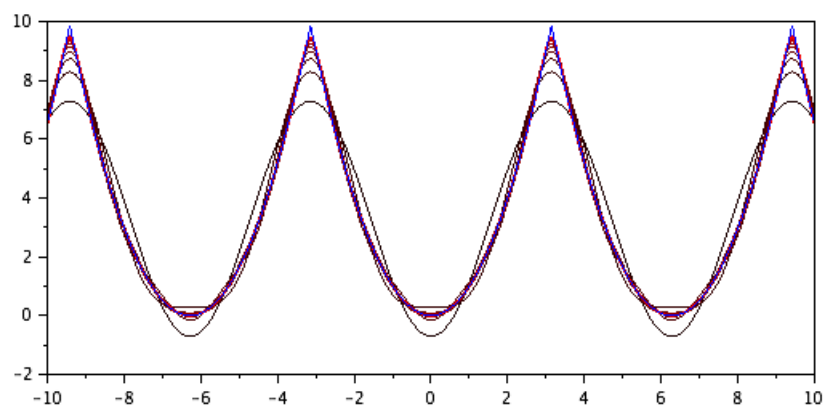


FIGURE 1.12 – Courbe de la fonction  $f$ .

(d) Richesse fréquentielle du signal

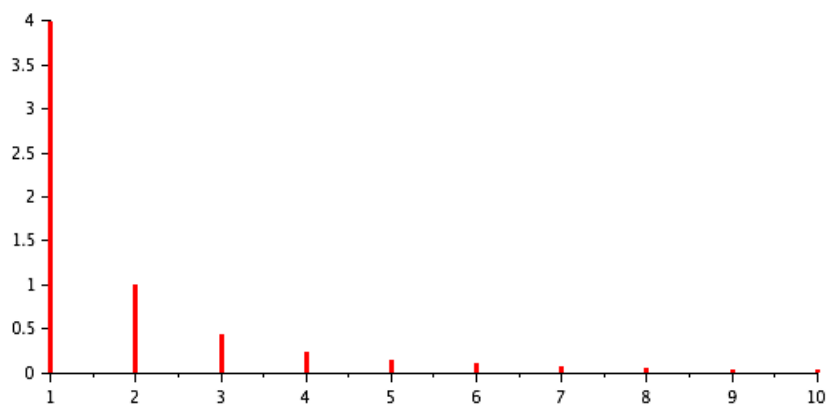


FIGURE 1.13 – Richesse du signal  $f$ .

5.  $f$  est  $2\pi$  périodique, impaire et vaut  $f(x) = x(\pi + |x|), x \in [-\pi, \pi]$

(a) Coefficients de Fourier

Les  $a(i)$  étant nuls. On obtient ainsi les coefficients suivants pour les  $b(i)$  :

$b(1) = 2.546479$	$b(6) = 0.000000$
$b(2) = 0.000000$	$b(7) = 0.007424$
$b(3) = 0.094314$	$b(8) = -0.000000$
$b(4) = -0.000000$	$b(9) = 0.003493$
$b(5) = 0.020372$	$b(10) = -0.000000$

(b) Série de Fourier

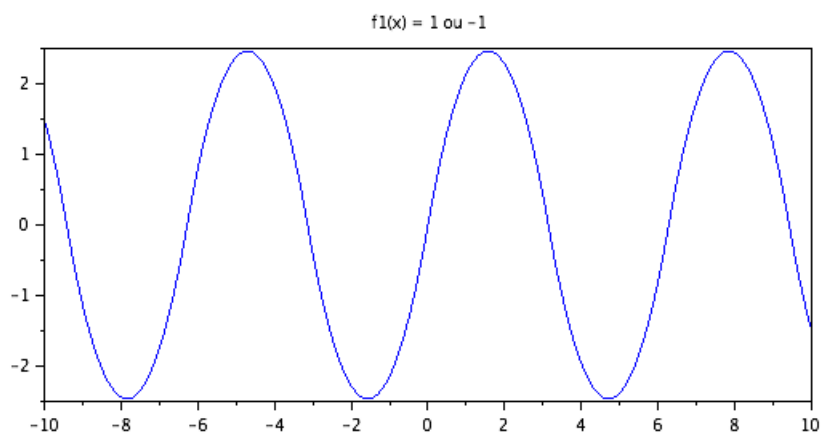


FIGURE 1.14 – Courbe de la fonction  $f$ .

(c) Graphe original et ses dix premières approximations

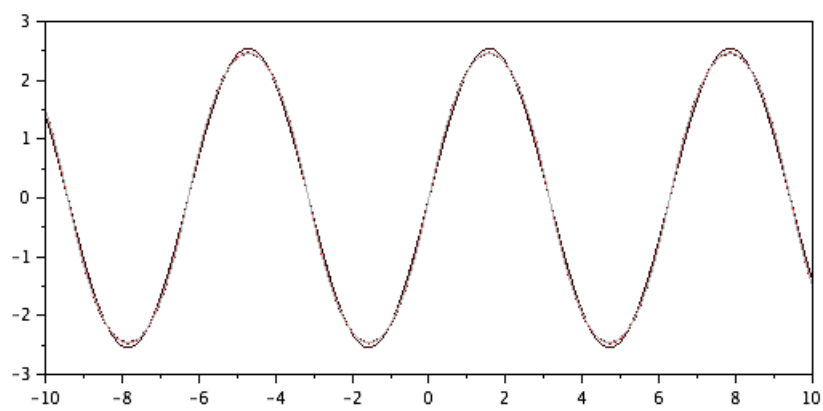


FIGURE 1.15 – Courbe de la fonction  $f$ .

(d) Richesse fréquentielle du signal

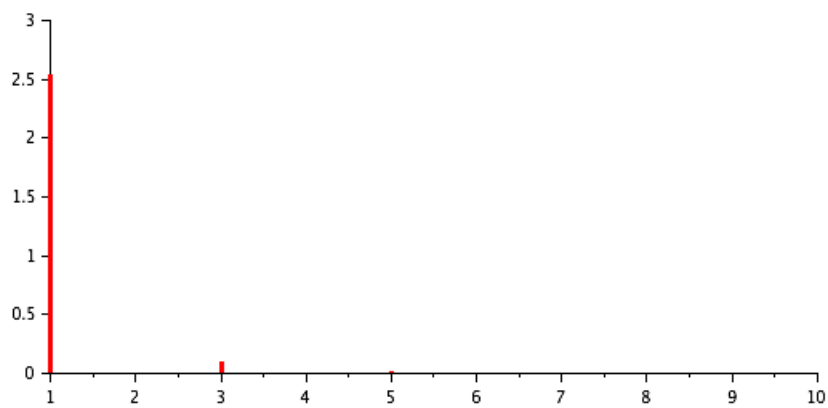


FIGURE 1.16 – Richesse du signal  $f$ .

# Chapitre 2

## Étude de fonctions

1.

$$f(x) = (\sin x)^{1/3}$$

La fonction  $f$  est définie sur l'intervalle  $(-\pi; \pi)$ . Elle est composée d'une fonction sinus, ce qui la rend impaire. Elle n'admet aucune valeur interdite et on a  $f(0^+) = f(0^-) = \sqrt[3]{0} = 0$ . Elle est donc continue. Sa dérivée est

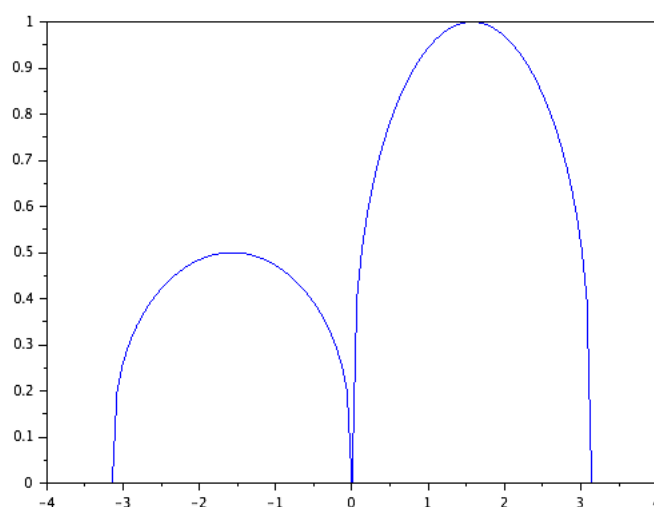


FIGURE 2.1 – Courbe de la fonction  $f$ .

$$f'(x) = \frac{1}{3} \cos x (\sin x)^{-2/3}$$

Elle admet une asymptote verticale en 0 et n'est donc pas continue. La fonction  $f$  est continue mais non dérivable sur  $(-\pi; \pi)$ .

2.

$$f(x) = (\sin x)^{4/3}$$

La fonction  $f$  est définie sur l'intervalle  $(-\pi; \pi)$ . Elle n'admet aucune valeur interdite et on a  $f(0^+) = f(0^-) = \sqrt[3]{0} = 0$ . Elle est donc continue.

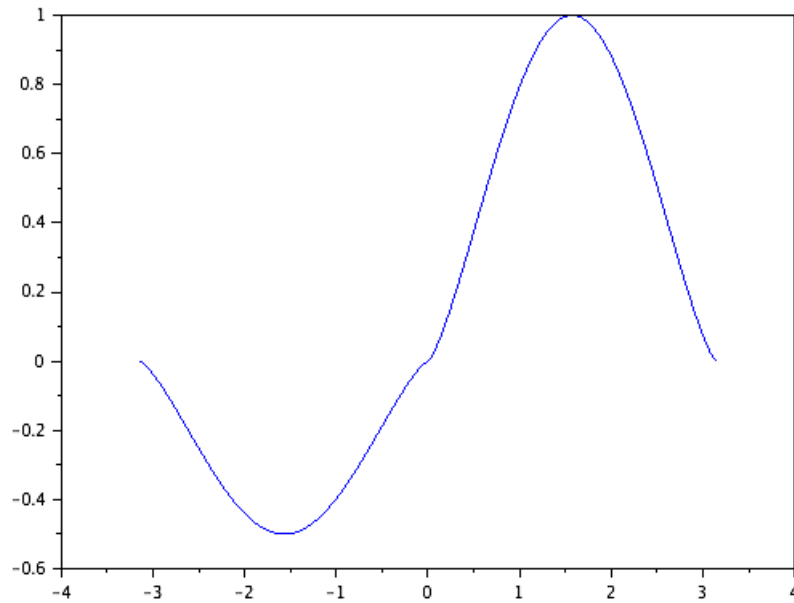


FIGURE 2.2 – Courbe de la fonction  $f$ .

Sa dérivée est

$$f'(x) = \frac{4}{3} \cos x (\sin x)^{1/3}$$

Elle n'admet pas d'asymptote et est donc continue. La fonction  $f$  est continue et dérivable, donc régulière.



3.

$$f(x) = \begin{cases} \cos x & , si \quad x > 0 \\ -\cos x & , si \quad x \leq 0 \end{cases}$$

La fonction  $f$  est définie sur l'intervalle  $(-\pi; \pi)$ . Elle n'admet aucune valeur interdite et on a  $f(0^+) = 1$  et  $f(0^-) = -1$ . Elle n'est donc pas continue en 0.

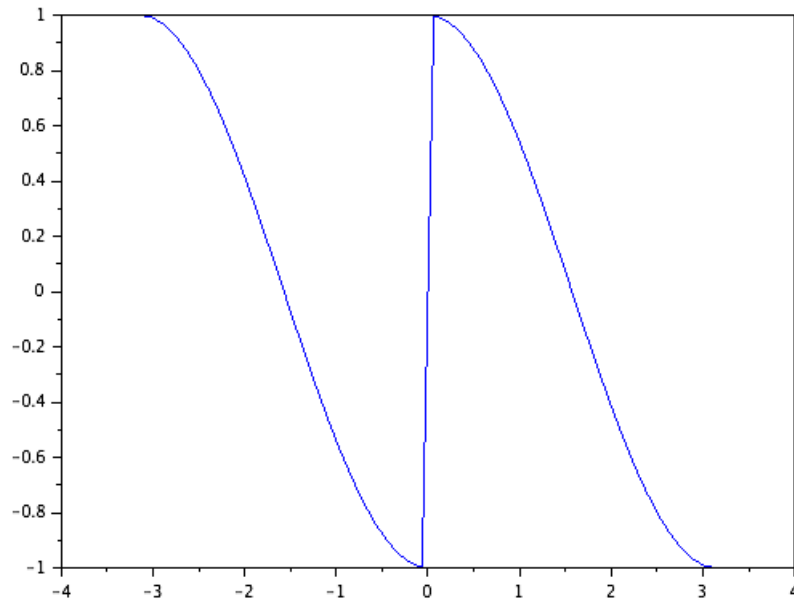


FIGURE 2.3 – Courbe de la fonction  $f$ .

Elle est dérivable par morceaux et sa dérivée est

$$f'(x) = \begin{cases} -\sin x & , si \quad x > 0 \\ \sin x & , si \quad x \leq 0 \end{cases}$$

La fonction  $f$  est continue par morceaux et dérivable par morceaux, donc régulière par morceaux.

4.

$$f(x) = \begin{cases} \sin x & , si \quad x > 0 \\ -\sin 2x & , si \quad x \leq 0 \end{cases}$$

La fonction  $f$  est définie sur l'intervalle  $(-\pi; \pi)$ . Elle n'admet aucune valeur interdite et on a  $f(0^+) = f(0^-) = 0$ . Elle est donc continue.

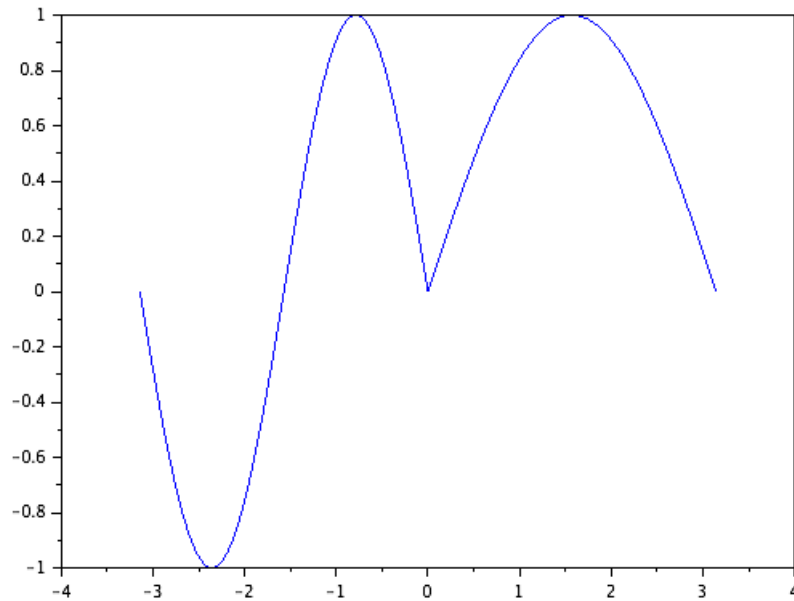


FIGURE 2.4 – Courbe de la fonction  $f$ .

Elle est dérivable par morceaux et sa dérivée est

$$f'(x) = \begin{cases} \cos x & , si \quad x > 0 \\ -2\cos 2x & , si \quad x \leq 0 \end{cases}$$

La fonction  $f$  est continue et dérivable par morceaux, donc régulière par morceaux.

5.

$$f(x) = \begin{cases} (\sin x)^{1/5}, & \text{si } x < \pi/2 \\ -\cos x & , \text{si } x \geq \pi/2 \end{cases}$$

La fonction  $f$  est définie sur l'intervalle  $(-\pi; \pi)$ . Elle n'admet aucune valeur interdite et on a  $f(0^+) = f(0^-) = \sqrt[5]{0} = 0$  et  $f(\pi/2) = 0$  et  $\lim_{\substack{x \rightarrow \pi/2 \\ x < \pi/2}} f(x) = 1$ . Elle est continue en 0 mais pas en  $\pi/2$ , elle est donc continue par morceaux.

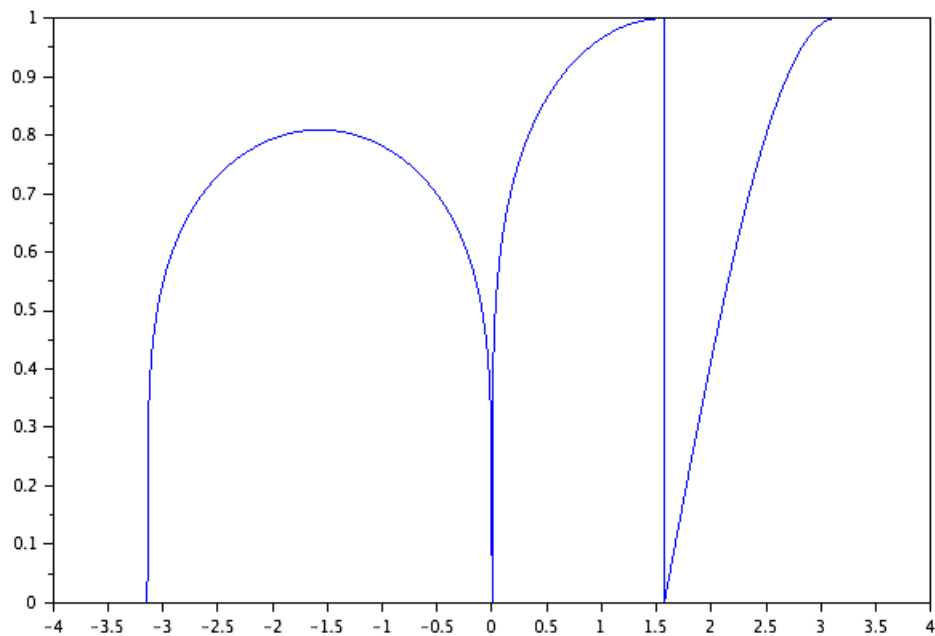


FIGURE 2.5 – Courbe de la fonction  $f$ .

Elle est dérivable par morceaux et sa dérivée est

$$f'(x) = \begin{cases} \frac{1}{5} \cos x (\sin x)^{1/5} & , \text{si } x < \pi/2 \\ \sin x & , \text{si } x \geq \pi/2 \end{cases}$$

La fonction  $f$  est continue par morceaux et dérivable par morceaux, donc régulière par morceaux.

# Chapitre 3

## Phénomène de Gibbs

### 3.1 Historique

Lors de l'étude des séries de Fourier et des transformées de Fourier, il apparaît parfois une déformation du signal, connue sous le nom de phénomène de Gibbs. Ce phénomène est un effet de bord qui se produit à proximité d'une discontinuité, lors de l'analyse d'une fonction dérivable par morceaux. Le phénomène fut mis pour la première fois en évidence en 1848 par Henry Wilbraham, mais cette découverte ne connut guère d'écho.

En 1898, Albert Michelson développa un système mécanique capable de calculer et sommer la série de Fourier d'un signal donné en entrée. Il observa alors un effet d'amplification des discontinuités, qui persistait malgré l'augmentation du nombre de coefficients calculés.

Alors que Michelson soupçonnait un défaut dans la fabrication de son engin, Josiah Willard Gibbs montra que le phénomène était d'origine mathématique et se produisait dans des conditions très générales. En 1906, Maxime Bôcher donna la première interprétation satisfaisante du phénomène auquel il donna le nom de phénomène de Gibbs.

Le phénomène de Gibbs est, en quelque sorte, un « défaut d'approximation » pour une fonction continue de classe  $C^1$  par morceaux.

## 3.2 Démonstration

Soit  $f$  la fonction  $2\pi$ -périodique et impaire telle que  $f(x) = 1$  sur  $[0; \pi]$ .

Nous allons montrer que

$$S_{f(x)} = \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(2k-1)}{2k-1}$$

Nous savons que  $S_{f(x)} = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \sin nx$ , car  $f$  est impaire.

Or,

$$\begin{aligned} b_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \sin nx \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^0 f(x) \sin nx + \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} f(x) \sin nx \\ &= -\frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^0 \sin nx + \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sin nx \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sin nx + \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sin nx \\ &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \sin nx \\ &= \frac{2}{\pi} \left[ \frac{-\cos nx}{n} \right]_0^{\pi} \\ &= \frac{2}{\pi} \left( -\frac{\cos n\pi}{n} + \frac{1}{n} \right) \\ &= \frac{2}{\pi} \left( -\frac{\cos n\pi}{n} + \frac{1}{n} \right) \end{aligned}$$

D'où

$$\begin{aligned} S_{f(x)} &= \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1 - \cos n\pi}{n} \sin nx \\ &= \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1 - (-1)^n}{n} \sin nx \\ &= \frac{2}{\pi} \sum_{n \text{ pair}} \frac{1 - (-1)^n}{n} \sin nx + \frac{2}{\pi} \sum_{n \text{ impair}} \frac{1 - (-1)^n}{n} \sin nx \\ &= \frac{4}{\pi} \sum_{n \text{ impair}} \frac{\sin nx}{n} \\ &= \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(2k-1)x}{2k-1} \quad , \text{ où } n = 2k-1, k \in \mathbb{R} \end{aligned}$$

### 3.3 Approximations de Fourier

1. Approximation pour  $n = 2$

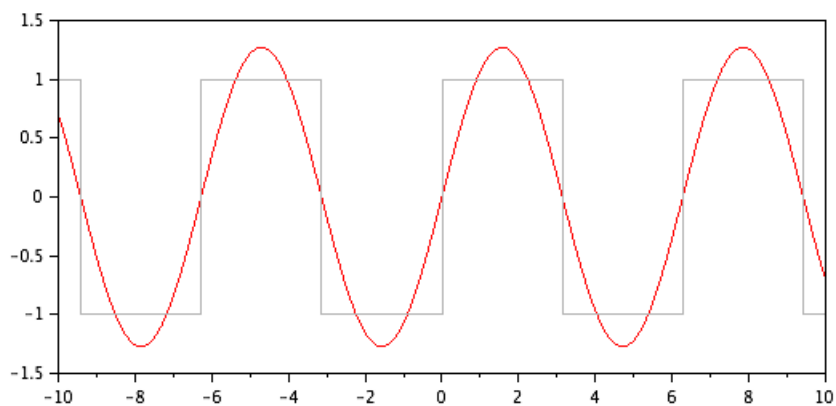


FIGURE 3.1 – Courbe de la fonction  $f$  pour  $n = 2$ .

2. Approximation pour  $n = 5$

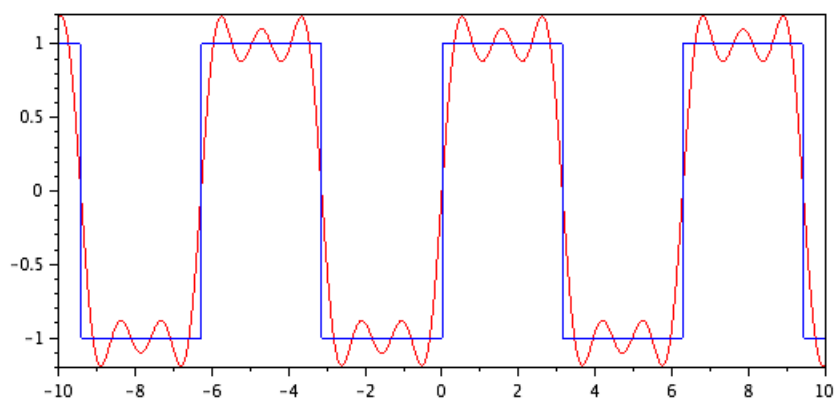


FIGURE 3.2 – Courbe de la fonction  $f$  pour  $n = 5$ .

### 3. Approximation pour $n = 10$

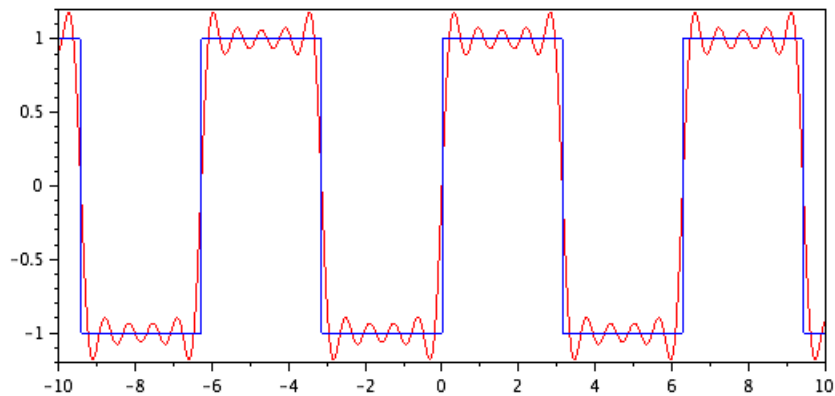


FIGURE 3.3 – Courbe de la fonction  $f$  pour  $n = 10$ .

### 4. Approximation pour $n = 20$

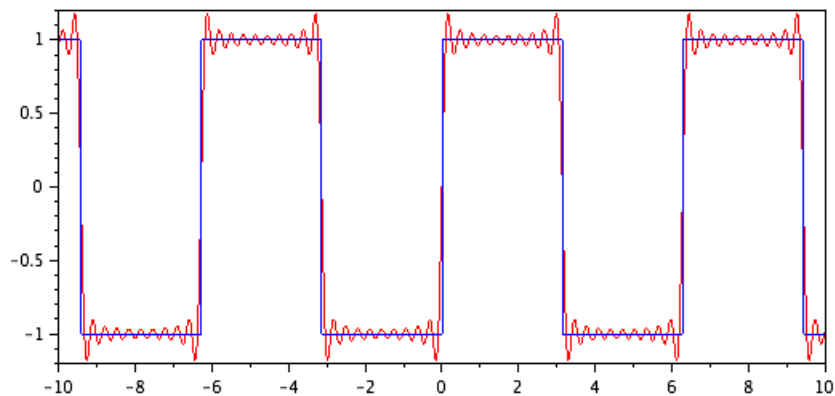


FIGURE 3.4 – Courbe de la fonction  $f$  pour  $n = 20$ .

### 5. Approximation pour $n = 60$

On remarque donc qu'au voisinage d'une discontinuité une bosse apparaît. Or quand  $n$  augmente cette dernière subsiste de part et d'autre d'une discontinuité. Plaçons nous alors à droite du point de discontinuité 0 par exemple. On note que lorsque  $n$  augmente, le point en lequel il y a un pic s'approche de 0, mais la hauteur reste constante. Nous allons essayer d'expliquer ce phénomène dans la partie suivante.

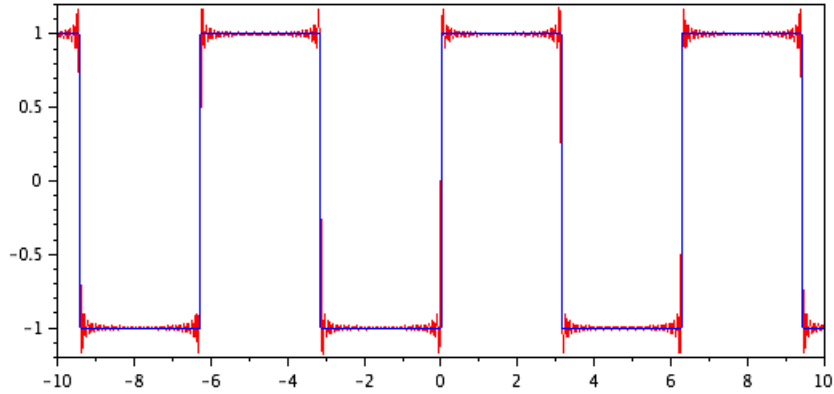


FIGURE 3.5 – Courbe de la fonction  $f$  pour  $n = 60$ .

## 3.4 Explication du phénomène

### 3.4.1 Contexte

Soit  $f$  la fonction  $2\pi$ -périodique et impaire telle que  $f(x) = 1$  sur  $[0; \pi]$ .

On note que la fonction présente une discontinuité en tout point multiple de  $\pi$ . La limite à droite et la limite à gauche en ces points vaut  $+1$  et  $-1$ . De plus en dehors de ces points la fonction est continue. Nous avons donc une fonction continue par morceaux et sa dérivée l'est également. Ainsi on peut dire que  $f$  est  $C^1$  par morceaux

### 3.4.2 Analyse Mathématique

#### Application du Théorème de Dirichlet

Comme  $f$  est impaire on a donc :

$$S_{f(x)} = \frac{4}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(2k-1)x}{2k-1} \quad , \text{ où } k \in \mathbb{R}$$

Pour une fonction  $C^1$  par morceaux, le théorème de Dirichlet nous indique quel est la limite de ces sommes partielles. Si l'on considère un point de continuité de la fonction, ces sommes partielles vont converger vers  $f(x)$ . Ainsi au point de discontinuité ( $x = 0$ ), la limite de ces sommes partielles va être la demi-somme entre la limite à droite et la limite à gauche de la valeur de la fonction au point considéré. Ici, la demi-somme vaut 0 :



$$S_{f(x)} = \frac{4}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(2k-1)x}{2k-1} \Big|_{x=0} = \frac{1}{2}[+1 + (-1)] = 0$$

En particulier, sur un tel point la limite ne vaut pas la valeur du signal  $f(0) = 1$ , alors que la demi-somme vaut 0

On s'intéresse par la suite au comportement au voisinage du point de discontinuité.

### Comportement au voisinage d'un point de discontinuité

Étudions la somme partielle  $S_p(x)$  :

Calculons sa dérivée afin d'établir son tableaux de variations.

Comme  $\frac{d}{dt} \sin((2k-1)x) = (2k-1)\cos((2k-1)x)$  on déduit que

$$\frac{d}{dt} S_p(x) = \frac{4}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \cos((2k-1)x)$$

Ensuite on pose :

$$\cos((2k-1)x) = \operatorname{Re}[e^{i(2k-1)x}] \quad \text{et} \quad \sum_{k=0}^n q^k = \frac{1-q^{n+1}}{1-q}$$

On déduit l'expression suivante :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} S_p(x) = \frac{2}{\pi} \frac{\sin(2kx)}{\sin(x)} & , \text{ pour } t \neq 0 \\ \frac{d}{dt} S_p(x) = \frac{4}{\pi} & , \text{ par calcul direct} \end{cases}$$

Par intégration on doit obtenir une expression explicite de  $S_p(x)$ . Or comme somme de sinus elle s'annule en  $x = 0$  on prend donc cette primitive qui s'annule en 0 :

$$S_p(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x \frac{\sin(2pu)}{\sin(u)} du$$

Afin d'étudier la fonction  $S_p(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x \frac{\sin(2pu)}{\sin(u)} du$  on dresse son tableau de variation.

Cherchons les valeurs qui annulent cette dérivée.

Soit  $x \in [0, \pi]$  tels que  $S'_p(x) = \frac{d}{dt} S_p(x) = \frac{2}{\pi} \frac{\sin(2px)}{\sin(x)} = 0$ . On obtient les zéros de la dérivé suivants :

$$\sin(2px) = 0 \iff 2px = 0[\pi]$$

Donc pour  $x \in ]0, \pi[$

$$S'_p(x) = 0 \iff x \in \left\{ \frac{\pi}{2p}, \frac{2\pi}{2p}, \dots, \frac{(2p-1)\pi}{2p} \right\}$$

D'où la racine la plus proche à droite de  $x = 0$  est  $x_1 = \frac{\pi}{2p}$ . On va par la suite étudier les variations de  $S_p(x)$  au voisinage de ce point :

$x$	0	$\frac{\pi}{2p}$	$\frac{2\pi}{2p}$		
$S_p'(x)$		+	0	−	0
$S_p(x)$					

Ce qui correspond à la courbe 3.2

### Valeur et amplitude de la bosse de Gibbs

Valeur du maximal local :

$$m_{1,p} = S_p\left(\frac{\pi}{2p}\right) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2p}} \frac{\sin(2pu)}{\sin(u)} du$$

On effectue le changement de variable suivant :  $v = 2pu$ , ce qui donne :

$$m_{1,p} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{\sin(v)}{\sin\left(\frac{v}{2p}\right)} \frac{dv}{2p}$$

Après transformation on obtient :

$$m_{1,p} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{\sin v}{v} \frac{1}{\frac{\sin\left(\frac{v}{2p}\right)}{\frac{v}{2p}}} dv$$

Par ailleurs on sait que :

$$\begin{cases} \lim_{p \rightarrow +\infty} \frac{v}{2p} \rightarrow 0 \\ \lim_{h \rightarrow 0} \frac{\sinh h}{h} = 1 \end{cases} \quad (3.1)$$

On cherche donc la limite suivante :

$$\lim_{p \rightarrow +\infty} m_{1,p} = \frac{2}{\pi} \lim_{p \rightarrow +\infty} \int_0^\pi \frac{\sin v}{v} \frac{1}{\frac{\sin(\frac{v}{2p})}{\frac{v}{2p}}} dv$$

On fait rentrer la limite à l'intérieur de l'intégrale car  $f$  est  $C^1$  :

$$\frac{2}{\pi} \lim_{p \rightarrow +\infty} \int_0^\pi \frac{\sin v}{v} \frac{1}{\frac{\sin(\frac{v}{2p})}{\frac{v}{2p}}} dv = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \lim_{p \rightarrow +\infty} \left[ \frac{\sin v}{v} \frac{1}{\frac{\sin(\frac{v}{2p})}{\frac{v}{2p}}} \right] dv$$

D'après le point (3.1) on a le résultat suivant :

$$\frac{2}{\pi} \int_0^\pi \lim_{p \rightarrow +\infty} \left[ \frac{\sin v}{v} \frac{1}{\frac{\sin(\frac{v}{2p})}{\frac{v}{2p}}} \right] dv = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \frac{\sin v}{v} dv$$

## Conclusion

A partir de ce point nous pouvons calculer numériquement le résultat suivant :

$$\frac{2}{\pi} \int_0^\pi \frac{\sin v}{v} dv = 1.18 = 1 + 0.18$$

La bosse dépasse donc toujours la valeur 1 de la fonction au voisinage de 0 d'une quantité incompressible 0.18. L'amplitude de la bosse est donc toujours supérieur à 0.18 pour notre fonction.

La généralisation de notre fonction (non abordé ici) montre que la bosse de Gibbs a une hauteur proportionnelle à une amplitude du saut de discontinuité. Ce coefficient de proportionnalité universel est appelé coefficient de Wilbraham Gibbs est vaut 9% du saut.

# Chapitre 4

## Application des série de Fourier

### 4.1 La corde pincée (la guitare)

#### 1. Procédure Scilab

```
1  _L = 0.65 //Donnees en m
   _A = 0.15
   _H = 0.01
   _MLIN = 4 // masse lineique en kg/m
   _TENSION = 11 //Correspond a la 6e corde
6
   _H = 0.01
   _A = 0.10
   _L = 0.32
   _MLIN = 1
11  _TENSION = 417.28

   x = 0:0.001:_L
   t = 0:5*1D-5:0.01

16  c = abs(_TENSION/_MLIN)

   function [y] = F(x)
       x = pmodulo(x, _L)
       y = zeros(x)
21   for i=1:length(x)
       if x(i) <= _A then
           y(i) = _H * (x(i)/_A)
```

```

elseif x(i) > _A then
    y(i) = _H * (_L-x(i)) / (_L-_A)
26     end
    end
endfunction

31 function [y] = integF(n)
    w_n = n*pi/_L
    y = (sin(w_n*_A) - _A* w_n *cos(w_n*_A))/(w_n) / (_A)
    y = y + (-1)^n
    y = y + cos(w_n*_A) + (-1)^(n+1)
36     y = y * (2*_H/(w_n*( _L-_A)))
endfunction

function [y,y_1,y_2,y_3] = u(x,t)
41     y = 0
    N = 25
    for k = 1:N
        b = integF(k)
        y_k = sin(k*pi*x/_L) * b * cos(k*2*pi*c*t/_L)
46     y = y + y_k
    end
endfunction

clf
51 disp("param")

isoview(0,_L,-_H,-_H)
paramfplot2d(u,x,t)

```

2. Montrer que les conditions initiales et aux limites sont satisfaites avec :

$$u_n(x, t) = \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \left( A_n \cos\left(\frac{n\pi ct}{L}\right) + B_n \sin\left(\frac{n\pi ct}{L}\right) \right)$$

(a) On montre trivialement, que les conditions aux limites sont satisfaites :  $u(0, t) = u(L, t) = 0$ . En effet, si  $x = 0$  on obtient :

$$\underbrace{u_n(0, t) = \sin(0) \left( A_n \cos\frac{n\pi ct}{L} + B_n \sin\frac{n\pi ct}{L} \right)}_{=0}$$

De même pour  $x = L$  on obtient :

$$\underbrace{u_n(L, t) = \sin(n\pi) \left( A_n \cos\frac{n\pi ct}{L} + B_n \sin\frac{n\pi ct}{L} \right)}_{=0}$$

(b) On montre également la satisfaction des conditions initiales

$$\begin{cases} u(x, 0) = f(x), \forall x \in [0, L] \\ \frac{\partial u}{\partial t}(x, 0) = g(x), \forall x \in [0, L]; \end{cases}$$

$$\text{où } f(x) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$$

$$\text{et } g(x) = \frac{\pi c}{L} \sum_{n=1}^{\infty} n B_n \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$$

En effet si  $t = 0$  alors les  $B_n$  disparaissent et il ne reste que les  $A_n$  car  $\cos(0) = 1$  d'où  $u(x, 0) = f(x), \forall x \in [0, L]$ .

Il apparait également que

$$\frac{\partial u}{\partial t}(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \frac{n\pi c}{L} \left( -A_n \sin\left(\frac{n\pi ct}{L}\right) + B_n \cos\left(\frac{n\pi ct}{L}\right) \right)$$

Donc pris en  $t = 0$ , on obtient :

$$\frac{\pi c}{L} \sum_{n=1}^{\infty} n B_n \sin\frac{n\pi x}{L}$$

### 3. Application SciLab

Les graphiques ci dessous sont issus d'une animation de la fonction  $paramfplot2d(u, x, t)$  au cours d'un temps relatif croissant

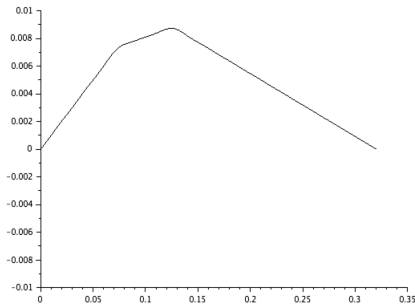


FIGURE 4.1 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps relatif n°1

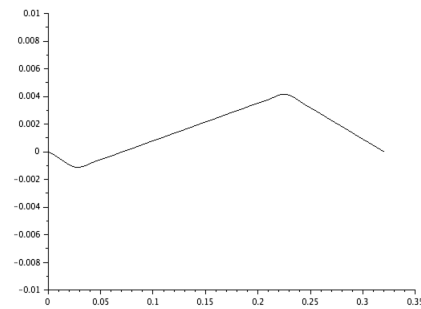


FIGURE 4.2 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps relatif n°2

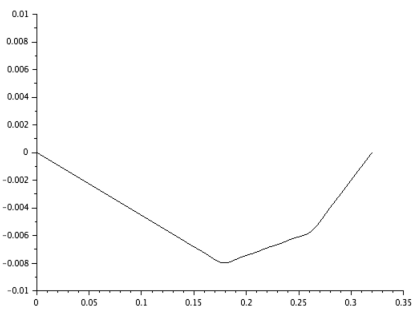
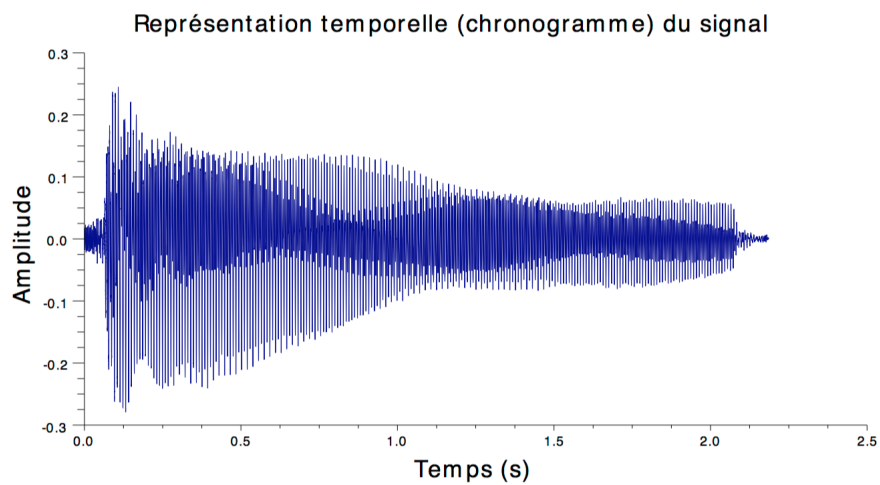


FIGURE 4.3 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps relatif n°3

#### 4. Chronogramme et analyse fréquentielle du son

Afin de bien illustrer le son d'une guitare, nous importons un fichier .wav et le traitons de façons à le « voir »

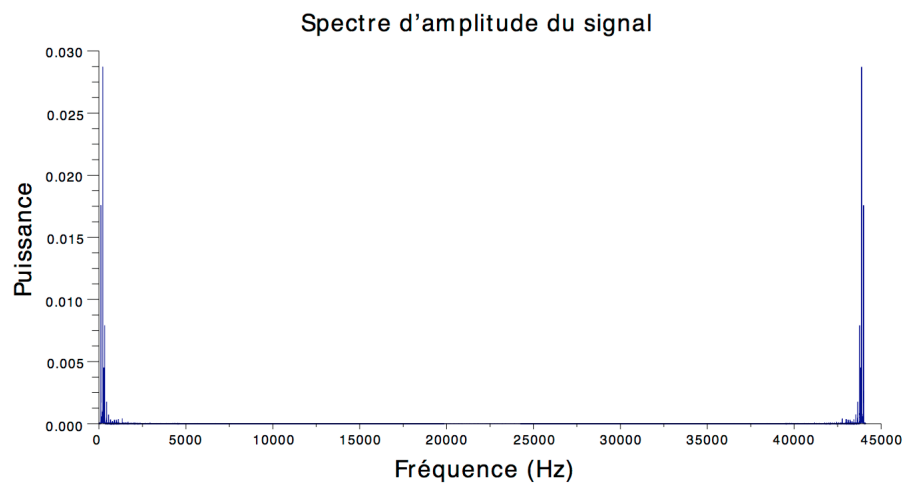
```
1 [son,fe] = wavread("noteguitare.wav");  
L=length(son); N=[1:L]; F=N*fe/L; T=N/fe;  
scf(0);  
clf();  
a=gcf();  
6 a.figure_size=[800,500];  
plot2d(T,son,9);  
a=gca();  
a.title.text="Représentation temporelle (chronogramme) du signal"  
;  
11 a.title.font_size=4; a.x_label.text="Temps (s)"; a.x_label.font_size=4; a.  
y_label.text="Amplitude"; a.y_label.font_size=4;
```





L'étude à proprement parler du son consiste à en faire l'analyse fréquentielle, dont la première étape est d'obtenir le spectre du signal sonore. Pour ce faire, nous récupérons le module de la transformée de Fourier du signal. Le spectre est représenté dans le domaine des fréquences et c'est une combinaison de fonctions de Dirac. Nous observons très clairement une symétrie, qui est une des propriétés de la transformée de Fourier. L'observation plus précise de ce spectre (en zoomant notamment sur sa partie "intéressante") permet de déterminer les différentes harmoniques et la fréquence fondamentale.

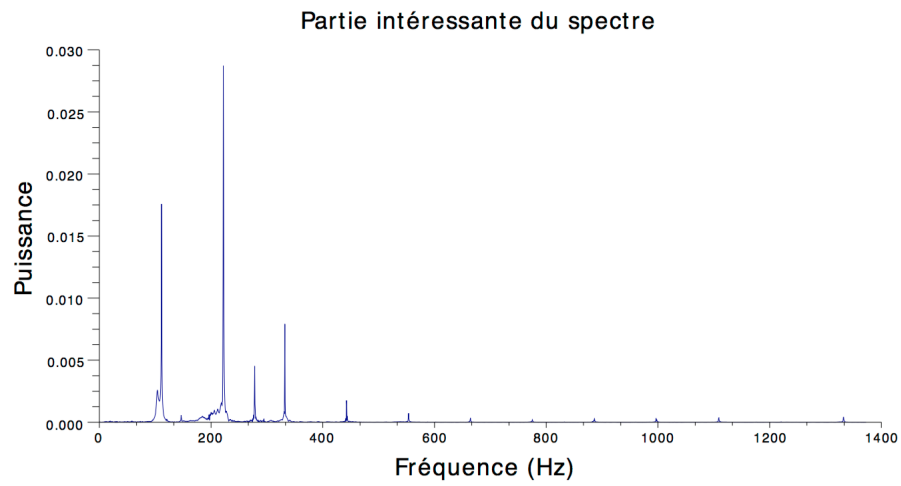
```
[tfd,spectre,tfd_r,tfd_i] = analyse(son);
scf(1);
clf();
4 a=gcf();
a.figure_size=[800,500];
plot2d(F,spectre ,9);
a=gca();
a.title.text="Spectre d'amplitude du signal";
9 a.title.font_size=4;
a.x_label.text="Frequence (Hz) ";
a.x_label.font_size=4;
a.y_label.text="Puissance ";
a.y_label.font_size=4;
```



```

scf(2);
2 clf();
a=gcf();
a.figure_size=[800,500];
plot2d(F(1:3000),spectre(1:3000),9); 6 a=gca();
Spectre d'amplitude du signal
7 a.title.text="Partie intéressante du spectre"; 8 a.title.font_size=4;
a.x_label.text="Fréquence (Hz)";
a.x_label.font_size=4;
a.y_label.text="Puissance"; 12 a.y_label.font_size=4;

```



## 4.2 La corde frappée (le piano)

### 1. Procedure Scilab

```
| _L = 65
| _A = 30
| _H = 0.01
| k= 5000
5 | _MLIN = 4
| _TENSION = 11
|
| c = abs(_TENSION/_MLIN)
|
10 | function y=u1(x,t)
|     N=25
|     y=0
|     for i=1:N
|         y=y+sin(i*%pi*x/_L).*((2/c*i*%pi)*k*sin(%pi*_A/_L))*sin(i*%pi*c*t/_L)
15 |     end
|
|     endfunction
|
| x = 0:0.1:_L
20 | t = 0:0.01:50
| paramfplot2d(u1,x,t)
```

### 2. Harmoniques

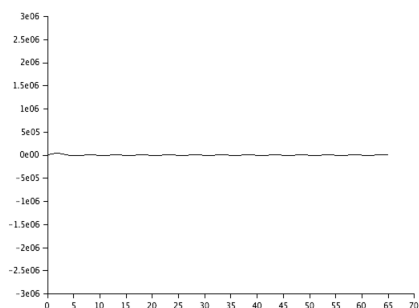


FIGURE 4.4 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps relatif n°1

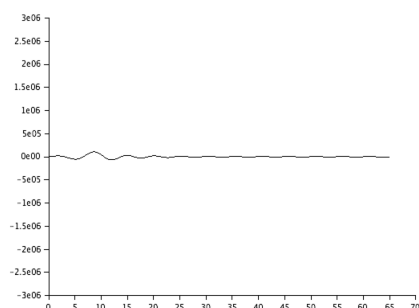


FIGURE 4.5 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps relatif n°2

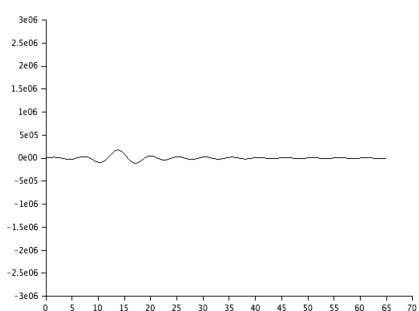


FIGURE 4.6 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps relatif n°3

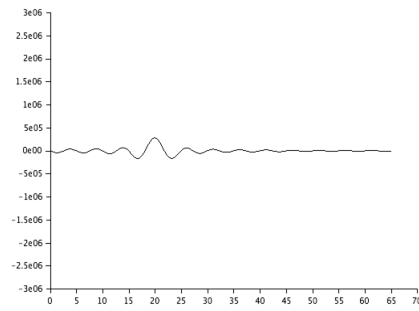


FIGURE 4.7 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps relatif n°4

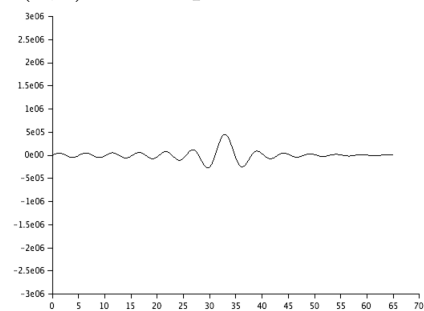


FIGURE 4.8 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps relatif n°5

# Chapitre 5

## Equation de la chaleur

### 5.1 Calcul de la série de Fourier

Nous sommes en présence d'une barre de longueur  $L$ , d'épaisseur négligeable et de conductivité  $\kappa$ . Nous faisons de plus l'hypothèse que la chaleur ne peut quitter la barre que par ses extrémités. La température à ses extrémités est nulle. La température  $u(x, t)$  en point  $x$  de la barre et à l'instant  $t$  est modélisée par l'équation :

$$\frac{\partial u}{\partial t}(x, t) = \kappa \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}(x, t); \quad (5.1)$$

avec les conditions

$$u(x, 0) = f(x), \quad u(0, t) = u(L, t) = 0. \quad (5.2)$$

Avec la méthode des variables séparées, on va chercher une solution  $u(x, t)$  telle que :

$$u_n(x, t) = U_n(x)V_n(t) \quad (5.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t}(x, t) &= \kappa \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}(x, t) \\ \frac{\partial}{\partial t}(U_n(x)V_n(t)) &= \kappa \frac{\partial^2}{\partial x^2}(U_n(x)V_n(t)) \\ U_n(x)V'_n(t) &= \kappa V_n(t)U''_n(x) \\ \frac{U''_n(x)}{U_n(x)} &= \frac{V'_n(t)}{\kappa V_n(t)} = \lambda, \text{ avec } \lambda \in \mathbb{R} \end{aligned}$$

D'où on a,

$$\begin{cases} U_n''(x) &= \lambda U_n(x) \\ V_n'(t) &= \kappa \lambda V_n(t) \end{cases}$$

$$\begin{cases} U_n''(x) - \lambda U_n(x) &= 0 \\ V_n'(t) - \kappa \lambda V_n(t) &= 0 \end{cases}$$

Nous avons alors trois cas possibles :  $\lambda > 0$ ,  $\lambda < 0$  et  $\lambda = 0$ . Nous écartons le cas  $\lambda \geq 0$  car il n'admet pas de solution trigonométrique. En effet,

$$U(x) = C_1 e^{rx} + C_2 e^{-rx}, \quad r = \sqrt{\frac{\lambda}{\kappa}}$$

Pour  $\lambda > 0$ , si on tient compte de la condition  $u(0, t) = u(L, t) = 0$  :

$$\begin{cases} U(0) &= 0 \\ U(L) &= 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} C_1 + C_2 &= 0 \\ C_1 e^{rL} + C_2 e^{-rL} &= 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} C_1 &= C_2 \\ C_1 &= 0, \text{ si } \lambda \neq 0 \end{cases}$$

Nous avons  $U = 0$ , ce qui est physiquement à rejeter.

Pour ce qui est de  $\lambda = 0$ ,

$$U''(x) = 0 \text{ nous donne } U(x) = ax + b$$

et avec la condition  $u(0) = u(L) = 0$  :

$$\begin{cases} a &= 0 \\ b &= 0 \end{cases}$$

D'où  $U(x) = 0$  et  $u(x, t) = 0$ , ce qui est également à rejeter. Pour la suite, nous avons alors  $\lambda < 0$  et nous posons  $\lambda = -\mu^2$ .

D'où

$$\begin{cases} U'' + \mu^2 U &= 0 \\ V + \kappa \mu^2 V &= 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} U(x) &= C_1 \cos(\mu x) + C_2 \sin(\mu x) \\ V(t) &= C e^{-\kappa \mu^2 t} \end{cases}$$

D'après les conditions aux extrémités :

$$\begin{cases} C_1 &= 0 \\ C_2 \sin \mu L &= 0 \Rightarrow \mu L = n\pi \Rightarrow \mu = \frac{n\pi}{L}, \text{ avec } n \in \mathbb{R} \end{cases}$$

D'après l'équation (5.3), on a :

$$u_n(x, t) = C_n e^{-\frac{\kappa n^2 \pi^2}{L^2} t} (D_n \cos(\frac{n\pi}{L} x) + E_n \sin(\frac{n\pi}{L} x)) \quad (5.4)$$

Or,  $u_n(x, t)$  est une fonction  $2L$ -périodique impaire :

$$u_n(x, t) = C_n e^{-\frac{\kappa n^2 \pi^2}{L^2} t} E_n \sin(\frac{n\pi}{L} x) \quad (5.5)$$

On note  $b_n = C_n E_n$  et on a donc une solution de la forme :

$$u_n(x, t) = b_n e^{-\frac{\kappa n^2 \pi^2}{L^2} t} \sin(\frac{n\pi}{L} x) \quad (5.6)$$

D'après le principe de superposition,  $u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} u_n(x, t)$  est aussi une solution.

Donc

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n e^{-\frac{\kappa n^2 \pi^2}{L^2} t} \sin(\frac{n\pi}{L} x) \quad (5.7)$$

est une solution de l'équation (5.1). On a alors

$$u(x, t) = F(x)G(t) \quad (5.8)$$

où

$$f(x) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin(\frac{n\pi}{L} x)$$

Calcul de  $b_n$  : On a  $u(x, 0) = f(x)$ , on remplace dans (5.7) :

$$f(x) = \sum b_n \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \quad (5.9)$$

Les  $(b_n)$  sont les coefficients de Fourier de  $f^*$  la fonction  $2L$ -périodique impaire telle que  $f^* = f$  sur  $[0, L]$ .

On a alors :

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f^*(x) \sin(n\omega x) dx, \quad \omega = \frac{2\pi}{T} \quad (5.10)$$

Ici,  $T = 2L$  :

$$b_n = \frac{2}{2L} \int_{-L}^L f^*(x) \sin(n\omega x) dx = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) dx \quad (5.11)$$



## 5.2 Implémentation de la propagation de la chaleur

Nous prenons comme exemple une barre d'épaisseur négligeable de longueur  $L = \pi$ , dont les extrémités sont isolées, soumise à une température  $T_{init} = 0^\circ C$ , et ayant une conductivité  $\kappa = 1$ . On plonge la barre dans un bain dont la température est de  $T_{bain} = 100^\circ C$ . On a  $f(x) = 100$ . Calculons  $b_n$  :

$$\begin{aligned} b_n &= \frac{2}{\pi} \int_0^\pi 100 \sin(nx) dx \\ &= \frac{200}{\pi} \int_0^\pi \sin(nx) dx \\ &= -\frac{200}{n\pi} [\cos(nx)]_0^\pi \\ &= -\frac{200}{n\pi} [\cos(nx)]_0^\pi \\ &= \frac{200}{n\pi} (1 - (-1)^n) \\ &= \begin{cases} \frac{400}{\pi(2p-1)} & , \quad n = 2p - 1 \\ 0 & , \quad n = 2p, \text{ avec } p \in \mathbf{N} \end{cases} \end{aligned}$$

On a donc :

$$u(x, t) = \frac{400}{\pi} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{e^{-(2p-1)^2 t}}{2p-1} \sin((2p-1)x) \quad (5.12)$$

Nous implémentons alors une procédure Scilab pour représenter la propagation de la chaleur dans la barre en fonction du temps.

```
x=linspace(0,%pi,50); //on definit l'ensemble de definition de la fonction
nb_termes = 50 //nombre de termes de la somme a calculer
nb_secondes = 60 //temps de l'etude du phenomene
4 i_lim = nb_secondes/0.1 //conversion du temps en nombre de boucle (1 boucle
    = 0.1 seconde)
t=0
for i = 0:i_lim //boucle temporelle
    somme=0
    for p = 1:nb_termes //boucle afin de calculer la somme sur nb_termes
        termes
9         somme=somme+(((exp(-((2*p-1)^2)*t))/(2*p-1))*sin((2*p-1)*x))
    end //fin de la boucle somme
    u=(400/%pi)*somme //calcul de u(x,t)
    clf() //suppression de l'ancienne courbe dans la fenetre
    square(0,0,%pi,100) //definition des axes
14 plot2d(x,u) //affichage de la courbe
    t = t+0.01 //incrementation du temps
    sleep(100) //pause de 0.1 seconde
```

```
|end //fin de la boucle temporelle
```

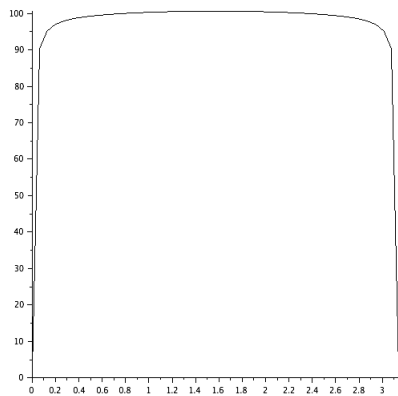


FIGURE 5.1 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps  $t = 0$

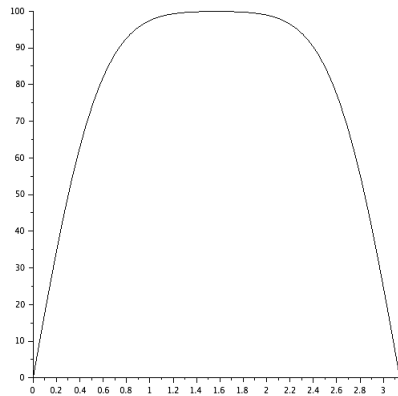


FIGURE 5.2 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps  $t = 0.05$

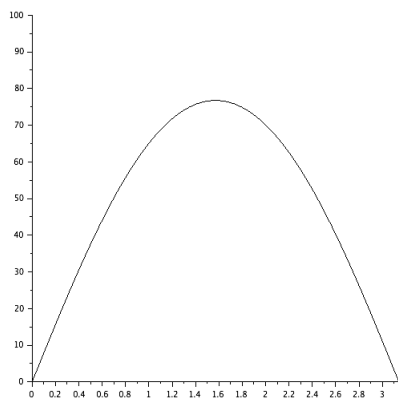


FIGURE 5.3 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps  $t = 0.5$

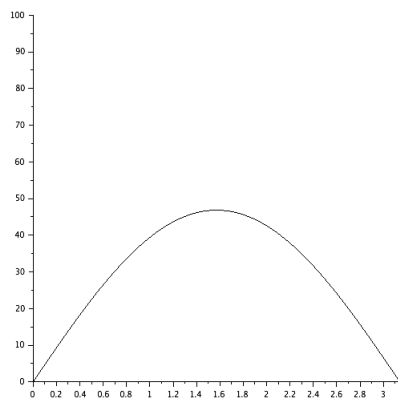


FIGURE 5.4 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps  $t = 1$

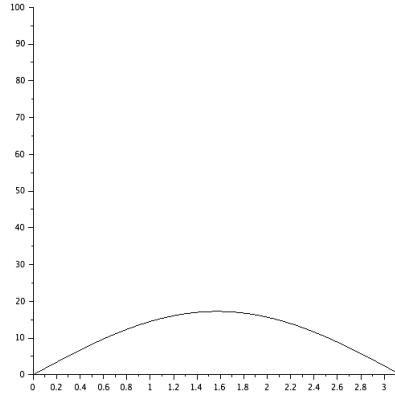


FIGURE 5.5 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps  $t = 2$

### 5.3 Cas de la barre radioactive

Nous considérons le cas où la barre est radioactive et produit de la chaleur à taux constant  $R$ .

Nous cherchons alors une solution à l'équation suivante :

$$\frac{\partial u}{\partial t}(x, t) = \kappa \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}(x, t) + R; \quad (5.13)$$

Il suffit de poser

$$u(x, t) = u_0(x) + v(x, t); \quad (5.14)$$

avec

$$u_0''(x) = -\frac{R}{\kappa}; \quad (5.15)$$

Si  $u(x, t)$  est une solution de l'équation (5.13), alors  $v(x, t)$  est une solution de l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial v}{\partial t}(x, t) = \kappa \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}(x, t); \quad (5.16)$$

avec les conditions initiales suivantes :

$$\begin{cases} v(x, 0) &= -u_0(x) \\ v(0, t) &= v(L, t) = 0 \end{cases}$$

Calcul de  $u_0(x)$  :

$$\begin{aligned} u_0''(x) &= -\frac{R}{\kappa} \\ u_0'(x) &= -\frac{R}{\kappa}x + C_1 \\ u_0(x) &= -\frac{R}{2\kappa}x^2 + C_1x + C_2 \end{aligned}$$

Or, on a  $u_0(0) = 0 \Rightarrow C_2 = 0$

De plus,  $u_0(L) = 0$

$$\begin{aligned} -\frac{R}{2\kappa}L^2 + C_1L &= 0 \\ L(-\frac{RL}{2\kappa} + C_1) &= 0 \\ C &= \frac{RL}{2\kappa} \end{aligned}$$

D'où

$$\begin{aligned} u_0(x) &= -\frac{Rx^2}{2\kappa} + \frac{RL^2}{2\kappa}x \\ &= \frac{R}{2\kappa}x(L-x) \end{aligned}$$

Calcul de la série de Fourier de  $u_0(x)$  :

$$u_0(x) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \quad (5.17)$$

Calcul de  $b_n$  :

$$\begin{aligned} b_n &= \frac{2}{L} \int_0^L u_0(x) \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) dx \\ &= \frac{2}{L} \int_0^L u_0(x) d\left(-\frac{L}{n\pi} \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right)\right) \\ &= \frac{2}{L} \underbrace{\left[-u_0(x) \frac{L}{n\pi} \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right)\right]_0^L}_{=0} + \frac{2}{n\pi} \int_0^L u'_0(x) \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right) dx, \text{ car } u_0(0) = u_0(L) = 0 \\ &= \frac{2}{n\pi} \int_0^L u'_0(x) d\left(\frac{L}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)\right) \\ &= \frac{2}{n\pi} \underbrace{\left[u'_0(x) \frac{L}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)\right]_0^L}_{=0} - \frac{2L}{n^2\pi^2} \int_0^L u''_0(x) \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) dx, \text{ car } \sin(n\pi) = \sin(0) = 0 \\ &= \frac{2LR}{n^2\pi^2\kappa} \int_0^L \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) dx \\ &= \frac{2LR}{n^2\pi^2\kappa} \left[-\frac{L}{n\pi} \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right)\right]_0^L \\ &= \frac{2LR}{n^2\pi^2\kappa} \left(-\frac{L}{n\pi}(-1)^n + \frac{L}{n\pi}\right) \\ &= \begin{cases} \frac{4L^2R}{n^3\pi^3\kappa} & , \quad n = 2p - 1 \\ 0 & , \quad n = 2p, \text{ avec } p \in \mathbf{N} \end{cases} \end{aligned}$$

Donc on a :

$$u_0(x) = \frac{4L^2R}{\pi^3\kappa} \sum_{n \text{ impair}} \frac{1}{n^3} \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \quad (5.18)$$

Calcul xs  $v(x, t)$  : D'après le calcul de  $u(x, t)$  de la barre non-radioactive, on a :

$$v(x, t) = \sum_{n \text{ impair}} b'_n e^{-\frac{\kappa n^2 \pi^2}{L^2} t} \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \quad (5.19)$$

Alors,

$$v(x, 0) = \sum_{n \text{ impair}} b'_n \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \quad (5.20)$$

Or, nous avons

$$v(x, 0) = -u_0(x) = \sum_{n \text{ impair}} b_n \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \quad (5.21)$$

Donc

$$b'_n = -b_n = -\frac{4L^2R}{n^3\pi^3\kappa}$$

$$v(x, t) = -\frac{4L^2R}{\pi^3\kappa} \sum_{n \text{ impair}} \frac{1}{n^3} e^{-\frac{\kappa n^2 \pi^2}{L^2} t} \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \quad (5.22)$$

Donc

$$u(x, t) = \frac{4L^2R}{\pi^3\kappa} \sum_{n \text{ impair}} \frac{1}{n^3} (1 - e^{-\frac{\kappa n^2 \pi^2}{L^2} t}) \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \quad (5.23)$$

Nous représentons la propagation de la chaleur dans la barre radioactive en prenant  $\kappa = 0.5$ ,  $R = 1.3$  et  $L = \pi$  :

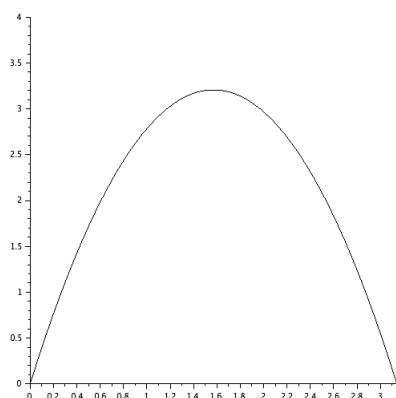


FIGURE 5.6 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps  $t = 0$

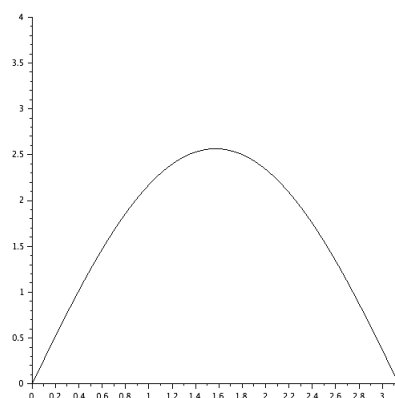


FIGURE 5.7 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps  $t = 0.5$

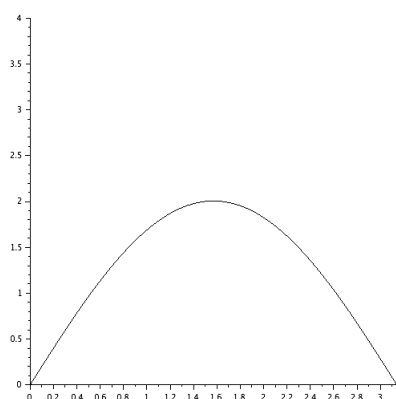


FIGURE 5.8 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps  $t = 1$

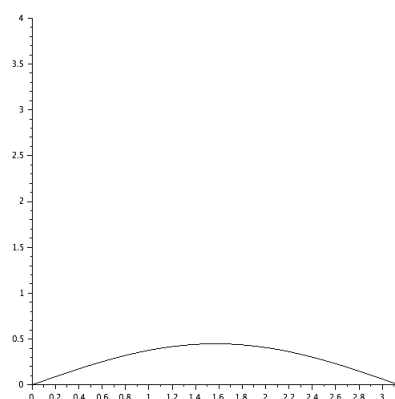


FIGURE 5.9 – Courbe de la fonction  $u(x, t)$  au temps  $t = 4$