

**Exercices contrôle continu**

**Exercice 5** *f.* On montre l'égalité suivante

$$-\partial_x^2 u_n(x) + x^2 u_n(x) = (2n + 1)u_n(x).$$

On part de  $u_n(x) = C_n \cdot \exp(-\frac{x^2}{2})H_n(x)$  avec  $C_n$  une constante multiplicative ne dépendant que de  $n$  donnée dans le point *e*.

Ainsi

$$\partial_x u_n(x) = C_n \cdot (-x \exp(-\frac{x^2}{2})H_n(x) + \exp(-\frac{x^2}{2})H'_n(x)),$$

et

$$\partial_x^2 u_n(x) = C_n \cdot (-\exp(-\frac{x^2}{2})H_n(x) + x^2 \exp(-\frac{x^2}{2})H_n(x) - 2x \exp(-\frac{x^2}{2})H'_n(x) + \exp(-\frac{x^2}{2})H''_n(x)).$$

On obtient donc finalement en se souvenant de l'expression  $u_n$  et après simplifications

$$-\partial_x^2 u_n(x) + x^2 u_n(x) = C_n \cdot (\exp(-\frac{x^2}{2})H_n(x) + 2x \exp(-\frac{x^2}{2})H'_n(x) + \exp(-\frac{x^2}{2})H''_n(x)).$$

On utilise à présent la relation sur  $H''_n$  établie au point *d*, ce qui donne après simplifications des termes en  $H'_n(x)$

$$-\partial_x^2 u_n(x) + x^2 u_n(x) = C_n \cdot (\exp(-\frac{x^2}{2})H_n(x) + 2n \exp(-\frac{x^2}{2})H_n(x)).$$

On factorise par  $u_n(x)$  pour trouver finalement le résultat attendu

$$\boxed{-\partial_x^2 u_n(x) + x^2 u_n(x) = (2n + 1)u_n(x).}$$

*g.* On montre que la fonction  $\psi$  donnée est bien continue en temps,  $L^2$  en  $x$ .

Comme  $\psi^{in}$  et  $u_n$  sont des fonctions  $L^2$ , on a

$$\begin{aligned} \left| \int_{\mathbf{R}} \psi^{in}(y) u_n(y) dy \right| &\leq \int_{\mathbf{R}} |\psi^{in}(y) u_n(y)| dy \\ &\leq \left( \int_{\mathbf{R}} \psi^{in}(y)^2 dy \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left( \int_{\mathbf{R}} u_n(y)^2 dy \right)^{\frac{1}{2}} \\ &< +\infty, \end{aligned}$$

où la deuxième inégalité est l'inégalité de Hölder. Le terme indépendant de  $x, t$  est borné et donc  $\psi$  est bien définie. Pour simplifier la rédaction on omettra dorénavant cette constante.

On montre la continuité en  $t$ . Pour tout  $n \in \mathbf{N}$  la fonction

$$f_n(t, x) := \exp(-i \frac{2n+1}{2} t) u_n(x)$$

est continue en  $t$  sur  $\mathbf{R}$ . De plus

$$\begin{aligned} \sum_{n \in \mathbf{N}} |f_n(t, x)| &\leq \sum_{n \in \mathbf{N}} |u_n(x)| \\ &\leq \frac{1}{\pi^{\frac{1}{4}}} \sum_{n \in \mathbf{N}} \frac{\exp(-x^2)^{(n)}}{\sqrt{2^n n!}} < +\infty. \end{aligned}$$

La série converge normalement indépendamment de  $t \in \mathbf{R}$  donc uniformément, la continuité de chaque  $f_n$  garantit celle de  $\psi$ .

On regarde l'intégrale

$$\int_{\mathbf{R}} \psi(t, x)^2 dx.$$

Le développement du carré de la somme nous donne la somme des termes au carré plus la double somme des termes croisés. Par le point  $e$ , nous savons que les  $(u_n)_{n \in \mathbf{N}}$  forment une base de Hilbert de  $L^2$ , ils sont donc orthogonaux. La convergence normale nous permet de plus d'intervertir somme et intégrale. Les termes croisés sont donc tous nuls et il reste

$$\int_{\mathbf{R}} \psi(t, x)^2 dx = \sum_{n \in \mathbf{N}} \exp(-i(2n+1)t) \int_{\mathbf{R}} u_n(x)^2 dx.$$

On utilise la définition de  $u_n$  pour trouver

$$\begin{aligned} \int_{\mathbf{R}} \psi(t, x)^2 dx &= \sum_{n \in \mathbf{N}} \frac{\exp(-i(2n+1)t)}{2^n n!} \int_{\mathbf{R}} (\exp(-x^2)^{(n)})^2 dx \\ &< +\infty. \end{aligned}$$

Ainsi  $\psi$  est bien  $L^2$  par rapport à  $x$ .