

Ecuaciones Diferenciales Parciales: Taller 4

16 de agosto del 2024

Universidad Nacional de Colombia

Oscar Guillermo Riaño Castañeda

Andrés David Cadena Simons
David Felipe Viuche Malaver

acadenas@unal.edu.co
dviuchem@unal.edu.co

Problema 1:

1. Suponga que u es una solución suave de la ecuación del calor $u_t - \Delta u = 0$ en $\mathbb{R}^n \times (0, \infty)$. Encuentre una familia de términos $a, b \in \mathbb{R}$ tales que $u_\lambda(x, t) = u(\lambda^a x, \lambda^b t)$ también sea solución de la ecuación del calor para todo $\lambda \in \mathbb{R}^+$.
2. Use el ejercicio anterior para mostrar que $v(x, t) := x \cdot \nabla u(x, t) + 2tu_t(x, t)$ también soluciona la ecuación del calor.
3. Suponga que u es una solución suave para la ecuación del calor no lineal $u_t - \Delta u = u^3 u_{x_1}$ en $\mathbb{R}^n \times (0, \infty)$. Encuentre una familia de términos $a, b, c \in \mathbb{R}$ tales que $u_\lambda(x, t) = \lambda^a u(\lambda^b x, \lambda^c t)$ también sea solución de tal ecuación del calor no lineal para todo $\lambda \in \mathbb{R}^+$.

Solución:

1. Suponga que u es una solución suave de la ecuación del calor $u_t - \Delta u = 0$ en $\mathbb{R}^n \times (0, \infty)$. Encuentre una familia de términos $a, b \in \mathbb{R}$ tales que $u_\lambda(x, t) = u(\lambda^a x, \lambda^b t)$ también sea solución de la ecuación del calor para todo $\lambda \in \mathbb{R}^+$.

Suponga que $u_\lambda(x, t)$ satisface la ecuación del calor, es decir:

$$\partial_t u_\lambda(x, t) - \Delta u_\lambda(x, t) = 0,$$

en $\mathbb{R}^n \times (0, \infty)$, luego:

$$\begin{aligned} \partial_t u_\lambda(x, t) &= u_t(\lambda^a x, \lambda^b t) \\ &= u_t(\lambda^a x, \lambda^b t)(\lambda^b) \\ \Delta u_\lambda &= \sum_{i=1}^n \frac{\partial^2 u_\lambda(x, t)}{\partial x_i^2} \\ &= \sum_{i=1}^n \frac{\partial^2 u}{\partial x_i^2}(\lambda^a x, \lambda^b t)(\lambda^a)^2 \end{aligned}$$

Luego:

$$\begin{aligned} u_{\lambda_t}(x, t) - \Delta u_\lambda(x, t) &= \lambda^b u_t(\lambda^a x, \lambda^b t) - \lambda^{2a} \Delta u(\lambda^a x, \lambda^b t) \\ &= \lambda^c (u_t(\lambda^a x, \lambda^b t) - \Delta u(\lambda^a x, \lambda^b t)) \\ &= 0 \end{aligned}$$

Luego $\lambda^c = \lambda^b = \lambda^{2a}$, por lo que podemos concluir en que $2a = b$, luego $u_\lambda(x, t) = u(\lambda^a x, \lambda^{2a} t)$ es solución para la ecuación del calor para todo $a \in \mathbb{R}$.



2. Use el ejercicio anterior para mostrar que $v(x, t) := x \cdot \nabla u(x, t) + 2tu_t(x, t)$ también soluciona la ecuación del calor.

Note que si tomamos $a = 1$, como para todo $\lambda \in \mathbb{R}^+$ se cumple que $u_{\lambda^t}(x, t)$ soluciona la ecuación del calor, es decir:

$$\begin{aligned}\partial_t u_\lambda(x, t) - \Delta u_\lambda(x, y) &= \lambda^2 u_t(\lambda x, \lambda^2 t) - \lambda^2 \Delta u(\lambda x, \lambda^2 t), \\ &= 0,\end{aligned}$$

luego si derivamos respecto a λ :

$$\begin{aligned}\partial_\lambda(\partial_t u_\lambda(x, t) - \Delta u_\lambda(x, y)) &= \partial_\lambda(\lambda^2 u_t(\lambda x, \lambda^2 t)) - \partial_\lambda(\lambda^2 \Delta u(\lambda x, \lambda^2 t)), \\ &= 2\lambda u_t(\lambda x, \lambda^2 t) + \lambda^2 u_{t\lambda}(\lambda x, \lambda^2 t) - 2\lambda \Delta u(\lambda x, \lambda^2 t) - \lambda^2 \partial_\lambda \Delta u(\lambda x, \lambda^2 t), \\ &= (2\lambda)(u_t(\lambda x, \lambda^2 t) - \Delta u(\lambda x, \lambda^2 t)) + (\lambda^2)(\partial_\lambda u_t(\lambda x, \lambda^2 t) - \partial_\lambda \Delta u(\lambda x, \lambda^2 t)), \\ &= (\lambda^2)(\partial_\lambda u_t(\lambda x, \lambda^2 t) - \partial_\lambda \Delta u(\lambda x, \lambda^2 t)), \\ &= (\lambda^2)(\partial_t \partial_\lambda u(\lambda x, \lambda^2 t) - \Delta \partial_\lambda u(\lambda x, \lambda^2 t)), \\ &= 0.\end{aligned}$$

Por lo que podemos asegurar que $\partial_\lambda u(\lambda x, \lambda^2 t)$ también es solución de la ecuación del calor.

Ahora calculemos $\partial_\lambda u(\lambda x, \lambda^2 t)$:

$$\partial_\lambda u(\lambda x, \lambda^2 t) = \nabla u(\lambda x, \lambda^2 t) \cdot x + 2\lambda t u_t(\lambda x, \lambda^2 t),$$

fijando $\lambda = 1$ se tiene que:

$$x \cdot \nabla u(x, t) + 2tu_t(x, t) = v(x, t),$$

por lo que se puede asegurar que $v(x, t)$ es una solución de la ecuación del calor.



3. Suponga que u es una solución suave para la ecuación del calor no lineal $u_t - \Delta u = u^3 u_{x_1}$ en $\mathbb{R}^n \times (0, \infty)$. Encuentre una familia de términos $a, b, c \in \mathbb{R}$ tales que $u_\lambda(x, t) = \lambda^a u(\lambda^b x, \lambda^c t)$ también sea solución de tal ecuación del calor no lineal para todo $\lambda \in \mathbb{R}^+$. Suponga que $u_\lambda(x, t)$ es solución de la ecuación del calor no lineal, es decir:

$$\partial_t u_\lambda(x, t) - \Delta u_\lambda(x, t) = [u_\lambda(x, t)]^3 \partial_{x_1} u_\lambda(x, t),$$

en donde:

$$\begin{aligned}\partial_t u_\lambda(x, t) &= \lambda^{a+c} u_t(\lambda^b x, \lambda^c t), \\ \Delta u_\lambda(x, t) &= \lambda^{a+2b} \Delta u(\lambda^b x, \lambda^c t), \\ \partial_{x_1} u_\lambda(x, t) &= \lambda^{a+b} \partial_{x_1} u(\lambda^b x, \lambda^c t),\end{aligned}$$

por lo que tenemos que:

$$\lambda^{a+c}u_t(\lambda^b x, \lambda^c t) - \lambda^{a+2b}\Delta u(\lambda^b x, \lambda^c t) = \lambda^{4a+b}u^3(\lambda^b x, \lambda^c t)\partial_{x_1}u(\lambda^b x, \lambda^c t),$$

lo que implica que:

$$\begin{aligned}\lambda^{-3a-b+c}u_t(\lambda^b x, \lambda^c t) - \lambda^{-3a+b}\Delta u(\lambda^b x, \lambda^c t) &= u^3(\lambda^b x, \lambda^c t)\partial_{x_1}u(\lambda^b x, \lambda^c t), \\ \lambda^d(u_t(\lambda^b x, \lambda^c t) - \Delta u(\lambda^b x, \lambda^c t)) &= u^3(\lambda^b x, \lambda^c t)\partial_{x_1}u(\lambda^b x, \lambda^c t),\end{aligned}$$

en donde d tiene que ser igual a 0, por lo que se tiene que:

$$\begin{aligned}-3a - b + c &= 0, \\ -3a + b &= 0,\end{aligned}$$

de lo que podemos deducir que si $a \in \mathbb{R}$, entonces $b = 3a$ y $c = 6a$, por lo que podemos asegurar que para la familia de términos $(a, 3a, 6a)$ con $a \in \mathbb{R}$ se cumple que $u_\lambda(x, t) = \lambda^a u(\lambda^{3a}x, \lambda^{6a}t)$ es solución de la ecuación del calor no lineal anteriormente mencionada.

Problema 2:

Considere el problema de Cauchy

$$\begin{cases} u_t - \Delta u = 0, & \text{en } \mathbb{R}^n \times (0, \infty), \\ u = g, & \text{en } \mathbb{R}^n \times \{t = 0\}. \end{cases}$$

- Suponga que $g \in C(\mathbb{R}^n)$ es una función absolutamente integrable, es decir, $\|g\|_{L^1(\mathbb{R}^n)} < \infty$. Muestre que para $0 < \beta < \frac{n}{2}$ existe una solución $u(x, t)$ del problema de Cauchy anterior que satisface:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} t^\beta u(x, t) = 0,$$

uniformemente en $x \in \mathbb{R}^n$.

Sugerencia. Considere $u(x, t) = (\phi(\cdot, t) * g)(x)$ y muestre que $|u(x, t)| \leq \frac{\|g\|_{L^1}}{(4\pi t)^{n/2}}$.

Solución:

Note que:

$$\begin{aligned} |u(x, t)| &\leq \left| \int_{\mathbb{R}^n} \frac{e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}}}{(4\pi t)^{n/2}} g(y) dy \right|, \\ &\leq \frac{1}{(4\pi t)^{n/2}} \int_{\mathbb{R}^n} \left| e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}} g(y) \right| dy, \\ &\leq \frac{1}{(4\pi t)^{n/2}} \int_{\mathbb{R}^n} |g(y)| dy, \\ &\leq \frac{\|g\|_{L^1}}{(4\pi t)^{n/2}}. \end{aligned}$$

Luego, usando esto sabemos que:

$$\begin{aligned} \left| \lim_{t \rightarrow \infty} t^\beta u(x, t) \right| &= \lim_{t \rightarrow \infty} t^\beta |u(x, t)|, \\ &\leq \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{t^\beta \|g\|_{L^1(\mathbb{R}^n)}}{(4\pi t)^{n/2}}, \\ &\leq \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{C}{t^{n/2-\beta}}, \\ &\leq 0. \end{aligned}$$

Luego como $|\lim_{t \rightarrow \infty} t^\beta u(x, t)| = 0$, entonces $\lim_{t \rightarrow \infty} t^\beta u(x, t) = 0$.



2. Sea $m > n + \frac{1}{4}$, donde $n \geq 1$ denota la dimensión del espacio \mathbb{R}^n . Suponga que $g \in C(\mathbb{R}^n)$ es una función tal que $|x|^m g(x)$ es acotada (es decir, $\| |x|^m g(x) \|_{L^\infty} < \infty$). Muestre que para $0 \leq \beta \leq \frac{n}{2} - \frac{1}{8}$ existe una solución $u(x, t)$ del problema de Cauchy anterior que satisface:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} t^\beta |x|^{\frac{1}{4}} u(x, t) = 0,$$

uniformemente en $x \in \mathbb{R}^n$.

Sugerencia. Primero, dado $l > 0$, deduzca que existe una constante $c_l > 0$ tal que $(a + b)^l \leq c_l(a^l + b^l)$, para todo $a, b \in \mathbb{R}^+ \cup \{0\}$. Con este resultado muestre que para alguna constante $c > 0$:

$$|x|^{\frac{1}{4}} \leq c(|x - y|^{\frac{1}{4}} + |y|^{\frac{1}{4}}),$$

para todo $x, y \in \mathbb{R}^n$. Segundo, utilizando la hipótesis sobre g , muestre que $|x|^{\frac{1}{4}} g(x) \in L^1(\mathbb{R}^n)$. Sea $u(x, t) = (\Phi(\cdot, t) * g)(x)$, por el primer resultado previo, obtenemos que:

$$\begin{aligned} ||x|^{\frac{1}{4}} u(x, t)| &\leq \frac{c}{(4\pi t)^{\frac{n}{2}}} \int_{\mathbb{R}^n} |x - y|^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}} |g(y)| dy \\ &\quad + \frac{c}{(4\pi t)^{\frac{n}{2}}} \int_{\mathbb{R}^n} e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}} |y|^{\frac{1}{4}} |g(y)| dy. \end{aligned}$$

Utilizando la desigualdad anterior y el hecho de que $|x|^{\frac{1}{4}} g(x) \in L^1(\mathbb{R}^n)$ concluya el límite cuanto $t \rightarrow 0^+$.

Solución:

Note que para el caso $a = 0$ o $b = 0$, la desigualdad es trivial, por lo que nos concentraremos en el caso $a \neq b \neq 0$:

$$\begin{aligned} (a + b)^l &= \frac{(a + b)^l}{b^l} b^l, \\ &= \left(\frac{a}{b} + 1 \right)^l b^l. \\ a^l + b^l &= \left(\left(\frac{a}{b} \right)^l + 1 \right) b^l. \end{aligned}$$

Suponga $z = \frac{a}{b}$ y note que:

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{(z + 1)^l}{z^l + 1} = 1,$$

por lo que usando la propiedad arquimediana, podemos asegurar que existe un c_l tal que $(z + 1)^l \leq c_l(z^l + 1)$, lo cual implica que $(a + b)^l \leq c_l(a^l + b^l)$ para todo $a, b \in \mathbb{R}^+ \cup \{0\}$.

Luego, utilizando este resultado sabemos que:

$$\begin{aligned} |x|^{1/4} &\leq |x - y + y|^{1/4}, \\ &\leq (|x - y| + |y|)^{1/4}, \\ &\leq c(|x - y|^{1/4} + |y|^{1/4}), \end{aligned}$$

para todo $x, y \in \mathbb{R}^n$.

Ahora, veamos que $|x|^{1/4}g(x) \in L^1(\mathbb{R}^n)$.

Definimos $k = d(m, \frac{1}{4})$, luego como $n = d(n + \frac{1}{4}, n)$ y $n \geq 1$, entonces $k > 1$, de lo que sigue que:

$$\begin{aligned} \||x|^{1/4}g(x)\|_{L^1(\mathbb{R}^n)} &\leq \int_{\mathbb{R}^n} \left| |x|^{1/4}g(x) \right| dx, \\ &\leq \int_{\mathbb{R}^n} \left| \frac{|x|^m g(x)}{|x|^k} \right| dx, \\ &\leq \||x|^m g(x)\|_{L^\infty(\mathbb{R}^n)} \int_{\mathbb{R}^n} \frac{1}{|x|^k} dx, \\ &< \infty. \end{aligned}$$

Ahora note que:

$$\begin{aligned} \left| \lim_{t \rightarrow \infty} t^\beta |x|^{1/4} u(x, t) \right| &\leq \lim_{t \rightarrow \infty} \left| t^\beta |x|^{1/4} g(x) \right|, \\ &\leq \lim_{t \rightarrow \infty} t^\beta \left(\frac{c}{(4\pi t)^{\frac{n}{2}}} \int_{\mathbb{R}^n} |x - y|^{1/4} e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}} |g(y)| dy \right. \\ &\quad \left. + \frac{c}{(4\pi t)^{\frac{n}{2}}} \int_{\mathbb{R}^n} e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}} |y|^{1/4} |g(y)| dy \right), \\ &\leq \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{ct^\beta}{(4\pi t)^{\frac{n}{2}}} (I + J), \end{aligned}$$

de lo cuál nos conviene ver que $I < \infty$ y $J < \infty$.

Para I note que si suponemos $z = \frac{|x-y|^2}{4t}$ tenemos que:

$$\||x - y|^{1/4} e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}}\|_{L^\infty(\mathbb{R}^n)} = ct^{\frac{1}{8}} \||z|^{1/4} e^{-z^2}\|_{L^\infty(\mathbb{R}^n)},$$

de lo que sigue que:

$$\begin{aligned}
 I &\leq \int_{\mathbb{R}^n} |x-y|^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}} |g(y)| dy, \\
 &\leq \| |x-y|^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}} \|_{L^\infty(\mathbb{R}^n)} \int_{\mathbb{R}^n} |g(y)| dy, \\
 &\leq (ct^{\frac{1}{8}}) \int_{\mathbb{R}^n} |g(y)| dy \\
 &\leq (ct^{\frac{1}{8}}) \left(\int_{B(0,1)} |g(y)| + \int_{\mathbb{R}^n \setminus B(0,1)} |g(y)| \right), \\
 &\leq (ct^{\frac{1}{8}}) \left(\int_{B(0,1)} |g(y)| + \int_{\mathbb{R}^n \setminus B(0,1)} |y|^{\frac{1}{4}} |g(y)| \right), \\
 &\leq (ct^{\frac{1}{8}}) \left(k + \| |x|^{\frac{1}{4}} g \|_{L^1(\mathbb{R}^n)} \right), \\
 &\leq kt^{\frac{1}{8}}.
 \end{aligned}$$

Ahora, note que para J tenemos que:

$$\begin{aligned}
 J &\leq \int_{\mathbb{R}^n} e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}} |y|^{\frac{1}{4}} |g(y)| dy, \\
 &\leq \int_{\mathbb{R}^n} |y|^{\frac{1}{4}} |g(y)| dy, \\
 &\leq k.
 \end{aligned}$$

Por lo que recordando que $0 \leq \beta \leq \frac{n}{2} - \frac{1}{8}$, es decir $0 < \frac{n}{2} - \beta - \frac{1}{8}$, podemos concluir que:

$$\begin{aligned}
 \left| \lim_{t \rightarrow \infty} t^\beta |x|^{\frac{1}{4}} u(x, t) \right| &\leq \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{ct^\beta}{(4\pi t)^{\frac{n}{2}}} (kt^{\frac{1}{8}} + k), \\
 &\leq \lim_{t \rightarrow \infty} m \frac{1}{t^{\frac{n}{2} - \beta - \frac{1}{8}}}, \\
 &\leq 0.
 \end{aligned}$$

Por lo que se concluye que $\lim_{t \rightarrow \infty} t^\beta |x|^{\frac{1}{4}} u(x, t) = 0$.

Problema 3:

Sea U un abierto cotado de $\mathbb{R}^n, T > 0$.

- Muestre que si v es subsolución, entonces

$$v(x) \leq \frac{1}{4r^n} \int \int_{E(x,t;r)} v(y,s) \frac{|x-y|^2}{(t-s)^2} dy ds,$$

para todo $E(x,t;r) \subset U_T$.

- Como consecuencia muestre que $\max_{\overline{U_T}} v = \max_{\Gamma_T} v$.
- Sea $\phi : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ una función suave convexa ($\phi'' \geq 0$). Demuestre que si u es una solución de la ecuación del calor, entonces la función $v = \phi(u)$ es una subsolución.
- Demuestre que si u soluciona la ecuación del calor, entonces $v = |\nabla u|^2 + u_t^2$ es una subsolución.

Solución:

Como en la prueba de Evans, comenzaremos con un desplazamiento para quedar con $x = 0, t = 0$. Y tomamos

$$\begin{aligned} \phi(r) &:= \frac{1}{r^n} \int \int_{E(r)} u(y,s) \frac{|y|^2}{s^2} dy ds \\ &= \int \int_{E(1)} u(r y, r^2 s) \frac{|y|^2}{s^2} dy ds. \end{aligned}$$

Calculamos

$$\begin{aligned} \phi'(r) &= \int \int_{E(1)} \sum_{i=1}^n u_{y_i} y_i \frac{|y|^2}{s^2} + 2r u_s \frac{|y|^2}{s} dy ds \\ &= \frac{1}{r^n + 1} \int \int_{E(r)} \sum_{i=1}^n u_{y_i} y_i \frac{|y|^2}{s^2} + 2u_s \frac{|y|^2}{s} dy ds \\ &:= A + B. \end{aligned}$$

Note que $\partial E(0,0;r) = \left\{ (y,s) \in \mathbb{R}^{n+1} : s \leq 0, \frac{1}{(-4\pi s)^{\frac{n}{2}}} e^{-\frac{|y|^2}{4s}} = \frac{1}{r^n} \right\}$. Es decir, en $\partial E(r)$ se tiene que

$$\frac{|y|^2}{4s} = -n \log(r) + \frac{n}{2} \log(-4\pi s).$$

Por lo que si definimos

$$\psi := -\frac{n}{2} \log(-4\pi s) + \frac{|y|^2}{4s} + n \log(r)$$

Es claro que $\psi = 0$ en $\partial E(r)$. Además note que $\psi_{y_i} = \frac{y_i}{2s}$ para $i = 1, \dots, n$. Luego $\sum_{i=1}^n y_i \psi_{y_i} = \frac{|y|^2}{2s}$, por lo que podemos escribir B como sigue

$$\begin{aligned} B &= \frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} 4u_s \sum_{i=1}^n y_i \psi_{y_i} dy ds \\ &= \frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} 4 \sum_{i=1}^n (u_s y_i) \psi_{y_i} dy ds. \end{aligned}$$

Integrando por partes respecto a cada y_i y teniendo en cuenta que ψ se anula en $\partial E(r)$ siempre se perderá el término de borde y en consecuencia

$$\begin{aligned} B &= -\frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} 4 \sum_{i=1}^n (u_s y_i)_{y_i} \psi dy ds \\ &= -\frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} 4 \sum_{i=1}^n (u_s + u_{s y_i} y_i) \psi dy ds \\ &= -\frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} 4n u_s \psi + 4 \sum_{i=1}^n u_{s y_i} y_i \psi dy ds. \end{aligned}$$

Ahora integramos por partes respecto a s en el segundo término y obtenemos

$$\begin{aligned} B &= \frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} -4n u_s \psi + 4 \sum_{i=1}^n u_{y_i} y_i \psi_s dy ds \\ &= \frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} -4n u_s \psi + 4 \sum_{i=1}^n u_{y_i} y_i \left(-\frac{n}{2s} - \frac{|y|^2}{4s^2} \right) dy ds \\ &= \frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} -4n u_s \psi - \frac{2n}{s} \sum_{i=1}^n u_{y_i} y_i dy ds - A. \end{aligned}$$

Ahora es cuando usaremos que u es subsolución ($u_t \leq \Delta u$).

$$\begin{aligned} \phi'(r) &= A + B \\ &= \frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} -4n u_s \psi - \frac{2n}{s} \sum_{i=1}^n u_{y_i} y_i dy ds \\ &\geq \frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} -4n \Delta u \psi - \frac{2n}{s} \sum_{i=1}^n u_{y_i} y_i dy ds. \end{aligned}$$

Donde al usar una fórmula de Green (integrar por partes varias veces) en el primer término obtenemos

$$\begin{aligned}
 \phi'(r) &\geq \frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} 4n \nabla u \cdot \nabla \psi - \frac{2n}{s} \sum_{i=1}^n u_{y_i} y_i dy ds \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} 4n u_{y_i} \psi_{y_i} - \frac{2n}{s} u_{y_i} y_i dy ds \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{1}{r^{n+1}} \int \int_{E(r)} 4n u_{y_i} \left(\frac{y_i}{2s} \right) - \frac{2n}{s} u_{y_i} y_i dy ds \\
 &= 0.
 \end{aligned}$$

Si tomamos $0 < \delta < r$, se cumple

$$\int_{\delta}^r \phi'(z) dz = \phi(r) - \phi(\delta) \geq 0.$$

Luego, $\phi(r) \geq \lim_{\delta \rightarrow 0} \phi(\delta) = u(0, 0) \left(\lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{1}{\delta^n} \int \int_{E(\delta)} \frac{|y|^2}{s^2} dy ds \right)$.

Solamente nos queda ver el valor de $\lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{1}{\delta^n} \int \int_{E(\delta)} \frac{|y|^2}{s^2} dy ds = \int \int_{E(1)} \frac{|y|^2}{s^2} dy ds$.

Por como está definida $E(1)$ podemos plantear los límites de integración como sigue:

$$\int_{-\frac{1}{4\pi}}^0 \int_{|y| \leq \sqrt{2ns \log(-4\pi s)}} \frac{|y|^2}{s^2} dy ds,$$

Hacemos un cambio a coordenadas polares y otro cambio de variable $w = \frac{y}{r}$

$$\begin{aligned}
 &\int_{-\frac{1}{4\pi}}^0 \int_0^{\sqrt{2ns \log(-4\pi s)}} \int_{\partial B(0,1)} \frac{|rw|^2}{s^2} r^{n-1} dS(w) dr ds \\
 &= \int_{-\frac{1}{4\pi}}^0 \int_0^{\sqrt{2ns \log(-4\pi s)}} \int_{\partial B(0,1)} \frac{r^{n+1}}{s^2} dS(w) dr ds \\
 &= |B(0, 1)| \int_{-\frac{1}{4\pi}}^0 \int_0^{\sqrt{2ns \log(-4\pi s)}} \frac{r^{n+1}}{s^2} dr ds \\
 &= \frac{|B(0, 1)|}{n+2} \int_{-\frac{1}{4\pi}}^0 \frac{(2ns \log(-4\pi s))^{\frac{n}{2}+1}}{s^2} ds \\
 &= \frac{|B(0, 1)|(2n)^{\frac{n}{2}+1}}{n+2} \int_{-\frac{1}{4\pi}}^0 \frac{(\log(-4\pi s))^{\frac{n}{2}+1}}{s^2} ds
 \end{aligned}$$

Ahora sigamos viendo esta última integral. Considerando la sustitución $x = -4\pi s$ tenemos:

$$\int_{-\frac{1}{4\pi}}^0 \frac{(s \log(-4\pi s))^{\frac{n}{2}+1}}{s^2} ds = \int_1^0 \frac{((- \frac{x}{4\pi}) \log(x))^{\frac{n}{2}+1}}{(s^{\frac{x}{4\pi}})^2} (-\frac{1}{4\pi}) dx,$$

tomando $z = -\log(x)$:

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty \frac{((- \frac{e^{-z}}{4\pi}) \log(x))^{\frac{n}{2}+1}}{(- \frac{e^{-z}}{4\pi})^2} (-e^{-z}) dz \\ &= \frac{1}{(4\pi)^{\frac{n}{2}}} \int_0^\infty e^{-\frac{nz}{2}} z^{\frac{n}{2}+1} dz \end{aligned}$$

Cambiando $w = \frac{nz}{2}$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{(4\pi)^{\frac{n}{2}}} \int_0^\infty e^{-w} \left(\frac{2w}{n}\right)^{\frac{n}{2}+1} \frac{2}{n} dw \\ &= \frac{1}{(4\pi)^{\frac{n}{2}}} \left(\frac{2}{n}\right)^{\frac{n}{2}+1} \int_0^\infty e^{-w} w^{\frac{n}{2}+1} dw \\ &= \frac{1}{2^n \pi^{\frac{n}{2}} 2^{-\frac{n}{2}-2} n^{\frac{n}{2}+2}} \int_0^\infty e^{-w} w^{\frac{n}{2}+2-1} dw \end{aligned}$$

Por como está definida la función Γ , se tiene que

$$= \frac{1}{\pi^{\frac{n}{2}} 2^{\frac{n}{2}-2} n^{\frac{n}{2}+2}} \Gamma(2 + \frac{n}{2})$$

Juntando ahora todas las constantes concluimos

$$si$$



Ahora veamos que como consecuencia se tiene que $\max_{\overline{U_T}} v = \max_{\Gamma_T} v$.

Suponga $v_\epsilon(x, t) = u(x, t) - \epsilon t$, con u solución de la ecuación del calor, entonces:

$$\begin{aligned} (\partial_t - \Delta)v &= (\partial_t - \Delta)(u - \epsilon t), \\ &= (\partial_t - \Delta)u - \epsilon, \\ &< 0. \end{aligned}$$

Luego, usando el principio del máximo para soluciones de la ecuación del calor se tiene que:

$$\begin{aligned} \max_{\overline{U_T}} u &= \max_{\overline{U_T}} v_\epsilon, \\ &= \max_{\Gamma_T} v_\epsilon(u - \epsilon t), \\ &\leq \max_{\Gamma_T} u. \end{aligned}$$

Luego:

$$\begin{aligned}\frac{\max}{\overline{U_T}} u &= \frac{\max}{\overline{U_T}} u - \epsilon t + \epsilon t, \\ &\leq \frac{\max}{\overline{U_T}} v_\epsilon - \epsilon T,\end{aligned}$$

de lo que se sigue que:

$$\begin{aligned}\frac{\max}{\overline{U_T}} u - \epsilon T &\leq \frac{\max}{\overline{U_T}} v, \\ &\leq \max_{\Gamma_T} u.\end{aligned}$$

Ahora si tomamos $\epsilon \rightarrow 0^+$, se puede concluir que:

$$\frac{\max}{\overline{U_T}} u \leq \max_{\Gamma_T} u,$$

de lo que se sigue que:

$$\frac{\max}{\overline{U_T}} v = \max_{\Gamma_T} v.$$

Lo cual concluye la demostración.



Problema 4:

Demuestre el teorema de acotación de derivadas para soluciones de la ecuación del calor. Más precisamente, para cada multi-índices α y β existe una constante $C_{\alpha,\beta} > 0$ tal que

$$\max_{C(x,t;\frac{r}{2})} |\partial_x^\alpha \partial_t^\beta u| \leq \frac{C_{\alpha,\beta}}{r^{|\alpha|+2|\beta|+n+2}} \|u\|_{L^1(C(x,t;r))},$$

para todo cilindro $C(x,t;\frac{r}{2}) \subset C(x,t;r) \subset U_T$ y toda solución u de la ecuación del calor en U_T .

Solución:

Solución. Primero fijemos un punto $(x_0, t_0) \in U_T$ y $r > 0$ suficientemente pequeño para que $C := C(x_0, t_0; r) \subset U_T$. Definamos también $C' := C(x_0, t_0; \frac{3}{4}r)$ y $C'' := C(x_0, t_0; \frac{r}{2})$, con el mismo centro superior (x_0, t_0) . Tomemos una función suave de cierre $\zeta = \zeta(x, t)$ tal que

$$\begin{cases} 0 \leq \zeta \leq 1, \zeta \equiv 1 \text{ en } C', \\ \zeta \equiv 0 \text{ cerca del borde parabólico de } C. \end{cases}$$

Extendamos $\zeta \equiv 0$ en $(\mathbb{R}^n \times [0, t_0]) - C$.

Como u es solución en U_T entonces $u \in C^\infty(U_T)$ y si tomamos

$$v(x, t) := \zeta(x, t)u(x, t) \quad (x \in \mathbb{R}^n, 0 \leq t \leq t_0).$$

Entonces

$$v_t = \zeta u_t + \zeta_t u, \Delta v = \zeta \Delta u + 2\nabla \zeta \cdot \nabla u + \nabla \zeta u.$$

Luego

$$v = 0 \quad \text{en } \mathbb{R}^n \times t = 0,$$

y

$$\begin{aligned} v_t - \Delta v &= \zeta u_t + \zeta_t u - \zeta \Delta u - 2\nabla \zeta \cdot \nabla u - \nabla \zeta u \\ &= \zeta(u_t - \Delta u) + \zeta_t u - 2\nabla \zeta \cdot \nabla u - \nabla \zeta u \\ &= \zeta_t u - 2\nabla \zeta \cdot \nabla u - \nabla \zeta u =: \tilde{f} \end{aligned}$$

en $\mathbb{R}^n \times (0, t_0)$. Ahora tome

$$\tilde{v} = \int_0^t \int_{\mathbb{R}^n} \Phi(x - y, t - s) \tilde{f}(y, s) dy ds.$$

De modo que,

$$\begin{cases} \tilde{v}_t - \Delta \tilde{v} = \tilde{f} \text{ en } \mathbb{R}^n \times (0, t_0), \\ \tilde{v} = 0 \text{ en } \mathbb{R}^n \times \{t = 0\}. \end{cases}$$

Como tanto v como \tilde{v} satisfacen la misma ecuación del calor y por como están definidas podemos concluir que están acotadas. Luego, $v \equiv \tilde{v}$ debido al teorema de unicidad de solución. Así tenemos que

$$v(x, t) = \int_0^t \int_{\mathbb{R}^n} \Phi(x - y, t - s) \tilde{f} dy ds.$$

Ahora supongamos $(x, t) \in C''$. Como $\zeta \equiv 0$ fuera del cilindro C , entonces, la definición de \tilde{f} la igualdad anterior implican

$$\begin{aligned} v(x, t) &= \zeta(x, t)u(x, t) = 1 \cdot u(x, t) = u(x, t) \\ &= \int \int_C \Phi(x - y, t - s) [(\zeta_s(y, s) - \Delta \zeta(y, s))u(y, s) - 2\nabla \zeta(y, s) \cdot \nabla u(y, s)] dy ds. \end{aligned}$$

Note que en la ecuación anterior, la expresión entre paréntesis cuadrados se hace 0 en una región cercana a la singularidad de Φ , véase $\mathbb{R}^n \times \{t = 0\}$ por como se definió ζ . Ahora,

$$\begin{aligned} u(x, t) &= \int \int_C [\Phi(x - y, t - s)(\zeta_s(y, s) - \Delta \zeta(y, s))u(y, s) - 2\Phi(x - y, t - s)\nabla \zeta(y, s) \cdot \nabla u(y, s)] dy ds \end{aligned} \quad (1)$$

(2)

Fijémonos únicamente en el segundo término e integremos por partes

$$\begin{aligned} \int_C -2\Phi(x - y, t - s)\nabla \zeta(y, s) \cdot \nabla u(y, s) dy ds &= \\ &= \int_{\partial C} -2\Phi(x - y, t - s)\nabla \zeta(y, s) \cdot u(y, s) dy ds - \\ &\int_C -2\nabla_y \Phi(x - y, t - s)\nabla \zeta(y, s) \cdot u(y, s) dy ds \\ &= \int_C 2\nabla_y \Phi(x - y, t - s)\nabla \zeta(y, s) \cdot u(y, s) dy ds. \end{aligned}$$

Así, (1) nos queda como sigue:

$$u(x, t) = \int \int_C [\Phi(x - y, t - s)(\zeta_s(y, s) - \Delta \zeta(y, s)) + 2\nabla_y \Phi(x - y, t - s)\nabla \zeta(y, s)] u(y, s) dy ds.$$

La fórmula anterior tiene la forma

$$u(x, t) = \int \int_C K(x, y, t, s) u(y, s) dy ds \quad ((x, t) \in C'').$$

Ahora, al cambiar coordenadas, podemos asumir que el punto de tope $(x_0, y_0) = (0, 0)$. Asumiendo que $C(1) := C(0, 0; 1)$ está en U_T . Sea $C(\frac{1}{2}) := C(0, 0; \frac{1}{2})$. La fórmula anterior nos queda de la siguiente manera

$$u(x, t) = \int \int_{C(1)} K(x, y, t, s) u(y, s) dy ds \quad ((x, t) \in C(\frac{1}{2})).$$

Donde K es una función suave puesto que Φ, ζ, u lo son en U_T . En consecuencia

$$\begin{aligned} |u(x, t)| &\leq \int \int_{C(1)} |K(x, y, t, s)| |u(y, s)| dy ds \\ |\partial_{x_i}^\alpha \partial_t^m u(x, t)| &\leq \int \int_{C(1)} |\partial_{x_i}^\alpha \partial_t^m K(x, y, t, s)| |u(y, s)| dy ds \\ &\leq C_{\alpha m} \|u\|_{L^1(C(1))} \end{aligned}$$

Para una constante $C_{\alpha m}$.

Ahora supongamos que el cilindro $C(r) := C(0, 0; r)$ reposa en U_T . Sea $C(\frac{r}{2}) := C(0, 0, ; \frac{r}{2})$.

Reescalamos como sigue

$$v(x, t) := u(rx, r^2t).$$

Entonces $v_t - \Delta v = 0$ en el cilindro $C(1)$. De acuerdo a lo anterior,

$$|\partial_{x_i}^\alpha \partial_t^m v(x, t)| \leq C_{\alpha m} \|v\|_{L^1(C(1))} \quad \text{en } ((x, t) \in C(\frac{1}{2})).$$

Pero $\partial_{x_i}^\alpha \partial_t^m v(x, t) = r^{2m+|\alpha|} \partial_{x_i}^\alpha \partial_t^m u(rx, r^2t)$ y $\|v\|_{L^1(C(1))} = \frac{1}{r^{n+2}} \|u\|_{L^1(C(r))}$.

De modo que

$$\max_{C(x, t; \frac{r}{2})} |\partial_{x_i}^\alpha \partial_t^m u| \leq \frac{C_{\alpha m}}{r^{|\alpha| + 2m + n + 2}} \|u\|_{L^1(C(x, t; r))}.$$