

SOCIEDAD CHILENA DE INGENIERÍA HIDRÁULICA
XXVII CONGRESO CHILENO DE INGENIERÍA HIDRÁULICA

MORFODINÁMICA DE LECHOS COHESIVOS SUJETOS A CONVECCIÓN TÉRMICA

Tomás Fuentes¹
Daisuke Noto²
Hugo N. Ulloa³
Tomás Trehwela⁴

RESUMEN

Investigamos experimentalmente la morfología de un lecho cohesivo movilizado por convección térmica, un tópico pobremente explorado y de relevancia en lagos y regiones costeras. Utilizando una celda “Rayleigh-Bénard” levemente inclinada $\theta \propto O(1\%)$, es posible direccionar el gradiente térmico y el flujo convectivo para generar arrastre de material orgánico micrométrico. Esta movilización produce formas sedimentarias con erosión y deposición heterogénea al fondo de la celda. Para tres inclinaciones de fondo, ($\theta =$) 0, 1,5 y 3°, manteniendo constante el forzante térmico (número de Rayleigh), se determinó el campo de velocidad en la subcapa viscosa sobre el lecho móvil, permitiendo una estimación precisa de los esfuerzos de corte que actúan sobre el sedimento. Los resultados muestran una región con alto esfuerzo de corte que logra erosionar y generar diversas perturbaciones morfológicas en el lecho. Mediante análisis espectral, identificamos las longitudes de onda principales que emergen en el sistema, además de ver cómo a mayor θ —i.e. esfuerzos cortantes más intensos—dichas longitudes disminuyen. De forma global, calculamos el volumen desplazado, encontrando un estado de equilibrio o saturación que puede ser descrito mediante un modelo exponencial cuyos parámetros responden a θ . Nuestros resultados demuestran la posibilidad de tener transporte de sedimentos por convección, abriendo nuevas condiciones para la aparición de formas de fondo, como rizos, en configuraciones de flujo no exploradas.

¹Estudiante Magíster en Ciencias de la Ingeniería, Facultad de Ingeniería y Ciencias, Universidad Adolfo Ibañez - tofuentes@alumnos.uai.cl

²Investigador postdoctoral, Department of Earth and Environmental Science, University of Pennsylvania - dno-to@sas.upenn.edu

³Profesor Asistente, Department of Earth and Environmental Science, University of Pennsylvania - ulloa@sas.upenn.edu

⁴Profesor Asistente, Facultad de Ingeniería y Ciencias, Universidad Adolfo Ibañez - tomas.trehwela@uai.cl

1. INTRODUCCIÓN

Ya sea hidráulico o eólico, el transporte de sedimentos inducido por flujo se manifiesta en un sinfín de procesos geofísicos, tales como el desplazamiento de partículas en lechos fluviales, la migración de dunas y la dispersión de cenizas volcánicas (Seminara, 2010; Charru *et al.*, 2013; Dauxois *et al.*, 2021). En muchos casos, este transporte tiene su origen en gradientes térmicos del fluido, los cuales generan inestabilidades que energizan vientos en la atmósfera y corrientes marinas capaces de movilizar material en suspensión e incluso movilizar sedimentos desde lechos continentales o marinos, como ocurre, por ejemplo, en la resuspensión bentónica (Johnson & Cowen, 2020; Moulton *et al.*, 2023). Del mismo modo, la convección térmica promueve la recirculación de oxígeno (Yang *et al.*, 2017; Perga *et al.*, 2023; Doda *et al.*, 2024), nutrientes y materia orgánica (Krishna *et al.*, 2021), lo que resalta su papel como un motor integral de la dinámica de ecosistemas acuáticos (Bouffard & Wüest, 2019).

Más allá del origen mecánico del transporte de sedimentos, el aporte térmico desde el fondo o el interior del sedimento puede romper la estabilidad de un empaquetamiento granular aleatorio, dando origen a una movilización o resuspensión incipiente (Solomatov & Stevenson, 1993; Herbert *et al.*, 2018). Esta movilización también se manifiesta en sistemas geofísicos más complejos, como en cámaras magmáticas, donde corrientes térmicas pueden inhibir la sedimentación de cristales (Verhoeven & Schmalzl, 2009; Lavorel & Le Bars, 2009), o en fuentes hidrotermales oceánicas, donde gradientes térmicos inducen flujos capaces de erosionar, transportar y redistribuir partículas minerales (Marsh, 1989; Tonks & Melosh, 1990). Sin embargo, los efectos de la convección sobre la morfología de lechos acuáticos han sido raramente explorados. Estudios tanto teóricos como experimentales señalan que flujos convectivos pueden reincorporar partículas desde el fondo, ya sea por el esfuerzo de corte generado por la corriente convectiva, o por la fluidización debida a la emergencia de plumas (Martin & Nokes, 1988; Solomatov *et al.*, 1993; Morize *et al.*, 2017; Herbert *et al.*, 2018). A la fecha, aún no existe evidencia experimental concluyente basada en mediciones simultáneas de esfuerzos de corte convectivos y de la redistribución de partículas en lechos granulares sujetos a transporte por convección.

Siguiendo la fenomenología observada por Solomatov *et al.* (1993), el presente estudio investiga la movilización de un lecho granular inducido por el “viento térmico” generado por la convección Rayleigh-Bénard en un sistema acuático cerrado Ahlers *et al.* (2009). Pese a que la convección no genera un forzante estrictamente unidireccional, como los sistemas fluviales, los mecanismos de movilización de partículas producidos por esfuerzos de corte siguen presentes (Morize *et al.*, 2017; Herbert *et al.*, 2018). Así, nos centramos en caracterizar las formas de fondo que emergen como consecuencia de la interacción entre la convección y el medio granular. De esta manera, logramos investigar experimentalmente el transporte de sedimentos y la morfología de un lecho cohesivo en una celda de convección térmica. En la sección 2 describimos la instalación experimental, la metodología utilizada para determinar esfuerzos de corte y la morfología del lecho, y presentamos ejemplos de formas de fondo inducidas por convección. Luego, presentamos un breve marco teórico para introducir los principales parámetros y cantidades usadas en el análisis morfodinámico. La sección de Resultados reporta nuestros principales hallazgos experimentales y entrega luces sobre la morfología del lecho y sus formas de fondo. Por último, concluimos sobre nuestros resultados y damos una perspectiva sobre el trabajo futuro y sus implicancias geofísicas e hidráulicas para el medio ambiente.

2. METODOLOGÍA

2.1. Instalación experimental

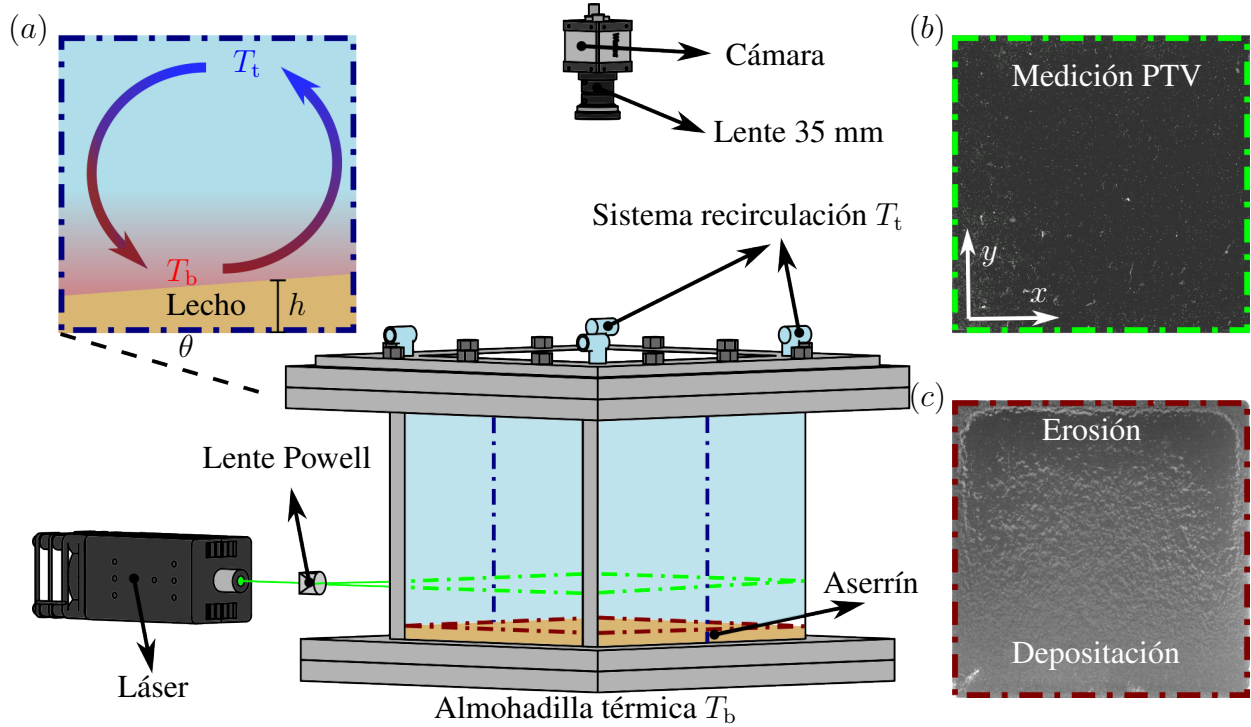


Figura 1. Esquema de la celda de convección térmica usada en este estudio. En el fondo de la celda se encuentra un lecho de aserrín cohesivo que es movilizado por acción de un gradiente térmico generado por diferencias de temperatura entre el fondo y la superficie. (a) Mecanismo convectivo generado sobre un lecho de altura h por un gradiente de temperatura impuesto entre la base caliente T_b y la superficie fría T_t . (b) Imagen en planta iluminada por láser para la determinación del campo de velocidades usando Particle Tracking Velocimetry (PTV). (c) Imagen ortogonal en planta del lecho movilizado mostrando regiones con erosión y deposición luego de $t = 300$ min de experimento.

Los experimentos fueron realizados en una celda de convección térmica, que induce convección de tipo Rayleigh-Bénard. La celda posee dimensiones $S \times H = (120 \times 120) \times 100 \text{ mm}^3$, con S y H la superficie basal cuadrada y altura de la celda, respectivamente (Figura 1). Como fluido se utilizó agua destilada desgasificada para evitar la formación de burbujas o efectos no deseados, como calcificación u otros debido al gradiente térmico impuesto. La temperatura del borde inferior $T_b > 4^\circ\text{C}$ está controlada por una placa de níquel-cobre de espesor 10 mm para asegurar una distribución uniforme de temperatura en la superficie. Su temperatura es monitoreada con termocuplas insertadas en la placa. La temperatura del borde superior $T_t (< T_b)$ está controlada por un baño térmico que recircula agua a una temperatura objetivo T_t . La transferencia de calor entre el baño térmico y el fluido experimental es maximizada utilizando una mica de espesor 3 mm con el resto de los bordes hechos de acrílico. En este sistema, la intensidad de la convección está controlada por la magnitud de la diferencia de temperatura $\Delta T = T_b - T_t$, la que nos permite controlar linealmente

el número de Rayleigh de $Ra \propto \Delta T$. Minimizamos la pérdida de calor entre la celda llevando a cero la temperatura promedio en la celda convectiva $\bar{T} = (T_b + T_s)/2$ y la temperatura controlada del laboratorio: $T_L = \bar{T} = 21^\circ\text{C}$.

El lecho granular está formado por partículas orgánicas de madera (aserrín) con un diámetro medio de $37 \mu\text{m}$ y densidad $\rho_s = 1,05 \text{ g/cm}^3$ en estado saturado. Antes de cada experimento, las partículas fueron distribuidas sobre la base del recipiente y dejadas en reposo para permitir su asentamiento natural, formando una capa uniforme sobre el fondo de la celda, garantizando repetibilidad y una configuración inicial controlada.

2.2. Protocolo experimental

Se definieron dos parámetros a variar: (i) la inclinación θ de la celda Rayleigh-Bénard con respecto a la horizontal, y (ii) el volumen de partículas en el lecho. Tanto el fluido como los sedimentos se estabilizaron inicialmente a la temperatura uniforme, fijando la condición de borde superior e inferior a $T_L = 21^\circ\text{C}$. Una vez que las partículas están asentadas, la temperatura de la superficie superior se controla con el baño termostático, $T_t = T_L - \Delta T/2$, mientras que la temperatura de la superficie inferior está controlada por un calefactor, $T_b = T_L + \Delta T/2$. Dado que los experimentos se centran principalmente en regímenes de flujo cuasi-estacionarios, el régimen transitorio para alcanzar las condiciones de bordes que ocurre mientras los termostatos alcanzan las temperaturas requeridas toma pocos minutos, y no es de interés en este trabajo, que se centra en escalas de tiempo considerablemente más largas.

Bajo estas condiciones termodinámicas controladas, realizamos el siguiente set de experimentos. La inclinación de la celda consideró tres ángulos θ : (i) 0° , (ii) $1,5^\circ$ y (iii) 3° ; mientras que el volumen de partículas se ajustó para obtener tres espesores de sedimento en función del tamaño medio de partícula: (a) D_{50} , (b) $2D_{50}$ y (c) $4D_{50}$. La diferencia de temperatura se mantuvo constante en 16°K , lo que implica un número de Rayleigh constante igual a $Ra = 2.24 \times 10^8$. Para cada condición experimental, se adquirieron imágenes periódicamente durante 5 h, registrando la redistribución de partículas en la superficie del lecho cada minuto. Además, se capturaron imágenes para la estimación del campo de velocidad cada 10 min, permitiendo así caracterizar la dinámica del flujo convectivo y su interacción con el material granular. La Figura 2 muestra el setup experimental utilizado para implementar estas condiciones.

2.3. Mediciones de la profundidad del lecho

Para cuantificar la altura de las estructuras sedimentarias en el lecho, se calibró previamente una relación entre la intensidad de luz en las imágenes adquiridas y la profundidad óptica del lecho sedimentado, ε . Esta calibración se logró ajustando la función

$$h(I) = AI + B, \quad (1)$$

donde $h(I)$ representa la profundidad estimada a partir de la intensidad lumínica observada I y los parámetros A y B se determinan empíricamente. La calibración se llevó a cabo utilizando un conjunto de seis imágenes de referencia adquiridas bajo condiciones controladas, correspondientes a lechos de espesores conocidos $h : \{0, 1, 2, 4, 8, 10\}D_{50}$. Estos espesores son conocidos a priori por la masa de partículas añadidas a la celda y que se dejaron sedimentar para formar una capa uniforme. A partir de estas imágenes de calibración fue posible ajustar espacialmente los coeficientes

A y B en subespacios definidos sobre el plano de la imagen, generando una distribución espacial de valores para dichos parámetros. Una vez obtenidos estos coeficientes para cada bloque, se aplicó una interpolación bilineal para construir un campo continuo en toda la superficie del sistema. Con esto se logró medir el espesor h del lecho sedimentario a la escala del píxel Δ_{pixel} , que es más pequeño que D_{50} , y genera mapas de h con alta resolución espacial y precisión micrométrica en la profundidad del lecho, esenciales para analizar la redistribución y evolución de material granular fino. Esta metodología se desarrolló especialmente para este estudio y se encuentra en evaluación para su publicación (Noto *et al.*, 2025).

2.4. Mediciones campo de velocidades

Para la estimación del campo de velocidad, se indujo un flujo predominantemente bidimensional en dirección opuesta al ángulo de inclinación θ de la celda (Figura 1). Dada la magnitud del número de Rayleigh utilizado, el sistema desarrolla un flujo convectivo caracterizado por una circulación de gran escala, i.e. viento térmico. Junto a esta circulación principal, existen dos circulaciones secundarias, una en un borde inferior y otra en el borde opuesto superior. Estas tres estructuras forman el patrón de flujo clásico en convección de Rayleigh-Bénard en régimen turbulento. Con el fin de cuantificar este campo de velocidad en una región representativa del sistema, se implementó la técnica de *Particle Tracking Velocimetry* (PTV), que permite estimar desplazamientos locales del fluido mediante el seguimiento lagrangiano de microesferas de resina porosa, con un diámetro medio de $20 \mu\text{m}$ y una densidad de $1,02 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$.

La visualización del flujo se realizó mediante la iluminación de una sección transversal horizontal del fluido (plano x - y , Figura 1b), utilizando un plano láser de longitud de onda 523 nm , $2,5 \text{ W}$ de potencia y un espesor inferior a 1 mm , proyectada desde la base del recipiente. El plano está centrado a una altura de $z = 2 \text{ mm}$ respecto al fondo de la celda (100 mm), con el fin de medir la velocidad en el interior de la subcapa viscosa. En esta, la magnitud de la velocidad crece linealmente con la distancia al borde sólido, y por lo tanto, nos permite tener estimaciones robustas del esfuerzo de corte distribuido en el plano $\tau(x, y)$ actuando sobre el lecho granular

$$\tau(x, y) = \mu \frac{u(x, y)}{z_{\text{laser}} - h(x, y)}, \quad (2)$$

donde $u(x, y)$ es la velocidad horizontal del fluido obtenida mediante PTV, $z(x, y)$ corresponde a la altura del plano láser respecto a la base, y $h(x, y)$ es la profundidad local de partículas obtenida a partir de la intensidad de imagen según la ecuación (1).

La adquisición de imágenes se realizó mediante una cámara digital modelo ‘DFK 38UX255’ con una resolución espacial de $62 \mu\text{m}/\text{px}$. La frecuencia de adquisición fue de 20 imágenes por segundo, lo que permite resolver bien el campo de velocidad en la vecindad del material granular. Los desplazamientos de las partículas trazadoras entre pares secuenciales de imágenes fueron procesados mediante un algoritmo estándar de correlación cruzada, pudiendo obtener el campo de velocidad instantáneo en el plano de interés.

2.5. Set experimental y datos experimentales

Un set de tres experimentos fue considerado para este estudio, solo variando la inclinación de la celda $\theta = 0; 1,5; 3^\circ$, definiéndose como Experimento 1, 2 y 3, respectivamente. Todos los

experimentos comenzaron desde una condición inicial de lecho completamente uniforme en profundidad, solo variando la inclinación de la celda, y por ende, el grado de unidireccionalidad del viento térmico. Esta unidireccionalidad se tradujo en una mayor intensidad del esfuerzo de corte, y por lo tanto, mayor movilidad del lecho. Los experimentos tienen una duración de 300 minutos y se toma una imagen cada minuto, para la cual se determina entonces la profundidad del lecho en el fondo de la celda. También, para cada experimento, se realizó una medición de PTV.

3. MARCO TEÓRICO

Para aislar el fenómeno de interés —el transporte de material particulado por convección— utilizamos el sistema canónico de Rayleigh-Bénard. Este sistema nos permite inducir y controlar la convección térmica mediante el número adimensional de Rayleigh, $Ra = g \alpha \Delta T H^3 / (\nu \kappa)$, donde g es la aceleración de gravedad, α es el coeficiente de expansión térmico del agua, ΔT es la diferencia de temperatura entre el lecho y la superficie del dominio, H es la profundidad del sistema, ν es viscosidad cinemática y κ es la difusividad térmica. Este último parámetro determina la competencia entre la fuerza boyante inducida por un gradiente térmico que desestabiliza el sistema y los esfuerzos difusivos que lo estabilizan. Este sistema está caracterizado por el número de Prandtl, el cual es relativamente constante en nuestro caso, $Pr = \nu / \kappa \approx 7$, y nos informa sobre la relación del espesor relativo entre las capas límites viscosas y térmicas.

Con el fin de explorar condiciones más cercanas a ambientes naturales, consideramos un régimen convectivo turbulento. Este régimen se caracteriza por el desarrollo de una gran celda convectiva, o viento térmico, energizada por pequeñas plumas que emergen desde los bordes y cuyos movimientos obedecen a la gravedad reducida en el interior del fluido. Para alcanzar este régimen, el número de Rayleigh debe alcanzar magnitudes $Ra \geq 10^5$ (Ahlers *et al.*, 2009; Noto *et al.*, 2024). El flujo convectivo origina esfuerzos de corte localizados sobre el lecho granular que pueden superar el umbral de movilización incipiente de las partículas, perturbando el lecho.

El lecho de sedimentos considerado está formado por pequeños granos de diámetro $D_{50} \approx 37 \mu\text{m}$. En estas condiciones, el lecho puede ser asumido como hidrodinámicamente liso, por lo que la interacción fluido-lecho ocurre predominantemente dentro de la subcapa viscosa. En este régimen, el flujo adyacente al fondo plano está gobernado por los esfuerzos viscosos y no por la turbulencia. Por lo tanto, el perfil de velocidades es aproximadamente lineal con la distancia desde el lecho. Según Charru *et al.* (2013), cuando $d < 10 \delta_\nu$, la capa superficial corresponde a la subcapa viscosa, cuyo espesor puede aproximarse por $\delta_\nu \approx 5\nu/u_*$ siendo u_* la velocidad de fricción en el lecho. Por lo tanto, una caracterización precisa de la subcapa viscosa resulta fundamental para estimar el esfuerzo de corte transmitido al lecho granular y comprender las etapas iniciales de su movilización. Esta comprensión del régimen cercano al fondo es clave para identificar las condiciones que favorecen la aparición de las mencionadas perturbaciones morfológicas, dando origen a rizos que suelen estar confinados dentro de δ_ν .

4. RESULTADOS

4.1. Morfodinámica a gran escala

La Figura 2a presenta en una secuencia de imágenes del experimento 3 registrando la evolución del lecho durante 5 horas. Utilizando la calibración de intensidad de luz y la relación obtenida

post-calibración para la ecuación (1) mostramos en Figura 2b las mediciones de altura de lecho, evidenciando así la movilización progresiva del material granular en función del tiempo. Los resultados revelan la formación de una macroestructura compuesta por una zona de socavación y otra de acumulación, cuya longitud característica es del orden de 10 mm. Esta configuración es evidente, por ejemplo, en la transecta vertical del perfil de altura, donde se observa un gran rizo sedimentario con dicha escala espacial. Sobre esta macroforma de fondo se observa la emergencia de microformas tipo rizos. Tras una hora de iniciado el experimento, la distribución espacial del sedimento alcanza un estado de equilibrio, y a escala de microformas se evidencia un tamaño característico de aproximadamente 4.3 mm.

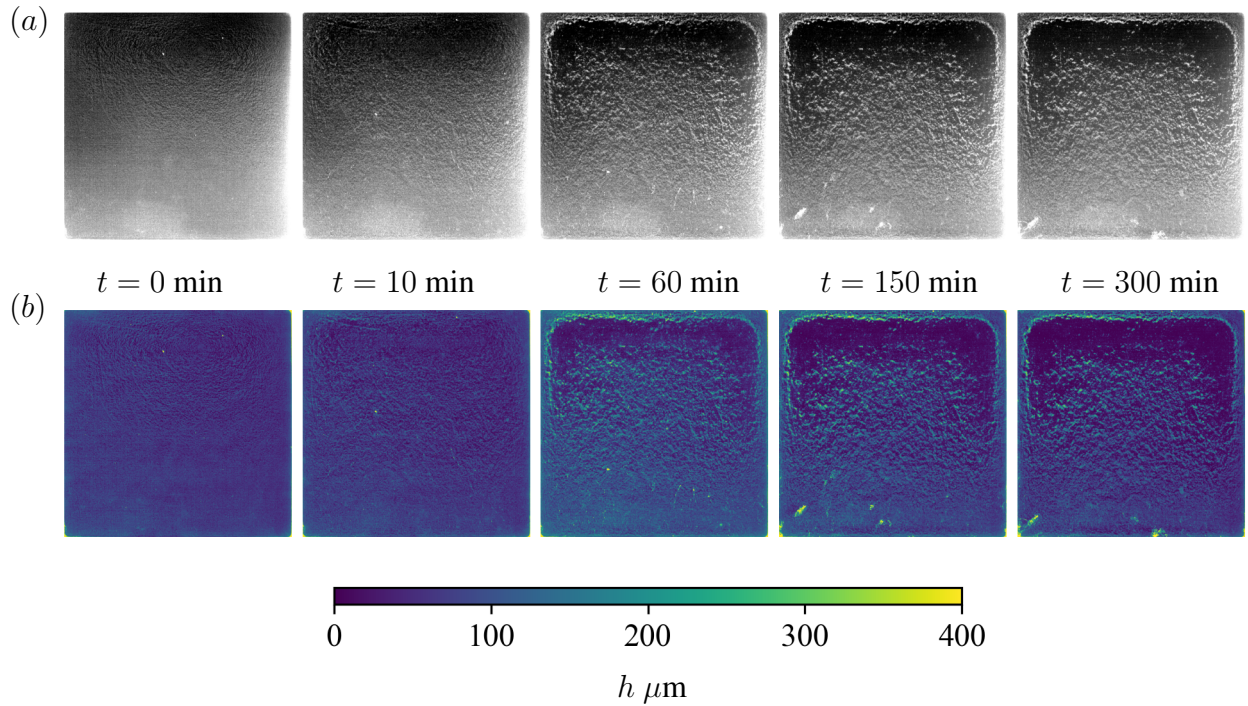


Figura 2. (a) Secuencia de imágenes ortogonales del lecho para el experimento de $\theta = 3^\circ$. La fila superior, de izquierda a derecha, muestra las imágenes experimentales obtenidas directamente en 0, 10, 60, 150 y 300 minutos del experimento, respectivamente. La secuencia de imágenes muestra el desplazamiento progresivo del lecho y la formación de una macroestructura con microformas sobre esta. (b) Profundidad del lecho en el instante correspondiente en *a* determinada mediante el método de intensidad de luz descrito en 2.3 usando la ecuación (1).

4.2. Esfuerzos de corte convectivos y estructuras coherentes

La figura 3 presenta el campo de esfuerzos cortantes (2) para tres instantes de tiempo del experimento: (a) el tiempo inicial $t \approx 0$ min, (b) el tiempo característico de saturación $t_{sat} = 11,3$ min, y (c) $t = 300$ min, un tiempo dentro del régimen cuasi-estacionario. Los resultados muestran que las regiones interiores desarrollan mayores esfuerzos cortantes. Es en estas regiones en donde existe mayor movilización y acumulación de sedimento, como se observa en la Figura 2.

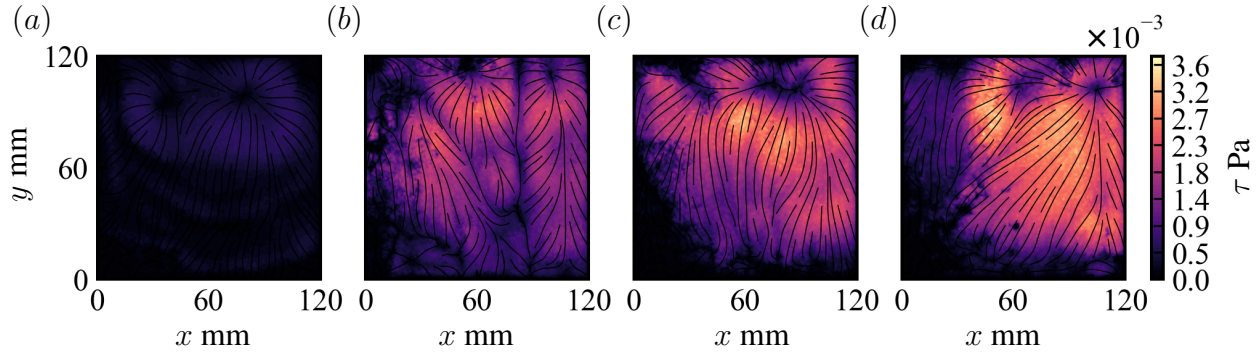


Figura 3. Esfuerzo de corte τ sobre el lecho para el experimento con inclinación de 3° en los tiempos: (a) $t = 0$ min, (b) $t = t_{\text{sat}} = 11$ min, correspondiente al tiempo de saturación, (c) $t = 300$ min, y (d) distribución de esfuerzo de corte promedio durante régimen cuasi-estacionario.

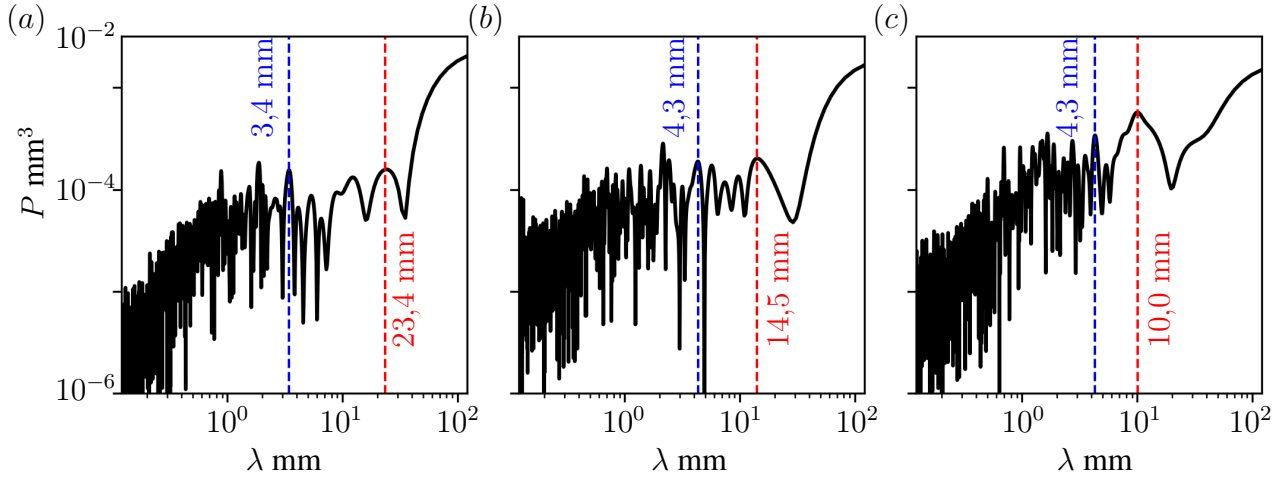


Figura 4. Espectros de potencia obtenidos a partir de la Transformada de Fourier aplicada al perfil de altura del lecho granular en los tres experimentos: (a) $\theta = 0^\circ$, (b) $\theta = 1,5^\circ$ y (c) $\theta = 3^\circ$. Las líneas discontinuas rojas marcan los números de onda k dominantes asociadas a las longitudes de onda λ (resoluciones) características de las formas de fondo y del sistema.

La figura 4 presenta los espectros de potencia obtenidos mediante la transformada de Fourier de las transectas longitudinales centrales (en $x = 60$ mm) correspondientes a las tres condiciones experimentales investigadas: (a) experimento sin inclinación, (b) inclinación de $1,5^\circ$ y (c) inclinación de 3° . Este análisis espectral permite identificar la energía contenida en los números de onda asociada a las ondulaciones coherentes y formas de fondo que emergen en el lecho granular.

Los espectros muestran que las longitudes de onda dominantes se encuentran en el orden de los centímetros, con valores aproximados de 23,4 mm para el experimento 1 con inclinación $\theta = 0^\circ$, 14,5 mm para el experimento 2 con inclinación $\theta = 1,5^\circ$ y 10 mm para el experimento 3 con inclinación $\theta = 3^\circ$, todos estos valores son consistentes con nuestras imágenes experimentales. Lo que se observa es que, a medida que la inclinación aumenta, la longitud de onda disminuye, pero se vuelve más potente. Es decir, a mayor inclinación, el lecho tiende a estar más representado por una onda sedimentaria predominante. Esto se interpreta observando cómo ondas más largas, probablemente asociadas a lechos más planos y menos potentes en volumen, se van descomponiendo

en perturbaciones más potentes de onda corta. Esto se aprecia también en la disminución de la diferencia entre las dos longitudes de onda predominantes (en rojo y azul para la Figura 4a – c).

No obstante, pese a observar estas formas de fondo, la literatura no nos entrega nociones sobre si son rizos u otro tipo de estructura. De forma general, la compilación de rangos de valores para alturas y largos de rizos entregados por Dey (2014) o por Raudkivi (1997) deja a nuestras estructuras por debajo de los rangos reportados. De alguna forma, esto es esperable debido a los números de Froude extremadamente bajos que tenemos $Fr = 10^{-4}$, valores que en condiciones fluviales en ningún caso producirían transporte.

4.3. Movilización de sedimento a escalas de tiempo largas

Para analizar la progresión temporal del fenómeno, se procedió a calcular el volumen desplazado en función del tiempo para cada experimento. Con el objetivo de realizar un análisis independiente de la condición inicial, que en rigor varía levemente entre los experimentos realizados, se analiza el ΔV a partir de la imagen inicial del experimento. Este volumen se calcula integrando la diferencia absoluta entre el campo de alturas en cada instante h_i y el campo inicial h_0 sobre el área del dominio S de estudio

$$\Delta V = \iint_{S_{\text{dominio}}} |h_i(x, y) - h_0(x, y)| \, dS. \quad (3)$$

La Figura 5 muestra la evolución temporal del volumen desplazado para los tres experimentos a distintos ángulos de inclinación. Se puede observar directamente de los resultados que, a medida que el ángulo del sistema aumenta, el volumen desplazado aumenta progresivamente, de lo cual es directo inferir que se tiene una mayor movilización de partículas en el lecho granular. Para describir matemáticamente este comportamiento en los datos, se utilizó un modelo exponencial dado por

$$\Delta V = V_{\text{sat}} (1 - e^{-t/t_{\text{sat}}}), \quad (4)$$

donde V_{sat} corresponde a un volumen de saturación y t_{sat} a un tiempo característico de saturación para la relación teórica.

En la Figura 5a se presentan los datos experimentales junto con el ajuste, representado mediante una línea segmentada. Por otro lado, en la Figura 5b se muestran los datos consolidados bajo el ajuste teórico, donde se representa la razón $\Delta V/V_{\text{sat}}$ en función de $1 - e^{-t/t_{\text{sat}}}$, lo que permite visualizar el buen acuerdo general del modelo con los datos experimentales, aunque en los primeros instantes la concordancia no es tan precisa debido a las transiciones iniciales del sistema. El índice de concordancia del ajuste varía entre 0.72 y 0.91, lo que respalda la validez de la aproximación exponencial para describir la evolución del volumen desplazado en función del tiempo.

A medida que transcurre el tiempo, el volumen desplazado varía, como se observa en la Figura 5a, reflejando la dinámica temporal del transporte en el sistema. En una primera etapa, el lecho presenta una respuesta inicial casi lineal correspondiente a la perturbación inicial generada por el viento térmico. Posteriormente, se observa una transición hacia una evolución no lineal, la cual alcanza un límite superior asociado al volumen de saturación V_{sat} . Es en esta fase cuando se inicia la formación de morfologías organizadas en el lecho, coherente con el aumento progresivo de la circulación a gran escala. El ajuste de tipo exponencial propuesto en la ecuación 4, logra capturar bien esta etapa no lineal que culmina en una saturación asintótica predicha con el modelo propuesto. No obstante, se observa que en instantes iniciales, el ajuste propuesto no logra capturar bien los datos, reflejo de una necesidad de mayor detalle en minutos iniciales.

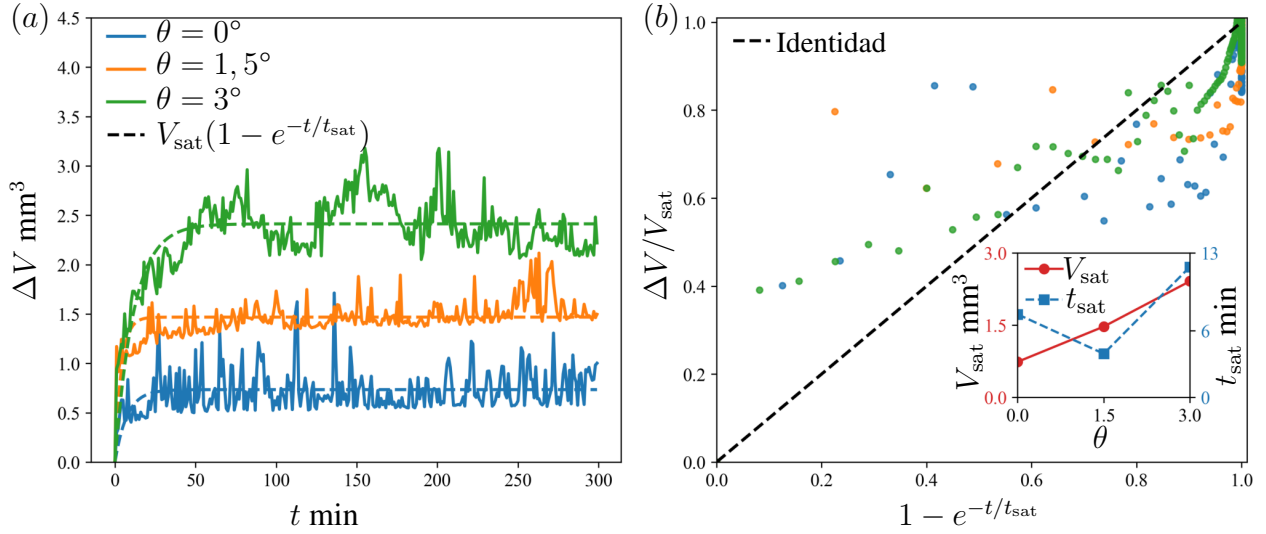


Figura 5. (a) Volumen desplazado ΔV en función del tiempo para los tres experimentos realizados. En línea continua los datos experimentales y en línea segmentada el ajuste de los datos según el ajuste exponencial $\Delta V = V_{\text{sat}}(1 - e^{-t/t_{\text{sat}}})$ (b) Colapso de los datos experimentales siguiendo el ajuste exponencial propuesto. En el panel interno se muestran los valores de V_{sat} y t_{sat} en función del ángulo de inclinación θ calculados para los ajustes exponenciales para cada experimento.

5. CONCLUSIONES

En concordancia con resultados experimentales anteriores (Solomatov & Stevenson, 1993), nuestro estudio demuestra la capacidad de un flujo convectivo turbulento de movilizar un lecho conformado por sedimentos cohesivos. No obstante, a diferencia de estudios anteriores, los mecanismos de transporte identificados aquí difieren del modelo conceptual hipotetizado anteriormente. El viento térmico, inducido por la convección a gran escala, genera un transporte generalizado y principalmente unidireccional en el interior de la celda Rayleigh-Bénard, en donde se estimaron los máximos esfuerzos de corte (Figura 3). Así, el sedimento se tiende a transportar y acumular “aguas abajo” del flujo convectivo. Sin embargo, de este transporte generalizado, emergen un campo de formas de fondo coherentes. El análisis espectral determinó que las longitudes de onda λ podrían atribuirse a rizos hidrodinámicos, no obstante, fuera de los rangos reportados en la literatura. Esto no significa que no sean rizos o estructuras bien definidas, solo indica que estamos frente a condiciones de flujo no exploradas previamente. La metodología experimental desarrollada (Noto *et al.*, 2025) permitió cuantificar el espesor del campo de rizos, sobre una gran zona de acumulación, por primera vez en un flujo inducido por convección térmica. Esto, en conjunto con el campo de velocidades, nos entregó nociones sobre el forzante de corte sobre el lecho, clave para explicar la morfología. Nuestros resultados permiten revelar que el transporte de sedimento en el sistema sigue un comportamiento transiente que se alcanza un estado de equilibrio caracterizado por un máximo volumen de material granular transportado V_{sat} y una escala de tiempo de convergencia t_{sat} . Ambos parámetros dependen del ángulo de inclinación del sistema θ , que a su vez controla la magnitud del flujo y el esfuerzo de corte actuando sobre el lecho granular.

Finalmente, este estudio experimental pone de manifiesto la importancia de la convección en la redistribución de material granular en lechos acuáticos. Esta dinámica resulta fundamental para los

procesos biogeoquímicos que regulan la oxidación de materia orgánica y de gases disueltos, como el oxígeno, el dióxido de carbono y el metano, tanto en cuerpos de agua continentales, como los lagos (e.g., Doda *et al.*, 2024), como en sistemas marinos, incluyendo bahías y arrecifes de coral (e.g., Monismith *et al.*, 2006).

AGRADECIMIENTOS

Agradecemos el respaldo de la Agencia Nacional de Investigación y Desarrollo (ANID) de Chile, a través del Proyecto Fondecyt Iniciación 11240630. También agradecemos el apoyo financiero de la Universidad Adolfo Ibáñez mediante el programa Apoyo a tesis para Maduración de Tecnologías. Asimismo, agradecemos el apoyo financiero de The University of Pennsylvania mediante fondos de inicio (Start-up funding).

REFERENCIAS

Ahlers, G., Grossmann, S., & Lohse, D. 2009. Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Reviews of modern physics*, **81**(2), 503–537.

Bouffard, Damien, & Wüest, Alfred. 2019. Convection in lakes. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **51**(1), 189–215.

Charru, F., Andreotti, B., & Claudin, P. 2013. Sand Ripples and Dunes. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **45**(1), 469–493.

Dauxois, T., Peacock, T., Bauer, P., Caulfield, C. P., Cenedese, C., Górlé, C., Haller, G., Ivey, G. N., Linden, P. F., Meiburg, E., *et al.* 2021. Confronting grand challenges in environmental fluid mechanics. *Physical Review Fluids*, **6**(2), 020501.

Dey, Subhasish. 2014. *Fluvial hydrodynamics*. Springer.

Doda, T., Ramón, C. L., Ulloa, H. N., Brennwald, M. S., Kipfer, R., Perga, M.-E., Wüest, A., Schubert, C. J., & Bouffard, D. 2024. Lake surface cooling drives littoral-pelagic exchange of dissolved gases. *Science Advances*, **10**(4), eadi0617.

Herbert, E., Morize, C., Louis-Napoléon, A., Goupil, C., Jop, P., & D'Angelo, Y. 2018. Buoyancy-driven destabilization of an immersed granular bed. *Journal of Fluid Mechanics*, **843**, 778–809.

Johnson, B. A., & Cowen, E. A. 2020. Sediment suspension and bed morphology in a mean shear-free turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, **894**, A8.

Krishna, S., Ulloa Sánchez, H. N., Kerimoglu, O., Minaudo, C., Anneville, O., & Wüest, A. J. 2021. Model-based data analysis of the effect of winter mixing on primary production in a lake under reoligotrophication. *Ecological Modelling*, **440**, 109401.

Lavarel, G., & Le Bars, M. 2009. Sedimentation of particles in a vigorously convecting fluid. *Physical Review E*, **80**(4), 046324.

- Marsh, B. D. 1989. Magma chambers. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **17**, 439–472.
- Martin, D., & Nokes, R. 1988. Crystal settling in a vigorously convecting magma chamber. *Nature*, **332**(6164), 534–536.
- Monismith, Stephen G, Genin, Amatzia, Reidenbach, Matthew A, Yahel, Gitai, & Koseff, Jeffrey R. 2006. Thermally driven exchanges between a coral reef and the adjoining ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **36**(7), 1332–1347.
- Morize, C., Herbert, E., & Sauret, A. 2017. Resuspension threshold of a granular bed by localized heating. *Physical Review E*, **96**(3), 032903.
- Moulton, M., Suanda, S. H., Garwood, J. C., Kumar, N., Fewings, M. R., & Pringle, J. M. 2023. Exchange of plankton, pollutants, and particles across the nearshore region. *Annual Review of Marine Science*, **15**(1), 167–202.
- Noto, D., Fuentes, T., Trehwela, T., & Ulloa, H. N. 2025. Optical altimetry for microscale sediment layers. *Under review in Measurement Science and Technology*.
- Noto, Daisuke, Letelier, Juvenal A, & Ulloa, Hugo N. 2024. Plume-scale confinement on thermal convection. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **121**(28), e2403699121.
- Perga, M.-E., Minaudo, C., Doda, T., Arthaud, F., Beria, H., Chmiel, H. E., Escoffier, N., Lambert, T., Napolleoni, R., Obrador, B., *et al.* 2023. Near-bed stratification controls bottom hypoxia in ice-covered alpine lakes. *Limnology and Oceanography*, **68**(6), 1232–1246.
- Raudkivi, Arved J. 1997. Ripples on stream bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, **123**(1), 58–64.
- Seminara, G. 2010. Fluvial Sedimentary Patterns. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **42**(1), 43–66.
- Solomatov, V. S., & Stevenson, D. J. 1993. Suspension in convective layers and style of differentiation of a terrestrial magma ocean. *Journal of Geophysical Research: Biogeosciences*, **98**(E3), 5375–5390.
- Solomatov, V. S., Olson, P., & Stevenson, D. J. 1993. Entrainment from a bed of particles by thermal convection. *Earth and Planetary Science Letters*, **120**(3-4), 387–393.
- Tonks, W. B., & Melosh, H. J. 1990. The physics of crystal settling and suspension in a turbulent magma ocean. *Pages 151–174 of: Newsom, H. E., & Jones, J. H. (eds), Origin of the Earth*. Oxford, UK: Oxford University Press.
- Verhoeven, J., & Schmalzl, J. 2009. A numerical method for investigating crystal settling in convecting magma chambers. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **10**(Q12007), Q12007.
- Yang, B., Young, J., Brown, L., & Wells, M. 2017. High-frequency observations of temperature and dissolved oxygen reveal under-ice convection in a large lake. *Geophysical Research Letters*, **44**(24), 12–218.