

Sistemas de rayos en formación de cráteres granulares

Tapan Sabuwala,¹ Christian Butcher,² Gustavo Gioia,¹ y Pinaki Chakraborty^{2,*}¹Unidad de Física del Continuo, Universidad de Graduados del Instituto de Ciencia y Tecnología de Okinawa, Onna-son, Okinawa 904-0495, Japón²Unidad de Mecánica de Fluidos, Universidad de Graduados del Instituto de Ciencia y Tecnología de Okinawa, Onna-son, Okinawa 904-0495, Japón

(Recibido el 18 de febrero de 2018; publicado el 27 de junio de 2018)

En los experimentos clásicos de formación de cráteres granulares, una bola que se deja caer sobre un lecho de granos nivelado termina dentro de un cráter rodeado por una capa uniforme de material eyectado. En esta Carta, mostramos que el manto uniforme de eyecta cambia a un sistema de rayos, o conjunto de rayas radiales de eyecta, donde la superficie del lecho granular incluye ondulaciones, un factor que no ha sido abordado hasta la fecha. Realizando numerosos experimentos y simulaciones computacionales de los mismos, determinamos que el número de rayos en un sistema de rayos $\propto D/\lambda$, donde D es el diámetro de la bola y λ es la longitud de onda de las ondulaciones. Además, mostramos que la eyección en un sistema de rayos se origina en un anillo angosto de diámetro D con el centro en el sitio del impacto. Nuestros hallazgos pueden ayudar a arrojar luz sobre los enigmáticos sistemas de rayos que rodean muchos cráteres de impacto en la Luna y otros cuerpos planetarios.

DOI: [10.1103/PhysRevLett.120.264501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.264501)

Los sistemas de rayos [1] se conocieron poco después de la llegada del telescopio, quizás en 1647, cuando Johannes Hevelius publicó lo que podría haber sido el primer mapa de la Luna que los mostraba. Aunque se reconocieron como eyecciones sedimentadas, es decir, depósitos de escombros arrojados cuando un meteorito impacta en la superficie de un cuerpo planetario, su origen resultó ser el tipo de pregunta sobre la cual abundan las teorías contrapuestas hasta la fecha [2–4]. De hecho, Julio Verne no traicionó ignorancia cuando, en referencia a un sistema de rayos en la Luna, preguntó: "¿Por qué fenómenos geológicos podría haberse producido este coma resplandeciente?" [5].

Motivados por las observaciones de los sistemas de rayos en la formación de cráteres planetarios, estudiamos un sistema análogo: la formación de cráteres granulares [6,7]. Este simple análogo, una bola que impacta en un lecho granular, se ha utilizado ampliamente para estudiar las características de los cráteres planetarios [8–11] y, más relevante para los sistemas de rayos, la dinámica de la eyección [4,11–18]. Desde impactos de baja velocidad (es decir, velocidad de impacto $< c$, la velocidad del sonido en el lecho granular; típicamente $c \approx 100 \text{ m/s}$ [19]) hasta impactos de hipervelocidad (es decir, velocidad de impacto $> c$) típicos de cráteres planetarios, experimentos y las simulaciones muestran que la dinámica del material eyectado permanece notablemente invariable. Por ejemplo, en todo el rango de velocidades de impacto, la eyección que barre hacia afuera desde la bola que impacta como una cortina cónica se lanza en un ángulo casi constante de $\sim 50^\circ$ con la superficie del lecho, su velocidad decae automáticamente de manera similar a una ley de potencia de la distancia del impacto

[11,12,14,16–18,20]. En resumen, para investigar la dinámica de la eyección, la formación de cráteres granulares puede considerarse un análogo adecuado de la formación de cráteres planetarios.

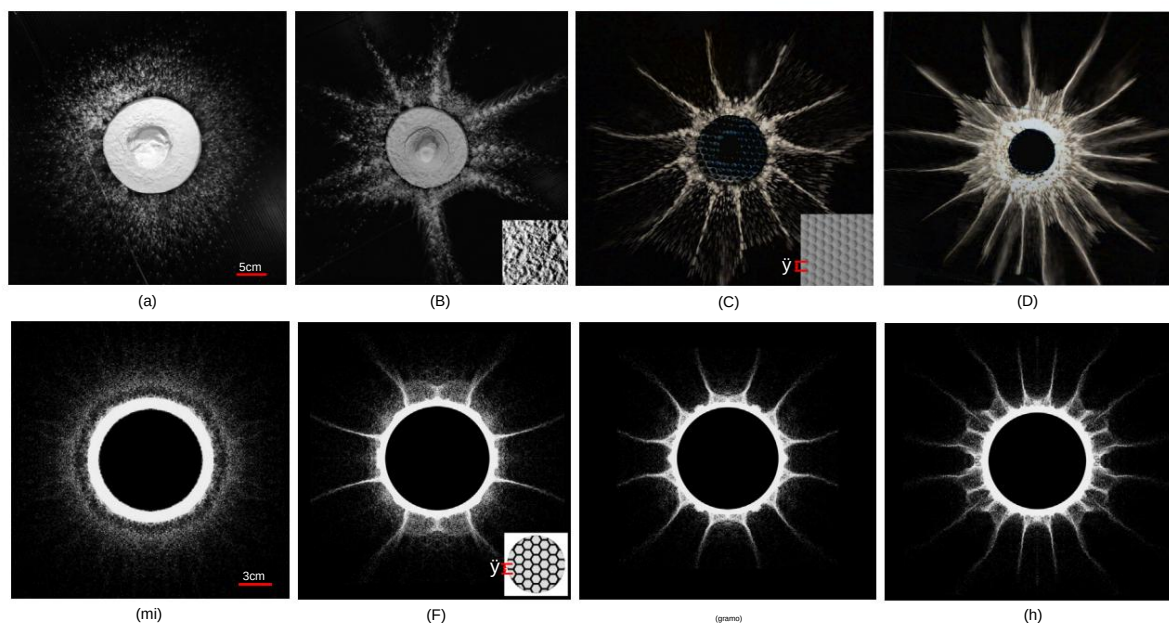
Aunque la formación de cráteres granulares ha capturado muchas características de los cráteres planetarios, los sistemas de rayos han permanecido persistentemente fuera de su ámbito. En un experimento típico de baja velocidad, un recipiente lleno de granos (de diámetro $d \sim 50 \text{ }\mu\text{m}$) se agita para formar un lecho homogéneo, cuya superficie se nivela posteriormente raspando la parte superior. Cuando una bola (de diámetro $D \sim 500d$) se deja caer sobre el lecho desde una altura de aproximadamente 1 m, forma un cráter al expulsar los granos, que se asientan alrededor del cráter como una capa de eyección casi uniforme sin un sistema de rayos (Fig. 1(a); Video complementario 1 [21]).

Para continuar, nos inspiramos en una fuente inusual. En notable contraste con los experimentos informados en la literatura científica, experimentos similares realizados por estudiantes de escuela a menudo muestran indicios de sistemas de rayos (ver Ref. [21]). Al contrastar los protocolos experimentales, inferimos que esta discrepancia se debe a un factor sutil: en los experimentos escolares, la superficie del lecho granular no se iguala antes de dejar caer la pelota. Formada por el vertido de los granos, la superficie permanece ondulada, similar a las superficies planetarias [26]. Sorprendentemente, cuando realizamos experimentos con una superficie ondulada [de una longitud de onda de aproximadamente $50d$; ver el recuadro de la Fig. 1 (b)], la eyección se asienta en un sistema de rayos inequívoco (Fig. 1 (b); Video complementario 2 [21]). La superficie ondulada da forma a la eyección para formar la aparición de un sistema de rayos.

Para dilucidar el papel de las ondulaciones, consideramos lechos granulares con ondulaciones superficiales regulares. Creamos una superficie de este tipo presionando una cuadrícula hexagonal de longitud de onda λ sobre un lecho granular que había sido nivelado mediante raspado. (Para ondulaciones superficiales regulares de otras formas, consulte la Ref. [21].) Abarcando un rango de λ , D , la velocidad de impacto de la bola, el tamaño del lecho granular, la fracción de empaquetamiento

Publicado por la American Physical Society bajo los términos de [Creative Commons Attribution 4.0 International](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/) licencia.

La distribución posterior de este trabajo debe mantener la atribución al autor(es) y el título del artículo publicado, la cita de la revista y el DOI.



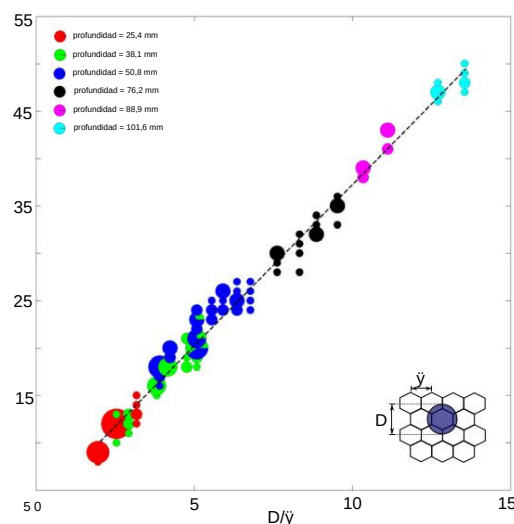
HIGO. 1. Vista superior de la eyección en experimentos de baja velocidad (a)–(d) y simulaciones de hipervelocidad (e)–(h). (a) Manta de eyección en un experimento típico con una superficie nivelada. Nótese la ausencia de un sistema de rayos. (b) Manta de eyección en un experimento con una superficie ondulada (ver recuadro). Tenga en cuenta el sistema de rayos. (c), (d) Cortinas de eyección que muestran sistemas de rayos en experimentos con ondulaciones de superficie hexagonal de longitud de onda $\tilde{y}$ [ver el recuadro del panel (c)]; $D=\tilde{y}/4$ 2,93 (c) y 5,86 (d). (e) Cortina de eyección que muestra la ausencia de un sistema de rayos en una simulación típica con una superficie nivelada. (f)–(h) Cortinas de eyección que muestran sistemas de rayos en simulaciones con ondulaciones de superficie hexagonal de longitud de onda $\tilde{y}$ [ver recuadro del panel (f)]; $D=\tilde{y}/4$ 2,23 (f), 3,45 (g) y 4,75 (h). Velocidad de impacto $1/4$ 20 m/s para las simulaciones que se muestran aquí. En todas las simulaciones, simulamos un cuadrante y reflejamos el patrón de eyección asumiendo simetría. En los paneles (d) y (h), además de los radios prominentes, también podemos ver radios secundarios (ver Ref. [21]).

del lecho granular y la humedad ambiental, realizamos 135 experimentos en total (ver Ref. [21]). Cada experimento manifiesta un sistema de rayos inequívoco (Figs. 1 (c) y 1 (d); Video complementario 3 [21]). Nos enfocamos en N , el número de rayos prominentes (es decir, los rayos más largos y conspicuos) en un sistema de rayos y encontramos que N depende solo de D y $\tilde{y}$. Invocando el análisis dimensional, observamos que N (que no tiene unidades) solo puede depender de la relación sin unidades $D=\tilde{y}$. De hecho, nuestros experimentos corroboran esta restricción y además muestran que N varía linealmente con $D=\tilde{y}$ (Fig. 2).

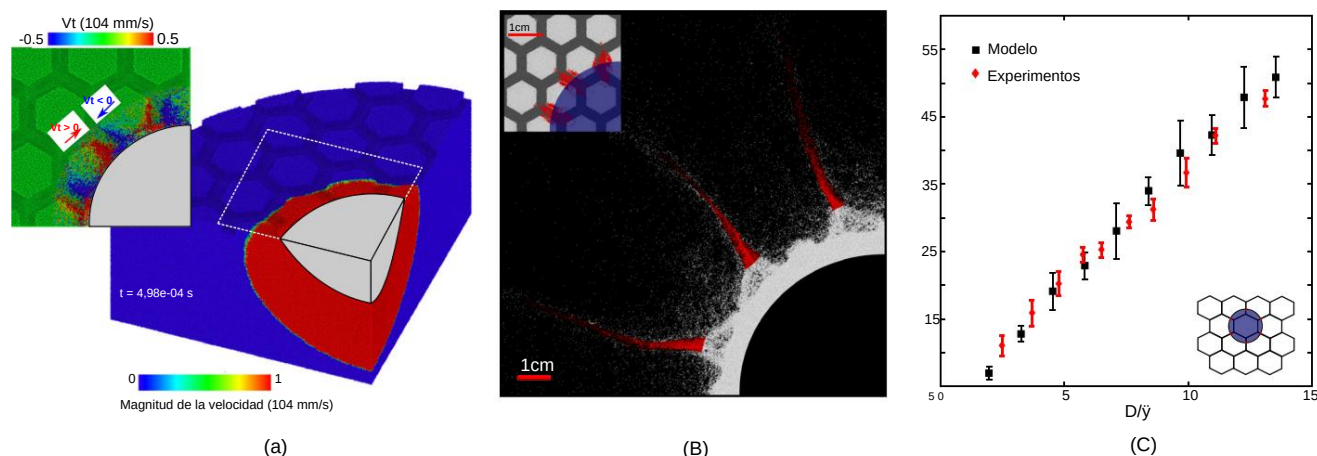
Para una mirada más cercana al mecanismo subyacente a los sistemas de rayos, pasamos a las simulaciones computacionales. Para ello utilizamos el método de elementos discretos en el que cada grano está representado por una esfera dotada de masa (un “elemento discreto”); el grano interactúa con otros granos a través de fuerzas de contacto y su movimiento se rige por las leyes de Newton. Realizamos simulaciones para velocidades de impacto que abarcan el rango de impactos de baja velocidad a hipervelocidad [27] y para varios valores de $D=\tilde{y}$. Haciéndose eco de los resultados de los experimentos de baja velocidad, cada simulación con una superficie ondulada produce un sistema de rayos inequívoco [Figs. 1(f)–1(h)], mientras que para una superficie nivelada, el sistema de rayos desaparece [Fig. 1(e)] [28].

Cada impacto genera una onda de choque en el lecho granular [Fig. 3(a)]: una onda de choque débil para un impacto de baja velocidad y una onda de choque fuerte para un impacto de hipervelocidad. Al llegar a la superficie del lecho, la onda de choque (de compresión)

se refleja como una onda de rarefacción. Estas ondas inducen un campo de flujo que expulsa los granos superficiales. El campo de flujo incluye un componente de velocidad normal a la superficie, que juega un papel clave en la formación de rayos. Para una superficie nivelada, el



HIGO. 2. N frente a $D=\tilde{y}$. Datos de 135 experimentos de baja velocidad con ondulaciones de superficie hexagonal (ver recuadro; el círculo azul indica la bola que impacta). El tamaño de los puntos de datos (círculos) es proporcional al número de puntos superpuestos, con el área correspondiente a cualquier color proporcional al valor correspondiente de D . La línea discontinua muestra el mejor ajuste usando regresión lineal ($R^2 = 0,98$).



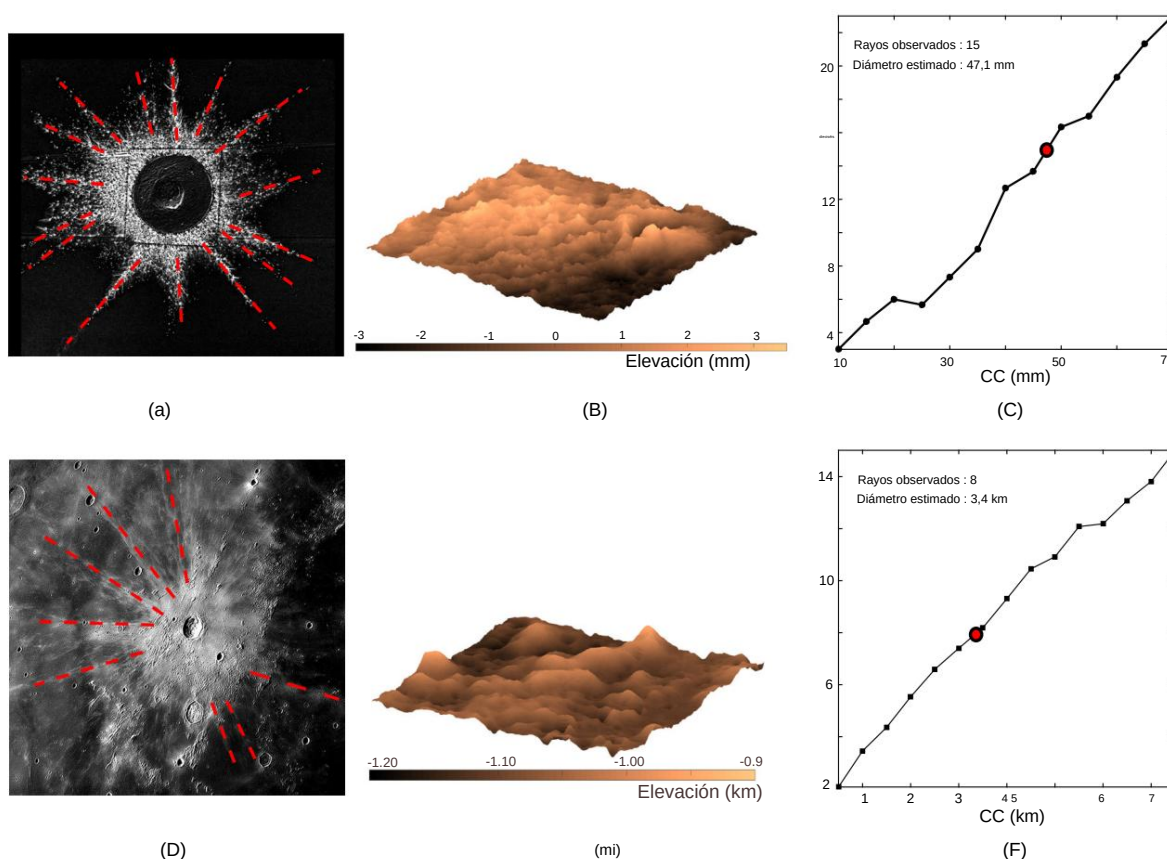
HIGO. 3. Origen de los sistemas de rayos. (a) Una instantánea de las velocidades de los granos en el lecho granular. En el tiempo $t = 0$, la pelota impacta la superficie del lecho con una velocidad de ≈ 20 m/s. Mostramos el cuadrante simulado del lecho granular en la configuración no deformada; $D = \lambda/4$ 3,45 para las ondulaciones de la superficie hexagonal. La región gris marca la posición actual de la bola dentro del lecho granular. La interfaz nítida entre los granos en movimiento y estacionarios marca la onda de choque. Recuadro: velocidad azimutal V_t en el parche de superficie delimitado por líneas de puntos. Inducido por la velocidad normal a la superficie desde las paredes laterales del valle, V_t enfoca los granos afectados en la eyección que sale radialmente, engendrando así un sistema de rayos. (b) Vista superior del sistema de rayos producido por el impacto que se muestra en el panel (a) [cf. Figura 1(g)]. Los granos en los rayos están marcados en rojo. Recuadro: vista ampliada de la superficie previa al impacto. Los granos formadores de rayos (granos rojos) se extienden a ambos lados del borde de la bola que impacta (cuarto de círculo azul). (c) N frente a $D = \lambda$. Mostramos los datos experimentales de la Fig. 2 (rojo) y las predicciones del modelo geométrico (negro), ambos agrupados con un tamaño de contenedor $\lambda/D = \lambda/b \approx 1/4$. Las barras verticales abarcan 2 desviaciones estándar de N . En el modelo geométrico, por simplicidad, ignoramos el grosor de los valles y los idealizamos como líneas unidimensionales (ver recuadro). Contar el número de intersecciones entre los valles y el borde de la bola (círculo azul) produce la predicción de N .

el campo de flujo es axisimétrico y el material eyectado se deposita sobre una capa uniforme axisimétrica. Por el contrario, para una superficie ondulada, la velocidad normal a la superficie desde las paredes laterales de los valles enfoca la eyección en un sistema de rayos [recuadro de la Fig. 3(a)]. Con reminiscencias del efecto Munroe en cargas con forma [29], dicha eyección enfocada de rayos también ha sido reportada en fluidos con una superficie cóncava impulsivamente acelerada [30]. Además, observamos que debido a que las ondas de choque (y los campos de flujo correspondientes) se generan en impactos de baja velocidad y de hipervelocidad, los sistemas de rayos se generan en todo el rango de velocidades de impacto, con N invariante a la velocidad de impacto, como se ve de hecho en nuestro simulaciones.

Para una mayor comprensión de los sistemas de rayos, seguimos la evolución de la eyección y elegimos un instante en el que los rayos son claramente visibles. Marcamos los granos en los rayos y los rastreamos hacia atrás en el tiempo [Fig. 3(b)]. Expulsados en las primeras etapas del impacto, estos granos provienen de un anillo angosto de valles que se extiende a ambos lados del borde de la bola que impacta [recuadro de la Fig. 3(b)]. Cada valle engendra un rayo distinto. Este hallazgo proporciona un modelo geométrico simple: N se establece por el número de valles intersectados por el borde de la bola. Es decir, contamos el número de intersecciones entre un círculo de diámetro D (que representa la pelota) y los brazos de la cuadrícula hexagonal de longitud de onda λ (que representan los valles). Al contar el número de intersecciones, variamos el centro del círculo sobre la extensión espacial de un hexágono porque la bola en los experimentos puede caer en cualquier parte de esta región. En consecuencia, para un $D = \lambda$ fijo, obtenemos una pequeña variación en el N predicho. Las predicciones de este modelo geométrico en todo el lapso de $D = \lambda$ concuerdan excelentemente con los experimentos [Fig. 3(c)].

El modelo geométrico también nos permite abordar un problema inverso: ¿cuál era el diámetro del impactador que formó un cráter determinado? De importancia central en la formación de cráteres planetarios, este problema plantea un desafío formidable. El diámetro del cráter depende de muchos factores [31]: el diámetro, la velocidad y la densidad del impactador; la densidad, fuerza y porosidad de la corteza planetaria; la gravedad superficial, entre otros. Estos parámetros suelen estar mal restringidos para los cuerpos planetarios, lo que genera grandes incertidumbres en el diámetro estimado del impactador. Por ejemplo, para un cráter del tamaño del cráter Barringer (Arizona), dependiendo de los valores de los parámetros, el diámetro del impactador estimado a partir de las leyes de escala varía en un 400 % [32]. Para complementar y limitar tales estimaciones, a continuación analizamos una herramienta novedosa y sencilla.

Según el modelo geométrico, N se establece por el número de valles que se extienden a ambos lados del borde del impactador. Así, dado N , podemos estimar el diámetro del impactador D como el diámetro del círculo que intersecta N valles en la superficie previa al impacto. Para probar esta herramienta, llevamos a cabo experimentos en lechos granulares con ondulaciones superficiales irregulares (Fig. 4(a); Ref. [21]), análogas a las superficies planetarias. Estos experimentos revelan que solo los valles prominentes, es decir, los valles que son profundos en relación con su entorno, en el borde del impactador producen rayos prominentes (ver Ref. [21]). Para estimar D , analizamos un parche de la superficie previa al impacto [Fig. 4(b)]. De este parche extraemos perfiles topográficos unidimensionales a lo largo de círculos concéntricos centrados en el punto de impacto. Para cada perfil, que corresponde a un círculo de diámetro D_c , contamos el número de valles prominentes N_v (ver Ref. [21]).



HIGO. 4. Estimación del diámetro del impactador: un cráter granular (a)–(c) y el cráter lunar Kepler (d)–(f). (a), (d) Sistemas de rayos en el manto de eyección. Los rayos prominentes están marcados por líneas discontinuas rojas. El sistema de rayos granulares se produce dejando caer una bola de acero de 50,8 mm de diámetro sobre un lecho granular con ondulaciones superficiales irregulares. (b), (e) Superficies previas al impacto. Para el cráter granular, obtenemos el mapa del terreno de la superficie previa al impacto utilizando un escáner láser (David-SLS-2); el tamaño del parche es de 10×10 cm². Para Kepler, obtenemos los datos del terreno de la base de datos SLDEM 2015 [33]; el tamaño del parche es de 10×10 km². (e), (f) Nv frente a Dc. Para Kepler, este gráfico se obtiene promediando los datos Nv vs Dc de 75 parches de terreno. El diámetro estimado del impactador D es el Dc correspondiente a $Nv \frac{1}{4} N$: estos puntos están marcados con puntos rojos.

A partir de un gráfico de Nv vs Dc, podemos estimar fácilmente el impactador diámetro D como el Dc que corresponde a $Nv \frac{1}{4} N$ [Fig. 4(c)].

Extrapolando esta herramienta a los cráteres lunares, consideramos la crater Kepler. (Para el cráter Tycho, ver Ref. [21]). identificar visualmente ocho rayos prominentes, de acuerdo con observaciones previas [34] [Fig. 4(d)]. Debido a que la superficie del preimpacto ha sido obliterada durante mucho tiempo por el impacto, como proxy de la superficie previa al impacto, analizamos 75 azimutalmente parches distribuidos de terreno lunar de la región anular ubicado dentro de los radios de 1,5 y 2 diámetros de cráter desde el centro del cráter [Fig. 4(e)]. Para cada parche, extraemos perfiles topográficos unidimensionales a lo largo de círculos concéntricos centrado en el centroide del parche. Siguiendo el procedimiento descrito anteriormente, estimamos $D \frac{1}{4} 3,4$ km, comparable con la estimación de 2,5 km a partir de las leyes de escala [Fig. 4(f)].

En resumen, usando experimentos y simulaciones, tenemos demostrado que los sistemas de rayos no son más que una característica genérica del impacto en superficies onduladas. Centrarse en una sola característica de sistemas de rayos, el número de rayos prominentes, tenemos propuso una herramienta simple para estimar el diámetro de la impactador. Postulamos que otras características de los sistemas de rayos

también heredan una firma del impacto. Por ejemplo, analizar la longitud de los rayos puede ayudar a restringir la energía del impacto. Además, estudiar el papel de la forma y la orientación de los valles pueden revelar características adicionales de sistemas de rayos. Si bien aún queda mucho oculto, el largo los escurridizos sistemas de rayos están comenzando a revelar sus secretos.

Agradecemos a Sue Kieffer, Jay Melosh, Troy Shinbrot y William Powell para las discusiones. Este trabajo fue apoyado por el Instituto de Ciencia y Tecnología de Okinawa Universidad de Graduados.

* pinaki@oist.jp

- [1] HJ Melosh, Cráteres de impacto: un proceso geológico, Monografías de Oxford sobre geología y geofísica vol. 11 (Prensa de la Universidad de Oxford, Nueva York, 1989).
- [2] BR Hawke, D. Blewett, P. Lucey, G. Smith, J. Bell, B. Campbell y M. Robinson, *Ícaro* 170, 1 (2004).
- [3] V. Shuvalov, *Meteorito. Planeta. ciencia* 47, 262 (2012).

- [4] T. Kadono, A. Suzuki, K. Wada, N. Mitani, S. Yamamoto, M. Arakawa, S. Sugita, J. Haruyama y A. Nakamura, *Icarus* **250**, 215 (2015).
- [5] J. Verne, *Autour de la lune* (J. Hetzel, París, 1872) [traducción al inglés de E. Roth, *All Around the Moon* (King & Baird, Filadelfia, 1876)].
- [6] H. Katsuragi, *Physics of Soft Impact and Cratering* (Springer, Nueva York, 2016).
- [7] J. Ruiz-Suárez, *Rep. Prog. física* **76**, 066601 (2013).
- [8] AM Walsh, KE Holloway, P. Habbas y JR de Bruyn, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 104301 (2003).
- [9] JS Uehara, MA Ambroso, RP Ojha y DJ Durian, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 194301 (2003).
- [10] S. Yamamoto, K. Wada, N. Okabe y T. Matsui, *Ícaro* **183**, 215 (2006).
- [11] K. Wada, H. Senshu y T. Matsui, *Icarus* **180**, 528 (2006).
- [12] J. Marston, E. Li y S. Thoroddsen, *J. Fluid Mech.* **704**, 5 (2012).
- [13] JF Boudet, Y. Amarouchene y H. Kellay, *Phys. Rvdo. Letón.* **96**, 158001 (2006).
- [14] S. Deboeuf, P. Gondret y M. Rabaud, *Phys. Rev. E* **79**, 041306 (2009).
- [15] D. Stöffler, D. Gault, J. Wedekind y G. Polkowski, *J. Geofísico. Res.* **80**, 4062 (1975).
- [16] MJ Cintala y RA Grieve, *Meteorito. Planeta. ciencia* **33**, 889 (1998).
- [17] B. Hermalyn y PH Schultz, *Ícaro* **216**, 269 (2011).
- [18] S. Tsujido, M. Arakawa, A. Suzuki y M. Yasui, en *Asteroids, Comets, Meteors 2014* (2014), <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014acm.conf..537T>.
- [19] C.-h. Liu y SR Nagel, *Phys. Rev. B* **48**, 15646 (1993).
- [20] K. Wünnemann, M.-H. Zhu y D. Stöffler, *Meteorit. Planeta. ciencia* **51**, 1762 (2016).
- [21] Ver material complementario en <http://link.aps.org/suplementario/10.1103/PhysRevLett.120.264501> para discusión adicional, que incluye Refs. [22–25] y para videos complementarios (SV1–SV3).
- [22] C. Kloss, C. Goniva, A. Hager, S. Amberger y S. Pirker, *Prog. computar Dinámica de fluidos* **12**, 140 (2012).
- [23] RM Schmidt y KR Housen, *Int. J. Impacto Ing.* **5**, 543 (1987).
- [24] SK Croft, *J. Geophys. Res. Tierra sólida* **90**, C828 (1985).
- [25] Z. Yue, B. Johnson, D. Minton, H. Melosh, K. Di, W. Hu e Y. Liu, *Nat. Geosci.* **6**, 435 (2013).
- [26] Tal superficie ondulada imita una superficie planetaria más de cerca que una superficie lisa con un cráter preexistente hemisférico, grande y aislado, como se ha estudiado previamente utilizando simulaciones de hidrocodificación de cráteres planetarios [3].
- [27] Variamos las velocidades de impacto de 4 a 40 m/s. Para comparar con c, primero notamos que el valor de c depende de la distancia desde la superficie de la cama. Como referencia, tomamos esta distancia como $D=2$, donde el borde de la bola que impacta se encuentra con la superficie del lecho. Para nuestras simulaciones, $c \approx 16.9$ s, en donde hemos elegido los parámetros del material para que el valor de c sea un orden de magnitud más bajo que lo que es típico para los materiales granulares (ver Ref. [21]).
- [28] Además, tenga en cuenta que, a diferencia de los experimentos, nuestras simulaciones carecen de aire ambiental. Sin embargo, tanto los experimentos como las simulaciones producen sistemas de rayos, lo que significa que la formación de sistemas de rayos es indiferente al aire ambiente.
- [29] CE Munroe, *Popular Science Monthly* **56**, 444 (1900).
- [30] A. Kiyama, Y. Tagawa, K. Ando y M. Kameda, *J. Fluid Mech.* **787**, 224 (2016).
- [31] KR Housen y KA Holsapple, *Ícaro* **211**, 856 (2011).
- [32] K. Wünnemann, D. Nowka, G. Collins, D. Elbeshausen y M. Bierhaus, en *Proceedings of the 11th Hypervelocity Impact Symposium*, editado por F. Schäfer y S. Hiermaier (Fraunhofer-Verlag, Alemania, 2011), págs. 1–16.
- [33] M. Barker, E. Mazarico, G. Neumann, M. Zuber, J. Haruyama y D. Smith, *Ícaro* **273**, 346 (2016).
- [34] J. Van Diggelen, *La Luna* **1**, 67 (1969).