



Revista Geológica de América Central

ISSN: 0256-7024

Universidad de Costa Rica

José, Brenes-André; Guillermo E, Alvarado; Nathalie, Chavarría; Blas, Sánchez; Geoffroy, Avard; Manuel, Barrantes; Catalina, Quesada
Análisis de la dinámica y productos balísticos durante la erupción del Poás (Costa Rica) en el 2017
Revista Geológica de América Central, núm. 62, 2020, pp. 74-101
Universidad de Costa Rica

DOI: <https://doi.org/10.15517/rgac.v62i0.40640>

Disponible en: <https://www.redalyc.org/articulo.oa?id=45466248005>

- Cómo citar el artículo
- Número completo
- Más información del artículo
- Página de la revista en redalyc.org

UAEH [redalyc.org](https://www.redalyc.org)

Sistema de Información Científica Redalyc
Red de Revistas Científicas de América Latina y el Caribe, España y Portugal
Proyecto académico sin fines de lucro, desarrollado bajo la iniciativa de acceso abierto

Análisis de la dinámica y productos balísticos durante la erupción del Poás (Costa Rica) en el 2017

Analysis of the dynamic and the ballistic products of the 2017 eruption of Poas Volcano (Costa Rica)

José Brenes-André¹, Guillermo E. Alvarado², Nathalie Chavarría³, Blas Sánchez²,
Geoffroy Avard⁴, Manuel Barrantes⁵ y Catalina Quesada⁶

¹Red Ciudadana de Estaciones Meteorológicas, Apdo. 290-3015, San José, Costa Rica

²Comisión Nacional de Prevención de Riesgos y Atención de Emergencias (CNE),
Unidad de Investigación y Análisis del Riesgo, San José, Costa Rica

³Instituto Costarricense de Electricidad, Área de Amenazas y Auscultación Sismológica
y Volcánica, Apdo. 10032-1000, San José, Costa Rica

⁴Universidad Nacional, Heredia, Costa Rica, Observatorio Sismológico y Vulcanológico
de Costa Rica (OVSICORI), Heredia, Costa Rica

⁵Instituto Costarricense de Electricidad (ICE), Área de Geología,
Apdo. 10032-1000, San José, Costa Rica

⁶Sistema Nacional de Áreas de Conservación (SINAC), Parque Nacional Volcán Poás,
Alajuela, Costa Rica

*Autor para contacto: jbres54@gmail.com

(Recibido: 21/10/2019; aceptado 11/12/2019)

RESUMEN: Entre el 12 y 22 de abril del 2017 el volcán Poás experimentó una nueva fase explosiva con lances de fragmentos balísticos hasta ~2,2 km. En su fase inicial predominaban los bloques no juveniles, producto de la destrucción del cuerpo lávico formado en 1953 y del piso lacustre, seguido por un incremento en fragmentos juveniles (bloques vídriosos con corteza de pan, tortas escoriáceas y, raramente, bombas fusiformes). Las bombas más grandes alcanzaron un diámetro de 20 m por ~1,5 m de grosor lanzadas a unos 200 m del cráter. Los juveniles poseen vesiculación variada (15-50 % vesículas) de composición andesítico basáltica (fenocristales plag 20-22 %, cpx 6-8%, opx 3-5 %, ol 1-3 %, mt 0-1 %) con matriz intersecal. El contenido de juveniles en las cenizas freatomagmáticas incrementó desde aproximadamente un 9 % hasta un 85 % al final, representado por una fase estromboliana. Las bombas al impactar generaron diaclasas de enfriamiento perpendiculares a la superficie y en par conjugado de cizalla. Durante su fase de enfriamiento, las diaclasas se formaron paralelas a la superficie impactada, así establecieron un patrón rectangular relativamente simétrico y conjugado, pero cuando existió una pendiente, el diaclasamiento fue más complejo al deformarse por reptar en estado viscoso. La velocidad inicial de salida de los balísticos se estimó en 100-300 ms⁻¹ (~360-1000 km/h), con una velocidad de llegada de 36-120 ms⁻¹ (~130-430 km/h) y una terminal de 124-250 ms⁻¹ (~445-900 km/h). El tiempo de vuelo, entre la boca intracrática en el fondo del cráter Principal y el Mirador, se estima entre 8 y 15 s a distancias entre 0,7 y 2,2 km. Se aportan una serie de recomendaciones para futuros estudios de balística volcánica y un nuevo modo de afrontar el problema físico, mediante las medidas de las bombas y su ángulo de impacto. Se recomienda la construcción de más refugios camino a los miradores del cráter Principal y del cráter Botos.

Palabras clave: balística; velocidades; freatomagmático; diaclasamiento de bombas; régimen newtoniano.



ABSTRACT: From April 12 until April 22 2017 Poás volcano experienced a new explosive phase with ballistic fragments reaching up to ~2,2 km. At its final phase non juvenile blocks predominated, product both of a 1953 lava body destruction and a lacustrine floor, followed by an increment of juvenile fragments (glassy bread crust blocks, scoriaceous bombs and, rarely, fusiform bombs). The largest ones measured up to 20 m in diameter and 1,5 m in thickness, reaching up to 200 m from the crater. The juvenile fragments showed a varied vesiculation (15-50% vesicles) with a basaltic andesitic composition (phenocrysts of plag 20-22%, cpx 6-8%, opx 3-5%, lo 1-3%, mt 0-1%) within an intersertal matrix. The juvenile phreatomagmatic ash content increased from approximated 9% to 85% at the end, consisting of a strombolian activity. When hitting the floor, the bombs generated perpendicular cooling joints and shear stress conjugate pairs. While cooling, the joints were parallel to impact surface generating a symmetric conjugated rectangular pattern. When fall on surfaces with a slope the pattern was more complex due to viscous flow. The ballistic initial velocity was estimated in the 100-300 ms⁻¹ range, the final velocity was estimated in the 36-120 ms⁻¹ range, and a terminal velocity (defined in the text) in the 124-250 ms⁻¹ range. Flight time from bottom of Main crater to the visitor area (View point) was estimated in the 8-15 secs range. At the end, a set of recommendations for future volcanic ballistic studies is included based on a totally new physics model using actual range and impact angle. It is here recommended that more shelters be built on the path between the active and Botos craters.

Keywords: Ballistic; velocities; phreatomagmatic; bomb jointing; Newtonian regime.

INTRODUCCIÓN

Al ocurrir una explosión volcánica, los fragmentos de rocas densas de más de 6,4 cm de diámetro (bombas y bloques) son lanzados a velocidad alta y muchos adquieren una trayectoria balística parabólica (similar a la de una bala de cañón), para luego caer sobre la superficie del terreno y producir daños por el impacto. Las bombas balísticas volcánicas poseen formas aerodinámicas por eyectarse aún líquidas o pastosas, mientras que los bloques tienen formas angulares. Un proyectil volcánico con un diámetro de 0,5-1 m, puede caer a unos 2-3 km, algunas veces incluso pueden alcanzar hasta 5 km de distancia, aunque hay información de casos excepcionales hasta de 10-40 km (Fagents y Wilson, 1993; Fitzgerald et al., 2018).

Los proyectiles balísticos son expelidos del cráter a velocidades en el caso de las erupciones estrombolianas entre 2,5 y 225 ms⁻¹ (9-810 km/h); excepcionalmente 250 ms⁻¹ (900 km/h) (Chouet, Hamisevicz y McGetchin, 1974; Harris, Ripepe y Hughes 2012; Leduc, Gurioli, Harris, Coló y Rose-Koga, 2015) y en las vulcanianas por lo general entre 200 y 400 ms⁻¹ (720-1440 km/h) según determinaciones de diversos autores (Fagents y Wilson, 1993; Parfitt y Wilson, 2011; Steinberg y Lorenz, 1983). Suelen seguir trayectorias que por lo general son afectadas en grado variable por la dinámica de la columna eruptiva y por el viento. Un fragmento volcánico de 20 cm de diámetro y unos 5 kg, puede volar y caer a una velocidad de unos 100 ms⁻¹ o 360 km/h (Ortiz, 1996).

La distribución de los fragmentos balísticos (distancia del cráter, dirección, área y densidad) está controlado por la explosividad, tipo, tamaño y dirección de la erupción explosiva, pero también por la dirección y la velocidad del viento.

Dentro de los peligros volcánicos directos, se tiene la balística volcánica, es decir la probabilidad de daño que un proyectil rocoso (bomba o bloque) pueda infringir a infraestructura o personas cuando los fragmentos de roca caen, por que las edificaciones son dañadas y las personas resultan heridas o muertas; aquellos fragmentos que mantienen altas temperaturas, pueden incendiar bosques y casas, además de producir laceraciones y quemaduras (politraumatismos) o muerte en las personas (Fitzgerald et al., 2018). Un aspecto importante a considerar es que la densidad de los impactos y su tamaño suele decrecer con la distancia y con respecto a la energía de las erupciones, por lo que la probabilidad de sufrir daños por caída de balísticos es una función que disminuye con la distancia y aumenta con la superficie expuesta (Ortiz, 1996). Sin embargo, en ciertos casos, ocurre lo opuesto debido a la compleja interacción entre los balísticos y el arrastre generado por la nube expansiva de piroclastos y aire (Clarke, 2013). La balística volcánica representa apenas el 1-4 % de las muertes a nivel mundial por actividad volcánica (Brown, Jenkins, Sparks, Odbert y Auker, 2017; Tanguy, Ribière, Scarth y Tjetjep, 1998; Tilling, 1989), cifra muy parecida a nivel nacional, donde el número porcentual de muertes por balística es del 3 % (Aguilar y Alvarado, 2014). Sin embargo, se estima que dentro de los primeros 5 km, la balística es la causante del 40 % de los accidentes fatales (Brown et al., 2017). Aunque esta cifra de muertes es relativamente baja, no deja de ser un peligro importante para las personas que viven dentro de los primeros 5 km, así como aquellos que visitan los cráteres activos por asuntos de trabajo (vulcanólogos, técnicos, guardaparques), turismo o por ingresos ilegales a las zonas restringidas.

El volcán Arenal durante su despertar en 1968 se volvió mundialmente famoso por el paisaje lunar sin igual dejado por los impactos balísticos, que en algunos sectores tuvieron una densidad por área superior al 100 %, con cráteres de impacto de hasta 25 m de diámetro y 4 m de profundidad, lo que generó los primeros estudios modernos de la balística volcánica, reportándose velocidades supersónicas (Melson y Sáenz, 1968; Fudali y Melson, 1972; Steinberg y Lorenz, 1983).

En Costa Rica, la máxima incidencia de los proyectiles balísticos históricos (Rincón de la Vieja, Arenal, Poás, Irazú y Turrialba) se concentra entre las primeras decenas de metros y los 700 m (Alvarado y Barquero, 1987; Alvarado et al., 2016, Murata, Dondoli, C. y Sáenz, 1966). En ciertas erupciones históricas algunos de ellos (con menor frecuencia y densidad por área) alcanzaron los 2 km (p. ej., Poás 1910, 1955, 2017; Mora, 2010; Mora-Amador, Rouwet, González, Vargas y Ramírez, 2019), 1,8 km (Arenal, Alvarado y Barquero, 1987), entre 1,2 y 2,4 km en el Irazú (Miller, 1966) y un máximo de 2 km en el Turrialba (29 de octubre del 2014). Sin embargo, durante la erupción peleana del Arenal de 1968, los proyectiles balísticos llegaron a 5,5 km de distancia desde el cráter inferior o A (Melson y Sáenz, 1968) y existe un reporte de un proyectil que en el Irazú alcanzó los 7 km (16 de noviembre 1963; Gutiérrez, 1963). Para las erupciones prehistóricas del Holoceno, se maneja en Costa Rica un alcance balístico máximo de 8 km (Paniagua y Soto, 1986).

La creciente industria turística y particularmente los ingresos ilegales a zonas restringidas, ha llevado a que un número cada vez mayor de personas esté expuesta a los peligros asociados a la balística. Muchas explosiones volcánicas resultan muy peligrosas ante la imposibilidad de detectar indicios que puedan usarse como premonitores de las mismas. Por ello, cualquier conocimiento sobre la balística volcánica, cómo se generan y su evolución resulta de vital importancia. Sin embargo, la dinámica balística es muy compleja, más allá de lo que se suele enseñar en los cursos de Física I. El tamaño y forma de los fragmentos balísticos varía apreciablemente en función de su grado y tipo de fragmentación, número de colisiones, grado de fusión original (líquida, pastosa o sólida), terreno donde impacta y fragmentación durante el vuelo, impacto por otros clastos, cambiándoles la forma original. Por ello, existe la posibilidad de que la forma final del balístico que se estudie no sea la que tuvo durante su trayecto. A pesar de ello, en el presente trabajo se utiliza el coeficiente de esfericidad Ψ (definido más adelante), lo que permitirá incluir la forma y el tamaño del balístico de una manera aproximada. La inclusión del parámetro Ψ permitirá, igualmente, dar al modelo el requerido carácter estadístico de promedio al no poderse en la práctica asociar un fragmento a una erupción en particular. Este carácter estadístico, sin embargo, produce que diferentes conjuntos de valores iniciales (coeficiente de esfericidad, velocidad inicial y ángulo de eyección) modelen el mismo alcance de los fragmentos, punto básico en el diseño de un plan de manejo de los peligros por balísticos, aunque con variantes en los parámetros como tiempo de vuelo y altura máxima.

El presente trabajo trata sobre una revisión teórica de la balística volcánica, una nueva forma de estudiarla, donde se toma como caso de estudio las erupciones del volcán Poás ocurridas en abril del 2017. Se mostrará cómo, a partir de los pocos datos de campo, se puede extraer información valiosa sobre el proceso eruptivo.

METODOLOGÍA

Se realizó un análisis del comportamiento de los proyectiles originados durante las erupciones del mes de abril 2017. Para esto se hicieron recorridos alrededor y dentro del cráter Principal. Las mediciones de los balísticos fueron realizadas en abril del 2017, el 6 y 12 julio, 2017, el 3 febrero y 22 de agosto del 2018 y el 31 de enero del 2019. Se ubicaron un total de 230 proyectiles de mayor tamaño, de los cuales a 145 se les realizó mediciones de su tamaño, forma y estructuras (Fig. 1). De igual forma, se realizaron estimación del ángulo de caída para 27 proyectiles, utilizando como guía los cráteres de impacto y, en casos especiales, de las ramas de la vegetación quebrada o de su modo de penetración en suelos húmicos.

Adicionalmente, se realizó un análisis de la geometría de fracturas originadas en los juveniles, como punto de referencia para entender su diaclasamiento y fracturación en el momento de la erupción. La formación de estos patrones depende de las propiedades de la roca, que en este caso aún se encuentra caliente y dúctil, del ángulo de caída y, en algunos casos, incluso de la pendiente del terreno. Al enfriarse, la roca se contrae, pero a su vez las burbujas de gas (vesículas) aumentan de volumen por la vesiculación secundaria, creando estrés interno, que se traduce en que se generen patrones de diaclasas.

En el análisis de las partículas es común analizarles la forma como si fuesen esferas haciendo uso del coeficiente de esfericidad Ψ . El coeficiente Ψ se define como la división del área superficial del elipsoide SA por el área superficial de la esfera equivalente a $4\pi r_e^2$ (Jennings y Parslow, 1988). La idea central es considerar cada fragmento como un elipsoide al que con cierta subjetividad se le miden los 3 posibles semiejes perpendiculares entre sí: a, el semieje mayor; b, el semieje intermedio

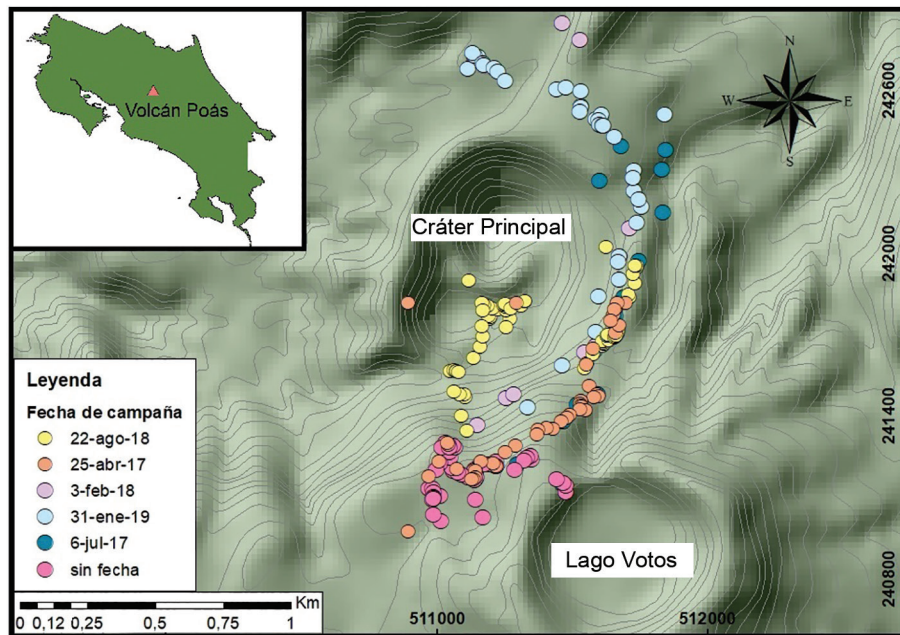


Fig. 1. Localización de las medidas de los proyectiles balísticos en diferentes campañas en el volcán Poás.

y c, el semieje menor, para determinar que tanto su forma se acerca a la de una esfera del mismo volumen que el fragmento. Para ello se iguala el volumen V del elipsoide definido por $V = 4\pi abc/3$ al de una esfera $4\pi r_c^3/3$ de radio equivalente r_c . Dado el carácter aproximativo de este método, en lugar de utilizar la fórmula completa del área superficial de un elipsoide, en este trabajo se recurre a una fórmula más simple deducida por el geólogo danés Knud Thomsem, la que incluye un parámetro p . En este trabajo se adoptará el valor de $p = 1,6075$ (<http://www.technologyuk.net/mathematics/geometry/ellipsoids.shtml>, recuperado 9 Julio 2019). Fácilmente, se puede comprobar que el coeficiente $\Psi = SA/4\pi r_c^2$ varía entre 0 y 1, en el límite en que el fragmento sea perfectamente esférico.

Los programas de cómputo referentes a balísticos volcánicos son muy escasos. Uno de esos pocos es el denominado “Eject!”, que es gratuito y fácil de usar en ambiente Windows, desarrollado por el investigador del USGS (Mastin, 2001) y puede obtenerse en la dirección <https://pubs.usgs.gov/of/2001/0045/> (7 de enero, 2019). El programa calcula la trayectoria y la despliega, a partir de varios datos aportados por el usuario: una velocidad y ángulo de salida; la temperatura en la fuente al momento de la erupción para calcular la densidad del aire (utilizando el modelo standard de la atmósfera); la altura de la fuente y de la posición de caída; la densidad tanto del fragmento como del aire; así como un aproximado radio R_0 de la semiesfera, en que se propone que el fragmento no será afectado por el arrastre, al no haber movimiento relativo entre este y la columna de piroclastos y gas que se produce durante la erupción.

Tres posibles geometrías se pueden escoger para simular el fragmento: a) esférica, b) la denominada *high cube* y c) *low cube* (Manual según la versión 1.2, según se recobró de <https://pubs.usgs.gov/of/2001/0045/>). Para el caso de un balístico desplazándose en un fluido con un coeficiente de arrastre C_d variable, el alcance para el caso más aerodinámico (caso *low cube*) es siempre mayor que el asociado al caso menos aerodinámico (caso *high cube*). Wadell (1934) lo había observado cuando dice “en general la menor velocidad se obtiene cuando el cubo cae manteniendo en todo momento una de sus aristas hacia abajo. Si cae presentando siempre una de sus caras, la velocidad aumenta un poco. La mayor velocidad se obtiene si siempre presenta una de sus esquinas sólidas, es decir, si la diagonal del cubo es siempre paralela a la dirección de movimiento. Por esquina sólida se entiende la intersección de 3 o más superficies convergentes”.

El programa “Eject!” desgraciadamente siempre suministra resultados opuestos a lo planteado previamente y, por ello, no se utilizó en el presente trabajo.

Adicionalmente, en el manual de usuario no se da ninguna indicación sobre como efectuar la mejor escogencia, dejándose la selección como arbitraria. La escogencia de alguna de estas opciones implica que conforme la velocidad del fragmento va

variando, el programa escogerá el coeficiente de arrastre C_d a partir de una curva experimental de C_d en función del número de Reynolds, para el caso de la esfera y de C_d en función del número de Mach para el cubo, digitalizadas al efecto (para detalles, ver Brenes-André, 2019). Al no proveerse al usuario de un criterio para escoger entre las 3 geometrías, el análisis queda supeditado a los resultados de la(s) geometría(s) que el usuario utilice y comparar entre sí los resultados así calculados. Se encuentra que, con el balístico desplazándose en el vacío (o sea, con el coeficiente de arrastre $C_d=0$), los resultados concuerdan con los que se obtienen de cualquier texto de física básica. Las observaciones anteriores se basan en la versión 1.4 (URL <https://pubs.usgs.gov/of/2001/0045/>), en la que se informa que el programa fue iniciado en noviembre 2001 y su última actualización fue en noviembre 2009 (recuperada enero 7, 2019), que incluye la advertencia del autor de que el programa aún no ha sido depurado.

LA ERUPCIÓN DEL POÁS DE ABRIL 2017

Después de varios meses de tranquilidad relativa, el volcán Poás comenzó a manifestar cambios menores y variables en la actividad desde enero del 2017, pero que no se salían del patrón normal dentro de la actividad del volcán. Un enjambre de sismos volcanotectónicos se registró el 24 de marzo y, a partir del 25 de ese mes, se incrementaron los sismos volcánicos con tremores persistentes, eventos de baja frecuencia y del tipo volcanotectónico. Esta actividad se mantuvo hasta el 26 de marzo y el 28 se registró un sismo volcánico importante a las 5 p. m., permaneciendo la actividad sismovolcánica hasta el fin de mes sin muestras de un cambio evidente (Avard, Pacheco, Sibaja y Martínez, 2017a; Salvaje, Avard, de Moor, Pacheco y Martínez, 2018).

El primer cambio notorio ocurrió el 1.º de abril del 2017 cuando se formó una hornilla-fumarola con agua hirviendo a modo de un borbollón a unos 200 m al oeste del domo activo y cerca del lago cratérico caliente, actividad que duró por unas pocas horas (≤ 24 horas); para ese entonces, ya había cambiado el color del lago de verde lechoso a gris lechoso. Posiblemente, a raíz del pequeño sismo ocurrido en el Poás el 6 de abril a las 7:23 p. m., se formó una nueva hornilla o borbollón (4 m de diámetro) con similar acidez que el lago y una temperatura de unos 90 °C, observada en la mañana del día 7, localizada al sur del intracráter y a unos 200 m del domo. Este borbollón se presentaba muy activo con lances de barro de hasta unos 20 m de altura, pero por lo general de tan solo 3-5 m, así como la emisión casual de cenizas y, particularmente, gases irritantes y vapor de agua, que afectaron el Mirador y provocaron el cierre temporal del parque nacional el 9 de abril en la tarde. Desde este nuevo borbollón nació una quebrada de lodo caliente de unos 400 m de largo que drenaba hacia el intracráter (lago caliente) en el playón, el cual se mantuvo activo hasta el 12 de abril, fecha cuando aparece una nueva y tercera hornilla en el extremo este del domo y se reactiva la primera hornilla o borbollón del extremo oeste (Avard et al., 2017a; Avard, Pacheco, Mora y Müller, 2017b; de Moor et al., 2019; Mora-Amador, Rouwet, Vargas y Scarrow, 2017; Mora-Amador et al., 2019).

Justo el día 12 de abril a las 6:49 p. m., se registró una erupción que duró unos 40 minutos, constituida por agua, sedimentos, lapilli y bloques preexistentes (≥ 95 %) de hasta medio metro cúbico y clastos de 25 cm de diámetro a 400 m, acompañados de vapor y gases dirigidos hacia el oeste y suroeste del cráter. Funcionarios del parque nacional volcán Poás y pobladores de las vecindades reportaron caída de cenizas y olor a azufre, tanto en los alrededores del cráter Activo (Mirador), como hacia el suroeste en Fraijanes y hacia el noroeste en Bajos del Toro. Esta erupción freatosurtseyana (~ 9 % cenizas juveniles) destruyó una parte del domo (aprox. 10 %) y lo fracturó. Se generaron lahares en los ríos Agrio y Desagüe. Todo ello motivó al cierre del parque nacional volcán Poás a partir del 13 de abril. Explosiones fuertes de más de 500 m de altura, posiblemente freatomagmáticas (vulcano surtseyanas), se dieron ese día 13 (3:46 p. m. con una duración de 50 s seguida por la de 3:47 p. m. con una duración de 160 s), con lance de bloques balísticos, principalmente dentro del cráter y en su borde oeste y norte, con la generación de corrientes de densidad piroclástica diluidas (oleadas) y la destrucción de equipos de vigilancia volcánica (Avard et al., 2017a; Mora y Soto, 2017; Salvaje et al., 2018).

El 14 de abril (7:39 durante 100 s y 7:56 a. m. por 5 minutos) ocurrieron otras explosiones, la última con una columna de vapor de agua, gases, aerosoles, partículas finas de sedimentos del lago ácido y cenizas de 4-5 km de altura sobre el cráter (de Moor et al., 2019; Mora-Amador et al., 2019; Mora y Soto, 2017; Salvaje et al., 2018).

Los fragmentos de rocas preexistentes (bloques masivos, clastos de sedimentos lacustres y de azufre nativo) y bombas corteza de pan y escoriáceas (~30 % juveniles) muchas de 1 m de diámetro, la mayoría de unos 30 cm, incluyendo balísticos de hasta 50 cm a 650 m de la fuente, además de bloques y lapilli en la carretera de acceso (en un radio de 1,2 km), mientras que sedimentos y partículas de rocas más pequeñas (lapilli y cenizas) llegaron hasta el parqueo del parque nacional (distancia de 1.4 km desde el foco eruptivo). El domo prácticamente desaparece (aprox. 90%) al parecer durante esta erupción y se formó un cráter de unos 40 m de diámetro (de Moor et al., 2019; Duarte-González, 2018; Salvage et al., 2018). Muchas erupciones frecuentes, pequeñas y de corta duración fueron registradas por los sismógrafos. En promedio, se contabilizaron entre 2 y 3 erupciones por hora. Las mayores erupciones se presentaron el 15 de abril entre las 12 m. d. y las 3 p. m., así como a las 6:45 p. m., actividad que continuó con erupciones pequeñas y moderadas el día 16, sobresaliendo la que ocurrió a la 1:45 p. m. El 19 de abril se presentaron erupciones freatosurtseyanas de hasta 500 m de altura que afectaron el sector oeste, mientras que en la noche de ese día y para el 20 de abril, donde estaba el domo, salía una pluma de gases, aerosoles y algo de ceniza de un kilómetro de altura que se dirigía al noroeste y noreste, según los vientos cambiantes. La balística también alcanzó el bosque en el sur (Duarte-González, 2018; Salvage et al., 2018). Esa misma noche inició la actividad estromboliana, que se volvió frecuente por lo que comenzó a construir un cono el 21 de abril, con una columna de gases y aerosoles de unos 2 km de altura. La pared al oeste del cono alcanzó una altura de 20 m y su punto más profundo alcanza unos 20 m a partir del nivel medio del cráter mayor, por lo que suma una altura total es de unos 40 m; su base era de al menos unos 50 m de diámetro (Duarte-González, 2018; Mora-Amador et al., 2017).

El 22 de abril por la mañana, la salida de gas se concentraba en un pequeño orificio que generaba un fuerte ruido tipo jet, por la tarde y la noche se registraron erupciones (1:16 p.m., 4:03 p. m., 7:12 p. m. , 7:14 p. m., 8:28 p. m., 8:32 p. m. y 10:12 p. m.); la más importante fue esta última, que destruyó el cono recién construido, provocó una onda de choque (2 km de radio) y lanzó balísticos hasta el mirador del parque con la destrucción de algunos postes de concreto e impactos en las barandas metálicas, así como varios equipos de vigilancia volcánica localizados en el borde del cráter. Los balísticos alcanzaron una distancia de por lo menos 1.7 km (15 cm de diámetro a 1.4 km), incluyendo el Mirador y algunos lapillis en el Centro de Visitantes (Fig. 1 y 2). Los balísticos fueron juveniles (~85 % de cenizas juveniles) con bombas escoriáceas a 450 m en el borde cratérico SE, bloques andesíticos vidriosos con estructura corteza de pan y bombas pastosas. Alrededor del foco eruptivo se depositaron bombas volcánicas aplastadas, la mayor de ellas de unos 20 m x 20 m y un espesor indeterminado de unos pocos metros (a unos 110 m al SE del punto de emisión), así como cenizas lodosas del lago y cenizas por la fragmentación explosiva, alcanzaron el lado este (hasta 1 m de espesor a 400 m) en la terraza volcánica intermedia) y sureste del cráter, Solo se observó una posible bomba fusiforme (2 m de diámetro) en el fondo del cráter, pero sí muchas con deformación plástica por su temperatura. El espesor total de los piroclastos en el fondo del cráter es de al menos 4 m. La vegetación cercana al borde cratérico oriental fue destruida en un 80 % (Avard et al., 2017b; Duarte, 2017; Mora-Amador et al., 2017; Salvage et al., 2018)

Mora-Amador et al. (2017, 2019) comentan que durante estas últimas erupciones se formaron flujos piroclásticos y oleadas piroclásticas que superaron el borde cratérico. La existencia de corrientes de densidad piroclástica (CDP) durante este tipo de erupciones surtseyanas importantes es un proceso frecuente en el Poás (Soto y Alvarado, 1989; Alvarado, 2000), la pregunta es si en realidad estas superaron el borde del cráter en el 2017. Claramente, durante las investigaciones se observó la vegetación ladeada con una inclinación opuesta a la fuente del cráter y que las cenizas estaban adosadas a superficies verticales (i.e., postes, barandas, vegetación), aspectos que podrían asociarse con una CDP diluida (CDPd). Sin embargo, las mismas observaciones se pueden explicar como una nube con vientos y expansión convectiva lateral de cenizas húmedas, que pueden dar estructuras muy similares a las que producirían CDPd. Durante las observaciones de campo, no encontraron otras evidencias fuertes (p. ej., depósitos con estructuras sedimentarias) que sugieran CDPd extracráticas.

A partir de mayo del 2017, el volcán Poás se mantuvo calmado con pequeñas erupciones y el lago cratérico se comenzó a secar y para el 22 de mayo (un mes después de la última erupción importante), las fumarolas subacuáticas comenzaron a quedar expuestas o emergidas y se formó una separación interna en el lago (barrera o barra de lodo), a modo de dos lagos menores. Esto se traduciría en dos puntos de emisión, uno de ellos en el sector del antiguo domo (boca A) y el otro en el extremo más occidental del lago intracrático. A partir del 6 de junio el volcán presentó una actividad en conducto abierto con emisiones de ceniza (>95 % juvenil) principalmente en convección térmica natural, llamadas emisiones pasivas (Cuadro 1).

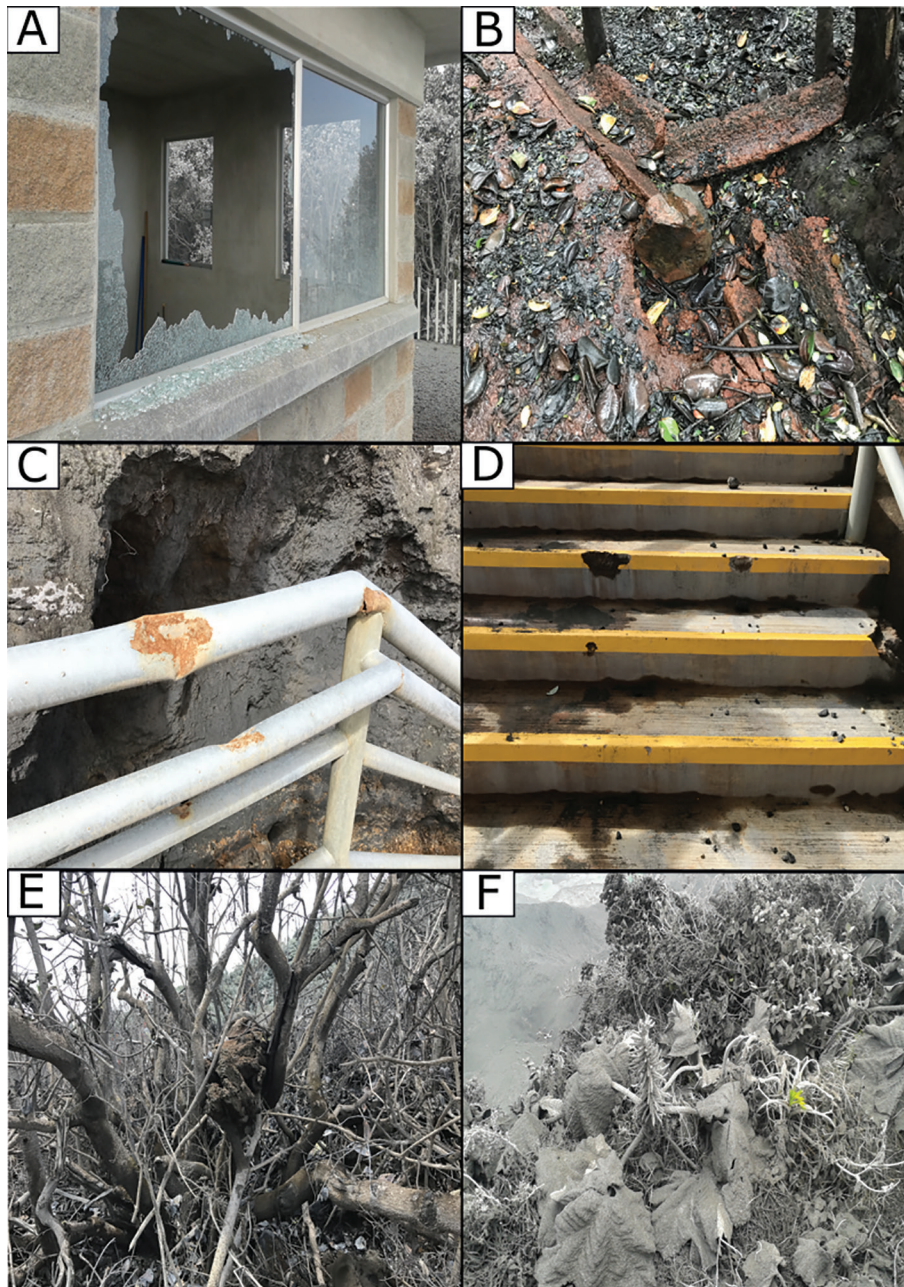


Fig. 2: Efectos de las erupciones de abril del 2017. A. Vidrios quebrados en el Mirador, B. Impacto de bloque en el pavimento, C. Impacto de bloques en los barandales metálicos, D. Impactos en las gradas. E. Bomba suspendida en arbustos y vegetación deshidratada, F. Vegetación afectada por las cenizas.

Cuadro 1

Resumen de la actividad explosiva y los sectores afectados (basado principalmente en (Avard et al., 2017b; Duarte, 2017; Salvage et al., 2018; Mora-Amador et al., 2019).

Actividad explosiva relevante	Descripción	Sector afectado
12 de abril, 6:49 p. m. (40 minutos)	Explosión constituida de bloques (25 cm de diámetro a unos 400 m) y cenizas no juveniles (~91 %) y cenizas juveniles (~9 % componente juvenil). El domo desaparece en un 10%. Lahar.	W y SW del cráter
13 de abril, 3:46-3:47 p. m.	Dos explosiones con balísticos y CDPd	W
El 14 de abril, 7:39 durante (100 s) y 7:56 a. m. (5 minutos)	Explosiones violentas con lance de balísticos (~30 % juveniles), onda expansiva, columna de vapor de 3-5 km. El domo desaparece en un 90 %.	E, SE y S hasta unos 2 km
15-19 de abril	Muchas erupciones freatosurtseyanas con salida frecuente de cenizas	W
20-21 de abril	Actividad estromboleana con balística y la construcción de un cono. Cenizas juveniles (~85 % componente juvenil)	E, SE y S
22 de abril	Varias erupciones durante la tarde y noche, la más importante a las 10:12 p. m., con onda expansiva y balísticos hasta 1.7 km. Cenizas juveniles (~85 %)	E, S
Mayo	Erupciones freatomagmáticas discontinuas y pequeñas con cenizas juveniles (80-85 %)	
6 de Junio- 6 de noviembre	Emisiones pasivas de ceniza juvenil (~96%)	

Petrografía

Tal y como se comentó al inicio, los proyectiles balísticos del 2017 corresponden a bloques (no juveniles y juveniles) de formas subangulares (Fig. 3 A, B, E, F), mientras que las bombas tienen formas más aerodinámicas o aplastadas por haber caído pastosas. Los no juveniles se reconocen por su grado de alteración y por no poseer estructura de corteza de pan y carácter vidrioso fresco. Un aspecto interesante es que se observó un gran bloque moderadamente sano con fracturas abiertas, algunas de ellas parcialmente rellenas de azufre nativo. Esto sugiere que este bloque formó parte del domo colada (Fig. 3 A-B).

La petrografía fue analizada inicialmente en detalle por Madrigal y Lücke (2017). Concluyen que los bloques de abril del 2017 son posiblemente producto de la fragmentación del domo de 1953, mientras que las bombas posiblemente corresponden con la erupción del 22 de abril.

Una muestra de una bomba con laminación de flujo fue analizada para el presente trabajo (Fig. 3 D). Corresponde con una andesita basáltica con textura porfírica-hipocristalina-seriada-interstital-vesicular (Fig. 4). Los fenocristales representan el 39 % de la roca, donde las plagioclasas predominan (22 %) con formas idio-hipidiomórficas, casi siempre zonadas y con abundantes inclusiones vítreas, así como de piroxeno y opacos. Aparece toda una escala de tamaños, por lo que se considera una textura seriada.

Le siguen en abundancia los clinopiroxenos (8 %) y los ortopiroxenos (5 %), que aparecen en formas idio-hipidiomórficas y es común observarlos en textura coronítica típica, así como en cumulitas junto con los opacos; ambos muy sanos.

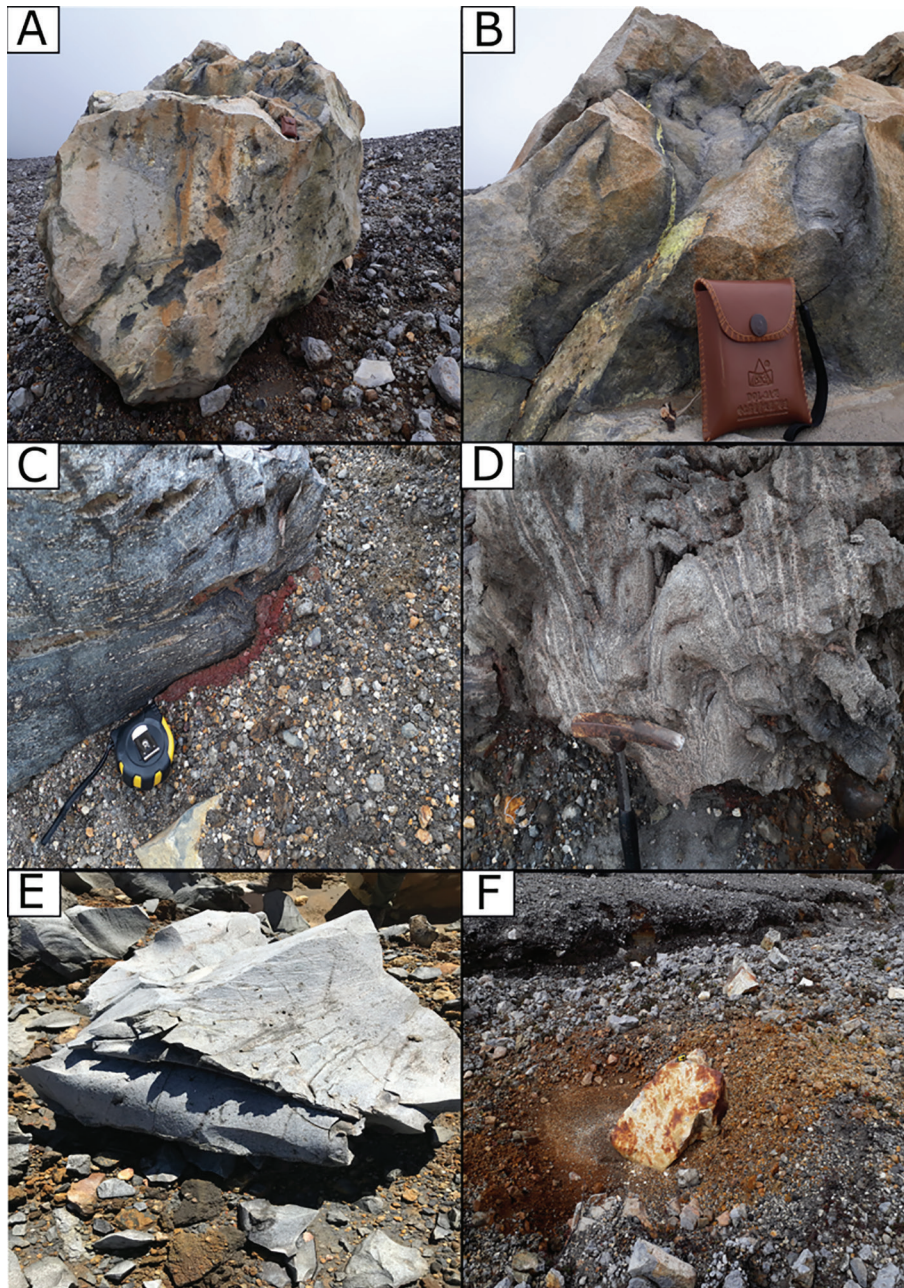


Fig. 3: **A.** Bloque con impactos predominantemente en una de sus caras, **B.** El mismo bloque con fracturas rellenas de azufre, **C.** Pirometamorfismo al contacto bomba/suelo, **D.** Bomba con estructura laminar o fluidal, **E.** Bloque juvenil con escalones y combadura, **F.** Bloque hidrotermalizado con su cráter de impacto.

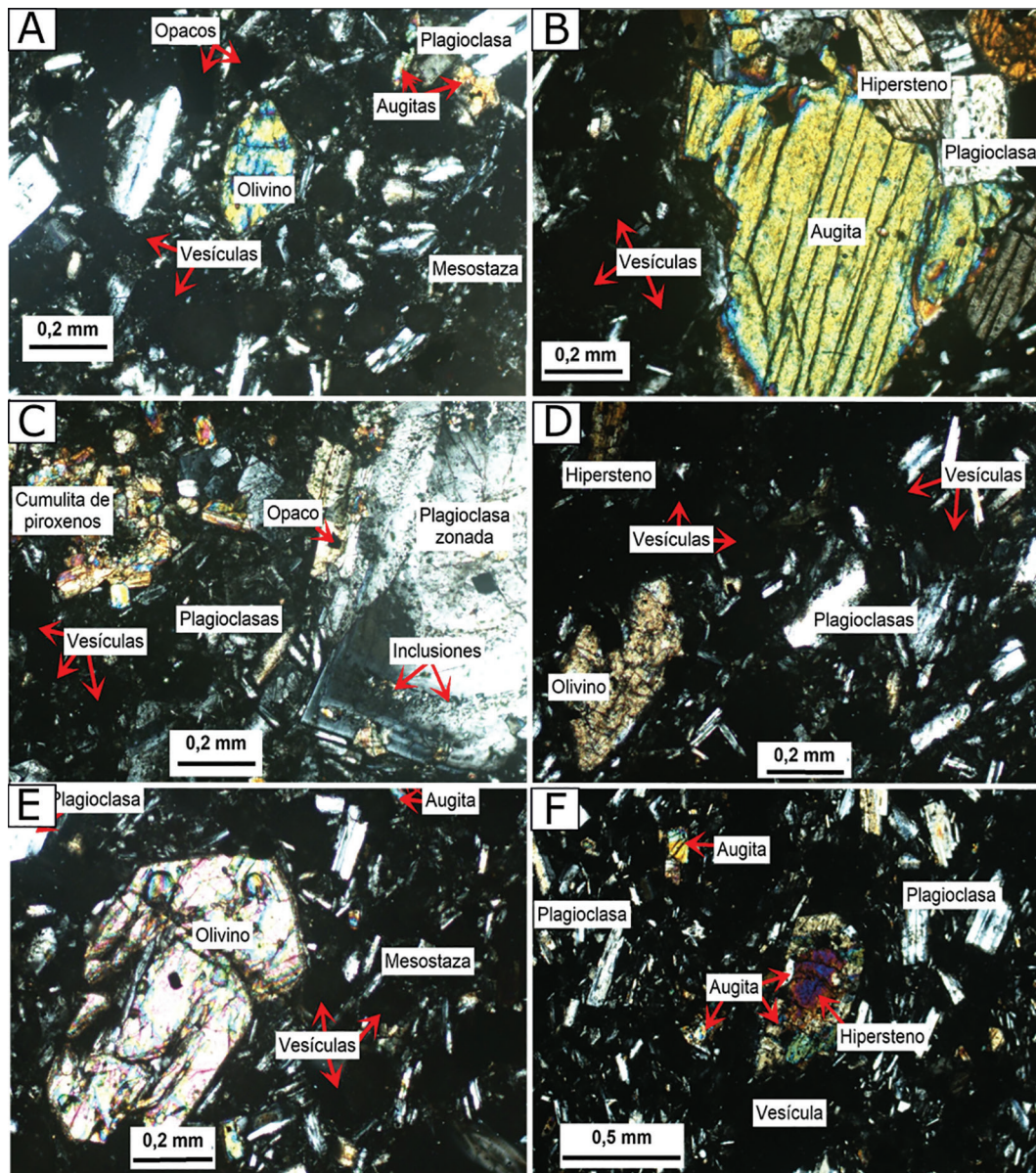


Fig. 4: Bomba bajo el microscopio petrográfico. Se observan los minerales predominantes, así como las vesículas y textura ligeramente alineada.

El olivino (3 %) aparece en formas idio-hipidiomórficas, sano y con inclusiones. Los minerales opacos (1 %) son el único accesorio que aparecen como microfenocristales y como inclusión. La matriz (46 %) está compuesta de las mismas fases de los fenocristales, menos olivino, con presencia de abundante vidrio pardo (10-15%), sano hasta algo alterado. Las vesículas son abundantes (15 %). El cuadro 2 muestra un resumen de la petrografía.

Cuadro 2

Petrografía de algunos fragmentos no juveniles y juveniles asociados con la erupción del Poás de abril del 2017
(basado en Madrigal y Lücke, 2017 y presente trabajo).

Tipo de fragmento	Bloque no juvenil	Bombas
Fenocristales	40	30-39
Plagioclasa	29	20-22
Clinopiroxeno	6	6-8
Ortopiroxeno	<1	3-5
Olivino	2	1
Opacos	2	0-1
Matriz	60	20-46
	Intersertal con abundante vidrio anaranjado y plagioclasa, pocos opacos y clinopiroxenos.	Intersertal, con microlitos de plagioclasa, vidrio café rojizo (7-15%), pocos opacos y clinopiroxenos.
Vesicularidad	Nula	Moderada a alta (15-50 %)

Diaclasamiento y fracturación

Los juveniles suelen tener corteza de pan con un patrón de fracturamiento poco analizado en la literatura, donde se observan fracturas con diferente grado de importancia (desde primer hasta cuarto orden o más). La formación de estos patrones depende de las propiedades del magma (viscosidad), que fue proyectado cuando aún se encontraba caliente y dúctil, por lo que también va a depender de su capacidad calorífica, densidad, historia de enfriamiento, entre otros.

Está establecido que las fracturas inician y se propagan cuando el estrés iguala la resistencia de la roca. Al iniciarse, un set de fracturas promueve y controla la iniciación de fracturas adicionales al proveer nuevas concentraciones de estrés (National Research Council, 1996).

Las concentraciones de estrés alrededor de las imperfecciones del material y otras discontinuidades físicas, así como las variaciones en el esfuerzo, controlan la formación y propagación de los sistemas de fracturas. Los cambios de gradiente térmico resultado de cambios de temperatura causan el estrés en la roca originando el fracturamiento (National Research Council, 1996).

En general, las fracturas mayores y abiertas o más grandes, suelen ser perpendiculares a la superficie de impacto, siempre y cuando el proyectil no se haya movido posterior al primer impacto por rodamiento o reptación en estado dúctil, o ambos (Fig. 5). Las fracturas abiertas que le siguen en importancia, suelen ser paralelas a la superficie de impacto. Finalmente, se tienen fracturas terciarias y cuaternarias que suelen presentarse como pares conjugados (Fig. 6).

Un primer juego de diaclasas concuerda con las observadas en el laboratorio en materiales frágiles, donde se pueden producir diaclasas ya sea paralelas al eje de compresión según fracturas de extensión, o bien diaclasas en fracturas conjugadas en cizalla (Hills, 1972). De lo anterior se deduce, que la σ_1 máxima corresponde con el impacto (perpendicular a la superficie del terreno), el cual genera fracturas tensionales ortogonales a la superficie de impacto (fracturas de extensión) cuando el balístico es frágil, así como deformación por aplastamiento en sentido al impacto si el fragmento se encontraba en estado

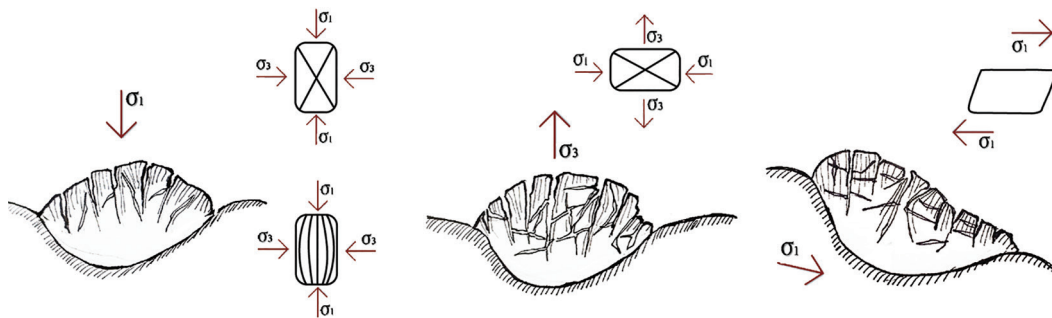


Fig. 5: La imagen izquierda muestra las primeras fracturas que se forman durante el impacto, mientras que la imagen central presenta aquellas que forman por expansión de los gases; la derecha es en caso de que la bomba fluya ligeramente al caer sobre una pendiente. Se muestran la dirección y deformación de los esfuerzos.



Fig. 6: Bloque juvenil con fracturas de enfriamiento abiertas de diferente orden de importancia y formación.

viscoso (dúctil); pero si el clasto se encontraba en un estado semifrágil, también se generan fracturas de pares conjugados.

La fase que le sigue al impacto, corresponde con la expansión debido a la vesiculación y dilatación del interior del clasto durante su enfriamiento, generando un crecimiento y fracturamiento de su superficie vidriosa y frágil. En el caso de las bombas, existen dos direcciones de alargamiento debido a la expansión del proyectil por vesiculación tardía o secundaria. Como resultado, los juveniles suelen tener diaclasas abiertas, donde las principales suelen ser paralelas a la superficie impactada, así como los pares conjugados. Claramente, se desarrollaron a lo largo de las trayectorias del menor esfuerzo de tracción (σ_2).

Se puede observar dónde se inició y terminó la fractura, así como la deformación por cizalla simple como una componente accesoria (no la principal), que suelen desarrollarse perpendicularmente a la máxima elongación, formando un ángulo de 45° con la superficie de cizalla (Fig. 6).

Sin embargo, estos dos patrones (compresivo por impacto y tensional semiesférico por dilatación) se ven alterados cuando las bombas caen en estado semifundido en una pendiente inclinada o irregular, que favorece su fluencia a favor de la pendiente por gravedad. Así, se generan estructuras de distensión hacia la parte trasera y de compresión hacia la parte delantera de la fluencia a favor de la pendiente (Fig. 5).

Por ello, las trayectorias de los esfuerzos serán combinadas durante esta deformación progresiva de estos cuerpos viscosos. Entonces, la geometría de la fractura depende de cómo se propague y termine. De esta manera, la geometría está controlada por factores tales como la forma de la masa de roca, las condiciones de carga e interacciones con fracturas vecinas y los cambios en el gradiente térmico o de enfriamiento (National Research Council, 1996). Así, la trayectoria de los esfuerzos y su intensidad se van a ver modificadas por las anisotropías propias del cuerpo, por los esfuerzos heredados durante la fragmentación inicial al momento de la erupción, impactos durante el vuelo y al contacto con la superficie, con las consiguientes distorsiones durante la dilatación por el cambio de volumen, por lo que las trayectorias serán más complejas que lo que la teoría dicta.

Dentro de las superficies de fracturas observadas, se tiene la concoidea debido al carácter vidrioso de algunos bloques juveniles, escalonada y curvilíneas a modo de marcas similares a las llamadas señales de cincel, que parecen representar etapas distintas del crecimiento de las grietas con una ligera desviación en sentido de la formación de cada etapa y algunas fracturas similares a la plumosa.

Cráteres de impacto y sus depósitos

Los cráteres de impacto varían en su diámetro y profundidad desde decimétricos hasta métricos, así como de simétricos hasta asimétricos, unos pocos de 1,5 m de profundidad máxima. Pueden mostrar un abanico de detritos de dispersión debido al impacto. Algunos cráteres de impacto penetraron el pavimento, impactaron los postes, deformaron las tuberías de las barandas o quedaron incrustados en el suelo volcánico húmico. En el contacto de algunos cráteres de impacto con el medio, se generaron contactos quemados (pirometamorfismo), combustión del asfalto, deshidratación y quema parcial de la vegetación (Fig. 2 y 3).

ANÁLISIS DE LA VOLCANOLOGÍA FÍSICA DE LOS BALÍSTICOS

Esfericidad versus alcance

En este trabajo se adoptó el coeficiente de esfericidad Ψ para caracterizar la forma de los fragmentos, con la advertencia de que diferentes formas regulares pueden tener asociado un mismo valor de Ψ . Por ejemplo, $\Psi = 0,81$ también se asocia a un cubo; $\Psi = 0,93$ se asocia también a un icosaedro, $\Psi = 0,668$ coincide con la de un cilindro recto cuya longitud es 4/3 veces su radio y un Ψ con un valor de 0,71 también podría asociarse a un cilindro cuyo largo es 1,6 veces su radio. Por lo tanto, el valor de esfericidad deducido a partir de una fórmula no puede usarse para discriminar la forma particular de un cuerpo.

Para explorar la posibilidad de tener mayor flexibilidad que solo las 3 opciones (esfera, cubo alto y cubo bajo) que permite el programa de cómputo “Eject!”, se buscó una relación empírica entre el coeficiente Ψ y el alcance. Los datos correspondientes a las muestras recolectadas en el 2017 preliminarmente se dividieron en 4 conjuntos (Cuadro 3), encontrándose varias relaciones lineales en una primera aproximación (Fig. 7).

Para el conjunto de datos Esfer1 pudo establecerse la relación lineal $\Psi(x) = -13 \times 10^{-5}x + 1,028$ que implica que los fragmentos con menor esfericidad llegan más lejos, lo que sugiere que fueron arrastrados, en acuerdo con la propuesta de Fagents y Wilson (1993) que, durante los primeros segundos de una explosión, se forma una nube piroclástica semiesférica (gas, lodos del lago y cenizas) de radio R_0 que arrastra a los fragmentos. Usando la condición $\Psi(R_0) = 1$ se deduce $R_0 = 215$ m que concuerda con el radio de la nube de piroclastos acompañante de varias de las explosiones observada en los videos de la RSN.

Las pendientes positivas (26×10^{-5} y 60×10^{-5} , con R^2 de 0,955 y 0,996, respectivamente) asociadas a los conjuntos Esfer2 y Esfer3, se interpretan como evidencia de que fueron eyectados balísticamente pues, en ese caso, los fragmentos esféricos ($\Psi = 1$) muestran el máximo alcance, si las otras condiciones se mantienen iguales. La distribución de los alcances entre 450 y 850 m sugiere velocidades y ángulos iniciales diversos.

El análisis precedente no resulta tan inmediato cuando se incluyen los datos recabados en dos campañas posteriores reunidos en la Fig. 6, en la que se observa que aún es posible determinar dos relaciones lineales inversas: una para fragmentos intracrátericos, de la que se deduce un valor de $R_0 = 289$ m para el límite $\Psi(R_0) = 1$, y un valor de $R_0 = 835$ m para las muestras recolectadas fuera del cráter.

Las relaciones con pendiente positiva, asociadas a los balísticos, no son ya tan evidentes por lo que se optó por analizarlos desde otra óptica.

Cuadro 3

Valores del coeficiente de esfericidad Ψ (denominados Esfer1, Esfer2, Esfer3 y Esfer4 que se explica en el texto) correspondientes a la recolección del 6 de junio del 2017.

Alcance (m)	Esfericidad 1	Esfericidad 2	Esfericidad 3	Esfericidad 4
483	0,965			
402	0,976			
328	0,981			
384	0,986			
329	0,988			
452		0,923		
539		0,954		
592		0,961		
616		0,961		
607		0,966		
668		0,983		
539			0,886	
617			0,907	
617			0,936	
821			0,978	
833			0,994	
849				0,912
896				0,940
900				0,940
457				0,806

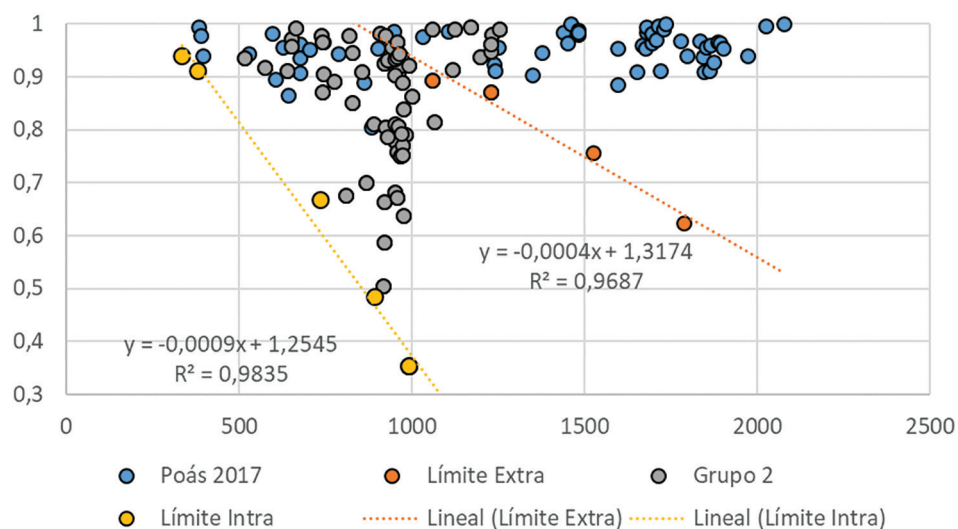


Fig. 7: Se observa que para las muestras intracratéricas es posible definir la recta $f(x) = -0,00088x + 1,25449$, $R^2 = 0,98352$ y para las muestras extracratéricas $f(x) = -0,00038x + 1,31738$; $R^2 = 0,96865$; ambas con pendiente negativa, tales que, para un alcance determinado, no se encuentra ningún fragmento con una esfericidad menor a la definida por dicha recta.

Efecto del arrastre newtoniano

Se analizará solo un sub-grupo de 24 muestras de las que se conoce tanto el alcance como el ángulo de llegada medido a partir del suelo horizontal. El movimiento real de los balísticos es afectado por fuerzas de las que es imposible obtener la información requerida para incluirlas razonablemente en el análisis. Por ende, en este trabajo se adopta un modelo simplificado en que el fragmento está solo sometido a una fuerza de arrastre proporcional a la velocidad al cuadrado.

La inclusión del arrastre en el análisis tiene un efecto muy significativo en la trayectoria de un balístico, razón por la cual recomendamos al lector mantener siempre presente los siguientes puntos: a) la dirección de la fuerza de arrastre es siempre opuesta a la velocidad instantánea y su magnitud varía a cada momento por depender de la velocidad instantánea, por tanto; b) el alcance siempre será menor al alcance para el caso ideal (sin fricción); c) por la misma razón, la altura máxima siempre será menor a la que alcanzaría en el caso ideal y, no menos importante; d) existen dos posibles velocidades con que el balístico llegará al suelo: si la trayectoria del balístico es muy larga, es posible que en algún punto de su caída (antes de tocar el suelo) el arrastre tenga una magnitud igual al peso, lo que hace que la componente vertical de la fuerza neta se anule por tener direcciones opuestas, entonces, a partir de ese punto, la componente vertical de la velocidad del balístico mantendrá un valor constante, que técnicamente se denomina **velocidad terminal** (V_T). La componente horizontal de la velocidad, sin embargo, seguiría decreciendo durante el resto del trayecto. La otra posibilidad es que la trayectoria no sea lo suficientemente larga para permitir que la componente vertical de la fuerza se anule. En este caso, la magnitud de la velocidad instantánea, justo antes de estrellarse contra el suelo, se conoce como **velocidad de llegada**.

Con la ayuda de diversas formulaciones matemáticas, y utilizando los ejes mayor, intermedio y menor, se puede calcular la velocidad terminal (V_T) con incertidumbres variadas (Wilson y Huang, 1979). El carácter empírico de estas aproximaciones permite incluir tanto la rugosidad como el bamboleo y la rotación. En el detallado análisis de Moxnes et al. (2017), se concluye que el área transversal que debe usarse a efectos de calcular el arrastre de un proyectil de volumen V , que se bambolea durante el vuelo, debe calcularse a partir de $V^{2/3}$, que es el mismo factor que se utiliza para calcular el coeficiente de esfericidad.

En este trabajo cada una de esas muestras será modelada como un cuerpo en movimiento en un régimen newtoniano (fuerza proporcional a v^2 , siendo v la velocidad relativa entre el cuerpo y el fluido), con un coeficiente de arrastre C_d constante. Los valores característicos de su trayectoria (velocidad y ángulo inicial, alcance, altura máxima, tiempo de vuelo, y velocidad y ángulo de llegada) serán calculados con las relaciones matemáticas presentadas en Chudinov, Eltyshv y Barkin (2013). Estas relaciones matemáticas permiten calcular la velocidad y el ángulo de llegada, el alcance, el tiempo de vuelo y la altura máxima de un balístico en función de tres valores: a) un valor de ángulo, b) velocidad de salida y c) el parámetro constante k ($= 1/V_T^2$) escogidos por el investigador. Con ayuda de una plantilla Excell diseñada al efecto, se analizaron cada una de las 24 muestras del Poás para las que se conocía tanto el alcance como el ángulo de llegada que el eje del fragmento hace con el suelo horizontal (Columna Θ final Medido, en el Cuadro 4). Los tres valores iniciales de velocidad, un ángulo inicial y valor de k se fueron variando hasta lograr que el ángulo de llegada (Columna Θ final Calculado, en el Cuadro 4) y el alcance calculados fueran prácticamente iguales a los valores correspondientes medidos en campo. Una comparación visual de ambas columnas muestra que se logró ese objetivo (Θ final Calculado = 1,0058 Θ final Medido -0,3966, $R^2 = 0,9991$). Para el alcance la relación correspondiente fue de Alcance Calculado = 1,9965 Alcance Medido + 1,9529, $R^2 = 0,9997$, lo que muestra la coherencia del modelo de análisis propuesto en este trabajo.

En los casos en que, a pesar de los cambios, el alcance y ángulo de llegada calculados se mantuvieron bastante menores a los medidos se aumentó el valor del coeficiente k (a veces hasta duplicarlo) aunque el ángulo de llegada calculado excediera en unos pocos grados el ángulo de llegada medido en campo. El alcance fue entonces ajustado cambiando la velocidad inicial. En los pocos casos en que el alcance calculado continuó siendo menor al deseado, fue aumentado reduciendo cuidadosamente el coeficiente k . Los resultados encontrados con esta metodología se muestran en el cuadro 4.

Cálculo de incertidumbres

Como se ha mencionado anteriormente, la trayectoria real de cada fragmento es el resultado de la suma de un gran número de fuerzas, varias de las cuales no se le conoce ni siquiera una expresión matemática aproximada, por lo que los conceptos tradicionales de propagación de incertidumbres no pueden ser utilizados. Aun en el caso de la fuerza de arrastre en régimen Newtoniano, proporcional a la velocidad al cuadrado y coeficiente de arrastre C_d constante, es difícil estimar la variación de

Cuadro 4

Los resultados suponiendo que solo se conociera el alcance, no así el ángulo de llegada, se muestran en las filas en que, por claridad, se omitieron los valores de Long, Lat, Alcance, Coef k y V inicial. Los valores omitidos corresponden a la fila inmediatamente superior. Nótese las significativas variaciones en altura, V final y tiempo de vuelo entre ambas alternativas.

Long	Lat	Alcance (m)	Coef k (s ² m ⁻²)	V inicial (ms ⁻¹)	Θ inic (grados)	Altura (m)	V final (ms ⁻¹)	T vuelo (s)	Θ final Calculado	Θ final Medido
511045	241625	636	0,000035	95	44	200	49,83	12,8	59,59	60
					29	100	68,88	9,1	37	
511334	241619	706	0,000028	101	29	107	75,42	9,4	35,12	35
510938	241525	521	0,000015	103	45	256	36,04	14,4	79,7	80
					16	40	93,11	5,7	17,6	
511333	241796	855	0,000023	105	36	181	70,43	12,1	44,89	45
					39	202	66,5	12,9	48,9	
511124	241592	610	0,000013	112	45	302	38,83	15,7	79,98	80
					15	47	101,1	6,2	17,6	
511376	241820	899	0,000035	118	42	273	60,23	14,9	59,98	60
					32	176	75,1	12	45,2	
511072	241639	641	0,000080	128	44	277	42,67	15	75,74	75
					21	87	77,2	8,4	38,5	
511459	242149	1249	0,000023	134	37	295	80,54	15,5	50,61	50
					41	347	73,43	16,8	56,45	
511443	242590	1648	0,000014	154	44	523	79,82	20,7	60,14	60
					30	279	109,1	15,1	38,4	
511443	242590	1644	0,000022	164	41	494	81,88	20,1	60,56	60
					42	520	81,5	20,6	61,1	
511497	242253	1337	0,000035	168	43	500	66,19	20,2	70,26	70
510940	242885	1883	0,000016	169	42	565	87,72	21,5	59,25	60
511374	241871	937	0,000065	175	44	445	49,18	19,1	79,38	80
510932	242862	1859	0,000023	180	35	448	97,33	19,1	54,59	55
510928	242870	1879	0,000018	180	27	301	120,03	15,7	39,6	40
					44	663	79,89	23,2	66,6	
510904	242840	1835	0,000023	185	28	325	112,81	16,3	44,62	45
					42	618	82	22,4	65,6	
511390	242661	1720	0,000035	204	40	597	77,96	22,1	69,85	70
511316	242946	1956	0,000026	206	42	707	81,42	24	69,66	70
510962	242852	1863	0,000030	207	41	661	80,23	23,2	69,83	70
511271	243057	2062	0,000030	227	40	725	84,81	24,3	70,51	70
511396	242672	1707	0,000038	250	44	842	65,13	26,2	80,64	80
510921	242899	1896	0,000038	270	43	889	70,43	26,9	79,76	80
511375	242653	1701	0,000056	280	35	582	78,07	21,8	75,17	75
					37	624	73,97	22,5	76,8	
511321	242758	1759	0,000050	300	41	797	68,99	25,5	80,33	80

C_d para aproximar la incertidumbre asociada al valor de la fuerza. Tampoco es posible conocer con alguna aproximación la energía disponible por el proceso de fragmentación.

Por lo anterior, en este trabajo los valores de alcance, velocidad y ángulo iniciales usados en las fórmulas se considerarán exactos y, toda la incertidumbre asociada al proceso, se considerará acumulada en el coeficiente k . Como una cruda aproximación, se propone que en aquellos casos en que es posible asociar, a un mismo alcance y coeficiente k (que caracterizan el evento eruptivo que dio origen al fragmento) dos posibles trayectorias, estas se considerarán iguales cuando los respectivos ángulos de llegada difieran en menos de 5° (la mitad de la incertidumbre del ángulo de llegada estimada por los investigadores).

Para ser coherentes, la incertidumbre asociada a parámetros como la altura y el tiempo de vuelo sería la mitad de la diferencia de cada uno de los respectivos dos parámetros. Por el contrario, para casos como el de dos muestras recolectadas en posiciones muy cercanas (510928/242870 y 510904/242840), con ángulos de llegada muy similares (27° y 28° , respectivamente), para las que solo es posible lograr el mismo alcance si se permiten variaciones de unos 15° para el ángulo de salida y alrededor de 25° para el ángulo de llegada, se consideraron entonces como dos eventos diferentes.

Validez geológica del modelo.

Las expresiones reportadas en Chudinov et al. (2013) son correctas desde el punto de vista físico, siempre y cuando se cumplan las condiciones bajo las cuales se derivaron. Sin embargo, surge la duda de si las condiciones presentes en las erupciones del volcán Poás se aproximan lo suficiente a las requeridas para que esas expresiones sean aplicables.

Para explorar este punto, se usarán las ideas y resultados presentados en Tsunematsu et al. (2016). Ellos partieron, al igual que en este trabajo, de las ecuaciones del movimiento de un cuerpo en un régimen newtoniano con un coeficiente de arrastre C_d constante, pero las usaron para simular escenarios formados por los puntos de llegada de las trayectorias de 10 000 partículas resultantes al escoger valores de velocidad y ángulo de salida de rangos previamente definidos. El efecto de la topografía del Monte Ontake, Japón, sobre la distribución de los puntos de llegada simulados fue tomado en cuenta usando como restricción un DEM de la zona de impacto real. El efecto del viento no se incluyó en el caso del Monte Ontake por las bajas velocidades medidas al momento de la erupción del 2014, ni tampoco en el caso del Poás, pues las relaciones matemáticas presentadas en Chudinov et al. (2013) no lo incluyen. Del gran número de escenarios analizados, Tsunematsu et al., (2016) escogieron aquellos que reproducían la distribución espacial de los fragmentos observada en campo después de las erupciones, con lo que se aseguraron que los datos iniciales fueran vulcanológicamente razonables.

A partir de estos resultados mostraron que para los valores de velocidad final y la velocidad inicial, y de alcance y la velocidad inicial, para un valor fijo de C_d , están siempre linealmente relacionados, independientemente de la distribución de velocidades iniciales utilizada.

En el trabajo del Poás, desde el punto de vista de la física cada una de las 24 muestras de las que se midió el ángulo de llegada, fue analizadas independientemente. Se propone que si para esos mismos gráficos se deduce también una relación lineal, se corroboraría que la aplicación de Chudinov et al. (2013) a los balísticos del Poás es geológicamente válida. Del gráfico de velocidad final versus velocidad inicial fue posible deducir tres relaciones lineales con muy aceptables coeficientes de correlación de $R^2 = 0,83$; $0,95$ y $0,97$, a partir de las cuales se definieron tres diferentes conjuntos de muestras (Fig. 8). Como una prueba complementaria, utilizando solo las muestras de cada uno de esos 3 conjuntos se elaboró un gráfico de alcance versus velocidad inicial con el propósito de descubrir si también se relacionaban linealmente. En efecto, se observaron 3 relaciones lineales (Fig. 9) con valores de R^2 iguales a $0,98$; $0,98$ y $0,96$ respectivamente, lo que interpretamos tanto que el modelo adoptado es vulcanológicamente correcto, como que los fragmentos de cada relación lineal pueden caracterizarse con un valor de C_d común, por analogía con Tsunematsu et al. (2016).

Las 3 muestras denominadas Alcance 1 (Fig. 9), aunque razonablemente pudieron considerarse parte del conjunto Alcance 2, por coherencia se singularizaron por corresponder al conjunto Llegada 1 de la Fig. 7. Claramente se desvían de la recta $f(x) = 0,1872x + 53,2604$, con un $R^2 = 0,83$. El Cuadro 4 muestra que, para algunos fragmentos, es posible calcular una segunda trayectoria con el mismo alcance, pero con un ángulo de llegada diferente al medido en campo, y por tanto una velocidad de llegada diferente. Se advierte al lector que si a esas 3 muestras del conjunto Llegada 1 (Fig. 7) se les asociaran las velocidades de llegada de esa segunda opción si es entonces posible que todos los datos del nuevo conjunto Llegada 2, cumplan la relación lineal ($f(x) = 0,1289x + 60,3202$), aunque con un menor $R^2 = 0,635$.

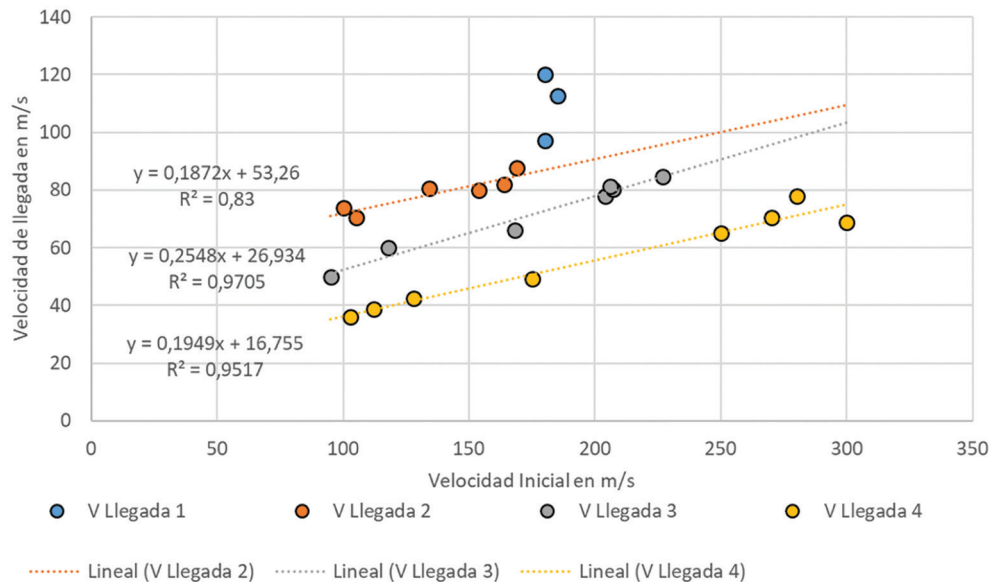


Fig. 8: Gráfico de alcance versus la velocidad inicial, calculados a partir de las relaciones de Chudinov et al. (2013), en el que claramente se observan 3 conjuntos relacionados linealmente.

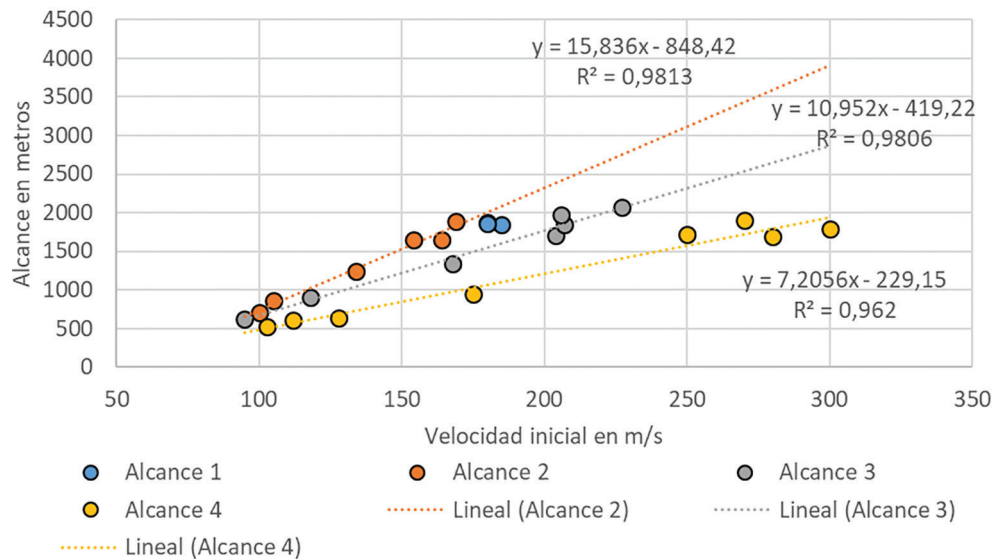


Fig. 9: Gráfico del alcance versus la velocidad inicial calculada a partir de las relaciones de Chudinov et al. (2013) en el que las 3 relaciones lineales aparecen naturalmente al usarse los conjuntos deducidos determinados en la Fig. 8.

Es muy llamativo que las 3 rectas de la Fig. 9 se cortan en un alcance de alrededor 300 m, similar al de $R_0 = 289$ m, concordante con la idea de que más allá de esa distancia la nube de gas y ceniza del lago no arrastrará más a los fragmentos y serán entonces eyectados como balísticos, con una velocidad inicial mínima de unos 70 ms^{-1} .

De nuestro gráfico alcance versus velocidad inicial, para un alcance de 1000 m, se deducen valores de $116,73 \text{ ms}^{-1}$, $129,58 \text{ ms}^{-1}$ y $170,58 \text{ ms}^{-1}$, cercanos a los valores que se obtiene en el trabajo de Tsunematsu et al. (2016) para $C_d = 0,2$ (119 ms^{-1}), $0,4$

Cuadro 5

Rangos del ángulo de llegada, el parámetro k, y las velocidades inicial y final o de llegada deducidos de las figuras 8 y 9.

Conjunto	Ángulo de llegada	Parámetro k	Vel. Inicial (ms^{-1})	Vel. Final o de llegada (ms^{-1})
Vel Final 2	35-60°	$1,4-2,8 \times 10^{-5}$	100-169	70-87
Vel Final 3	60-70°	$2,6-3,5 \times 10^{-5}$	95-227	59-70
Vel final 4 -a	75-80°	$1,3-8,0 \times 10^{-5}$	103-175	38-49
Vel final 4 - b	75-80°	$3,8-5,6 \times 10^{-5}$	250-300	65-78

(130 ms^{-1}) y 1,0 (186 ms^{-1}) para ese mismo alcance. Estos valores de C_d deben tomarse con precaución pues Tsunematsu et al. (2016) no incluyeron en su análisis teórico la fuerte dependencia del coeficiente de arrastre C_d de la forma del fragmento (Wilson y Huang, 1979) y del número de Reynolds (Alatorre-Ibargüengoitia y Delgado-Granados, 2006; de' Michieli Vitturi, Neri, Esposti Ongaro, Lo Savio y Boschi, 2010), que en nuestro trabajo queda indirectamente incluido en el valor de k.

Los otros parámetros asociados a cada una de las rectas también se agrupan en rangos bastante bien definidos (Cuadro 5), lo que sugiere que efectivamente se está en presencia de mecanismos de transporte bien definidos. Por lo anterior, se concluye que el modelo propuesto genera resultados válidos tanto desde el punto de vista físico como geológico.

ASPECTOS A CONSIDERAR EN LA GESTIÓN DE RIESGOS

La robustez de los valores de velocidad, ángulo inicial y parámetro k inducen a hacer un análisis más profundo de los tiempos de vuelo real de cada fragmento. Al comparar el tiempo de vuelo real calculado según Chudinov et al. (2013), con el tiempo ideal que se esperaría si no existiera arrastre (Fig. 10), se observa que para alcances de hasta 1200 m, los correspondientes tiempos reales y el ideal (sin arrastre) son muy parecidos. Ello se esperaría para erupciones en las que el proceso de fragmentación generara poca ceniza. Para alcances de 1600 m o más, hay un grupo de muestras en las que el tiempo real es unos 5 s menor al ideal, posible indicio de una mayor energía en la erupción, por cuanto la velocidad inicial debería ser mayor. Se observa que el conjunto de Tiempo real 2 tiene tiempos de vuelo de hasta 15 s menores a los esperados idealmente, quizá producto de una erupción más violenta, esperable para lograr las altas velocidades iniciales (250 a 300 ms^{-1}) asociadas, que también generaría bastante gas y ceniza.

En general, el tiempo de vuelo real de alrededor de 15 s para alcances alrededor de los 600 m, se incrementa a 25 s, para alcances tres veces mayores. Se observan también situaciones preocupantes como las de que, para un mismo alcance, en algunos casos el tiempo ideal es solo un 15 % mayor y, en otros, es hasta un 60 % mayor, es decir casos en que, a 1800 m, un observador solo tendría 15 s para ponerse a salvo.

La distancia del Mirador del cráter del Poás hasta el foco que originó los balísticos en el 2017 es de 665 m en la horizontal y de 720 m en línea recta. Los cálculos físicos indican que los proyectiles balísticos pueden llegar a alcanzar el Mirador, en el caso de ser direccionados hacia dicho sector, en un lapso entre 8 y 15 s. Ruiz et al. (2019) realizó una serie de simulacros con turistas para determinar los tiempos que requerían para salvaguardarse (Cuadro 6), así como evidenciar algunas debilidades en la información de los refugios, que podían ser fácilmente resueltas, algunas de las cuales ya fueron acatadas y otras se estaban implementando en el momento de finalizar el borrador del presente trabajo. De lo anterior se desprende que el tiempo para salvaguardarse es estrecho por lo que la información hacia los turistas debe de ser permanente y clara en el sentido de cómo actuar, hacia dónde dirigirse y de no detenerse a tomar fotografías o videos en el caso de un evento explosivo relevante. Ello permitirá acortar estos tiempos en el caso de un evento imprevisto importante.

Adicionalmente, la información debe de ser clara de la existencia, objetivo, distribución y limitaciones de los refugios, así de cómo actuar, la cual debe de ser impartida en el Sector de Visitantes y repetida en el Mirador. Se debe de informar que los refugios son lugares de protección parcial y por un tiempo limitado ante la caída balística de bloques de dimensiones similares a las históricas en el borde exterior del cráter, no ante proyectiles de diámetros extraordinarios (superiores a ~35 cm). Su protección es igualmente parcial ante nubes de cenizas, gases y oleadas acompañantes, que no necesariamente van a ser de

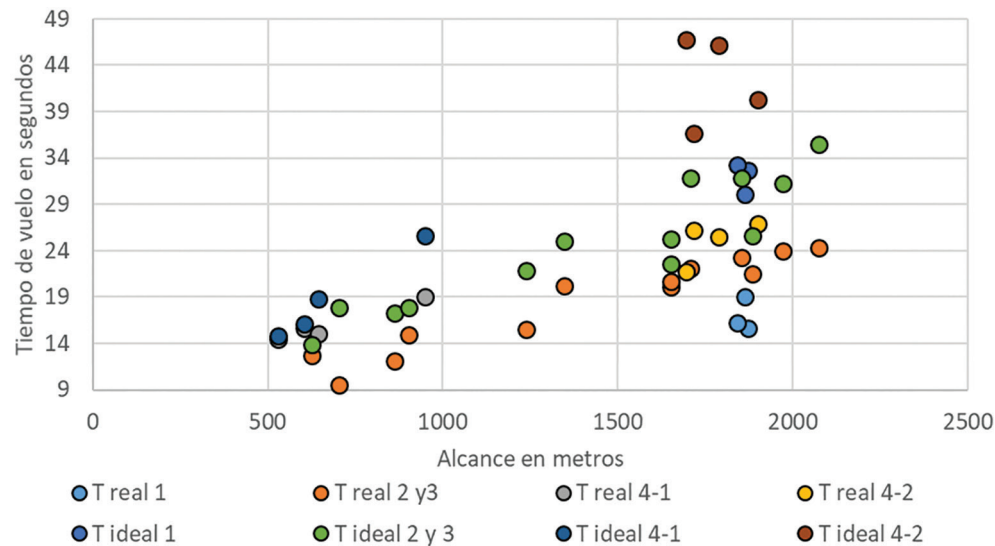


Fig. 10: Distribución de los tiempos de vuelo real e ideal según el alcance. Las muestras de los conjuntos Alcance 2 y Alcance 3 se fundieron en uno solo denominado Tiempo de vuelo, calculado con arrastre, y tomado como el real. Las muestras del conjunto Alcance 4 fueron divididas en dos grupos, según el alcance, denominados Tiempo real 1, y Tiempo real 2.

Cuadro 6

Tiempo de arribo para salvaguardarse de los balísticos en el Mirador en caso de una explosión (Modificado de Ruiz et al., 2019) versus el tiempo estimado en llegar.

Refugio	Localización	Tiempos, rango y promedio en s (Ruiz et al., 2019)	Tiempo estimado por los balísticos en s (presente trabajo)
1	Sector E del mirador	6-31 (17,6)	8,5-15
2	Sector central	13-34 (24)	8,5-15
3	Cerca de las escaleras	12-39 (27,7)	8,5-15
4	Mirador superior	15-24 (18,7)	8,5-15

elevada temperatura y velocidad, sino que las pueden haber de baja temperatura y velocidad turbulenta baja.

Los refugios no existían previos al 2017 pese a que el volcán era el segundo parque nacional volcánico más visitado del país y uno de los más visitados de Latinoamérica, sino que, además, era un volcán muy y permanentemente activo, tal y como lo evidenciaron diversos estudios.

Para dar una mejor idea sobre este punto, por carecerse de datos de fragmentos cercanos a los puntos de interés, en el cuadro 7 se incluyen datos sin la restricción de un particular ángulo de llegada, obtenidos al analizar algunas de las 24 muestras cuyos alcances son cercanos a puntos de interés en el Poás: Mirador cráter; punto intermedio camino a Votos; Mirador Votos y camino entre el Centro de Visitantes y el Mirador del cráter activo.

Lo que determina el posible daño en las estructuras es la energía cinética (definida como $\frac{1}{2} m V_{llegada}^2$) del fragmento al alcanzar la infraestructura (Williams et al., 2017). Nótese que en este trabajo todas las velocidades calculadas (Cuadro 7) son menores al máximo de 79 ms^{-1} que se puede obtener con el cañón neumático capaz de lanzar rocas volcánicas de un tamaño y peso realista en las palabras de Williams et al. (2017).

Cuadro 7

Valores de tiempo de vuelo y velocidad de llegada obtenidos para algunos fragmentos de la erupción de abril 2017.

Locación	Alca. medido (metros)	Alca. Calculado (metros)	Vel. de llegada (ms ⁻¹)	Tiempo vuelo (segundos)
Mirador	640	636	49,8	12,8
		636	68,9	9,1
		641	42,7	15
		641	77,2	8,4
Punto Intermedio	725	706	75,4	9,4
		728	53,9	13,5
Mirador Votos	820	855	70,4	12,1
		855	66,5	12,9
En el camino	1070	937	49,2	19,1
		954	98,9	9,6

De la Fig. 11 se observa que la gran mayoría de fragmentos fueron eyectados con k entre 2 y 4×10^{-5} , lo que implica un bajo arrastre. Sin embargo, a partir de $k = 5 \times 10^{-5}$ se encuentran 4 fragmentos cuyo alcance se reduce conforme k aumenta, lo que se interpreta como señal de que los balísticos fueron eyectados durante una violenta erupción, en la que todavía había una cantidad apreciable de ceniza y lodo en el camino de los fragmentos, lo que reduce su alcance.

De los pocos trabajos que se han publicado sobre balísticos, se centrará la atención en Fudali y Melson (1972), relacionado con la erupción de 1968 del volcán Arenal, pues presenta una serie de similitudes con el presente planteamiento para el Poás: a) incluye el efecto del arrastre del aire; b) lo incluye vía un régimen newtoniano; c) considera como constante el coeficiente de arrastre C_d . Para la velocidad terminal V_T de un fragmento que se mueve en fluido de densidad ρ , se cumple que $\frac{1}{2} \rho C_d A V_T^2 = Mg$ el peso del fragmento. Recordando que $k = V_T^{-2}$ se deduce que $k = (\rho/2g) (1/\beta)$. La variable $\beta = M/C_d A$ es utilizada en la figura 3 de Fudali y Melson (1972), para presentar las curvas de alcance versus β , correspondientes a diversas velocidades iniciales. Estas similitudes sugieren utilizar esos conceptos como otra forma de corroborar la pertinencia geológica de los resultados acá mostrados. Se utilizarán con 4 de las muestras del Poás que tienen alcances cercanos a 1870 m (para reducir cualquier posible efecto de textura y forma entre ellos), y ángulos de salida cercanos a 45° (valor adoptado en este trabajo). Para facilitar la comparación el parámetro $\beta = M/C_d A$ fue calculado en g/cm² para una densidad del aire limpio a 20°C de 1,2 kg/m³ (Cuadro 8).

Las velocidades iniciales obtenidos de la figura 3 del trabajo de Fudali y Melson (1972) para nuestros valores de β , son similares a las nuestras. Además, el valor de $C_d = 0,8$ es similar al de $C_d = 1,0$ que se deduce de la velocidad de 186 ms⁻¹ del trabajo de Tsunematsu et al. (2016). Las velocidades de impacto deducidas de la figura 4 (*sensu* Fudali y Melson, 1972), sin embargo, son apreciablemente mayores que las obtenidas en este trabajo debido a que β varía apreciablemente al incluir la nueva densidad ρ debido a la ceniza y el gas.

Pese a estas similitudes, los dos enfoques son apreciablemente diferentes. Las curvas presentadas en la figura 3 de Fudali y Melson (1972) fueron calculadas para ángulos de salida θ_0 de 45° en el supuesto de que así se tendría el máximo alcance, lo que no es correcto tanto porque ese máximo se da para ángulos iniciales menores (Steinberg y Lorenz, 1983), como por que la solución analítica para el alcance (Chudinov et al., 2013), incluye el término $\tan(\theta_0 + \pi/4)$ que se indefiniría si $\theta_0 = 45^\circ$. Al no contarse con el código fuente del programa de cómputo utilizado para calcular las curvas, se plantea la posibilidad que la

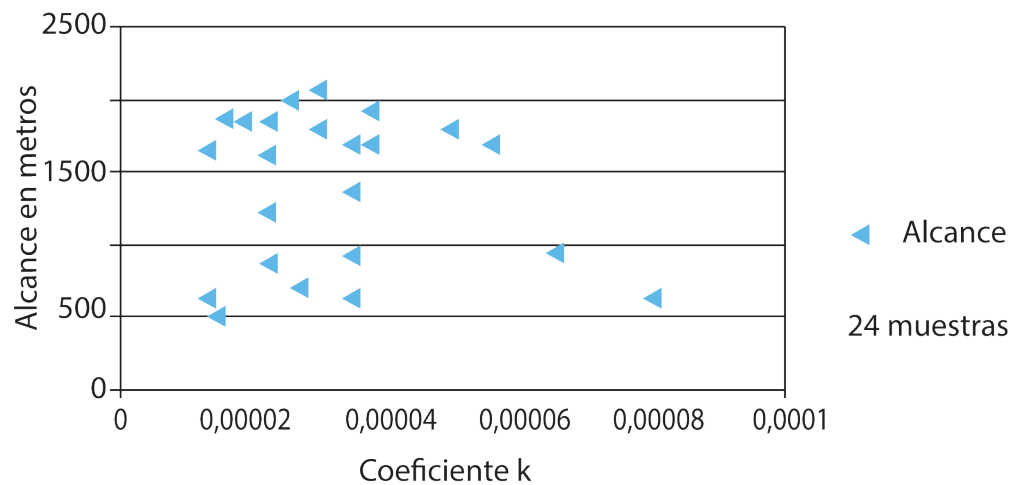


Fig. 11: El arrastre aumenta conforme aumenta el coeficiente k.

Cuadro 8

Resumen de los valores para las 4 muestras del Poás con alcances alrededor de 1870 m.

Alcance (m)	Vel. inicial (V_i) (ms^{-1})	Vel. final o de llegada (V_f) (ms^{-1})	V_i/V_f	Ángulo inicial	Coeficiente k ($\text{m}^{-2} \text{s}^2$)	Parámetro β (g cm^{-2})
1863	207	80	0,387	41°	3×10^{-5}	204
1859	180	97	0,541	35°	$2,3 \times 10^{-5}$	262
1879	180	120	0,667	27°	$1,8 \times 10^{-5}$	340
1883	169	87	0,519	42°	$1,6 \times 10^{-5}$	382

computadora que se utilizó en ese entonces tenía poca velocidad de cómputo y poca memoria, lo que obligó a utilizar el método de Runge-Kutta de orden 3, que no es muy exacto para integrar la ecuación diferencial de la fuerza. Por ello, no se detectó la indefinición para $\theta_0 = 45^\circ$. A pesar de que se advierte que el valor de C_d varía con la velocidad y la forma del fragmento, en los cálculos se usó un valor constante de 0,8 para fragmentos (considerados esféricos) de radios entre 0,5 y 1 m, y de 0,7 para radios de 1,5 m, sin dejar claro como esa aproximación fue incluida en las curvas al calcular $\beta = M/C_d A$ (Fig. 12).

La elección de analizar el movimiento de balísticos en el Poás por medio de las expresiones analíticas aportadas en Chudinov et al. (2013) elimina la indefinición del alcance para $\theta_0 = 45^\circ$. Además, el usar como restricciones tanto el alcance como el ángulo de llegada medidos en campo, permite obtener valores más realistas de la velocidad y ángulo iniciales y, por medio del coeficiente k, obtener información sobre el ambiente en que se movió el fragmento. Este valor de k incluye la posibilidad de que el fragmento se mueva en una nube de ceniza, gas y lodo, lo que implica que la densidad ρ varíe, con la consiguiente variación del parámetro β , una opción no considerada por Fudali y Melson (1972). Por todo ello, el presente enfoque es mucho más robusto.

Los cálculos de la energía cinética de algunos fragmentos al llegar al suelo, calculados para una densidad de 2300 kg m^{-3} y un volumen derivado a partir de los semi-ejes a, b y c, son también comparables con los reportados (del orden de $4 \times 10^4 \text{ J}$ para diámetros de 0,2 m, Tsunematsu et al., 2016), según se observa en la Fig. 13.

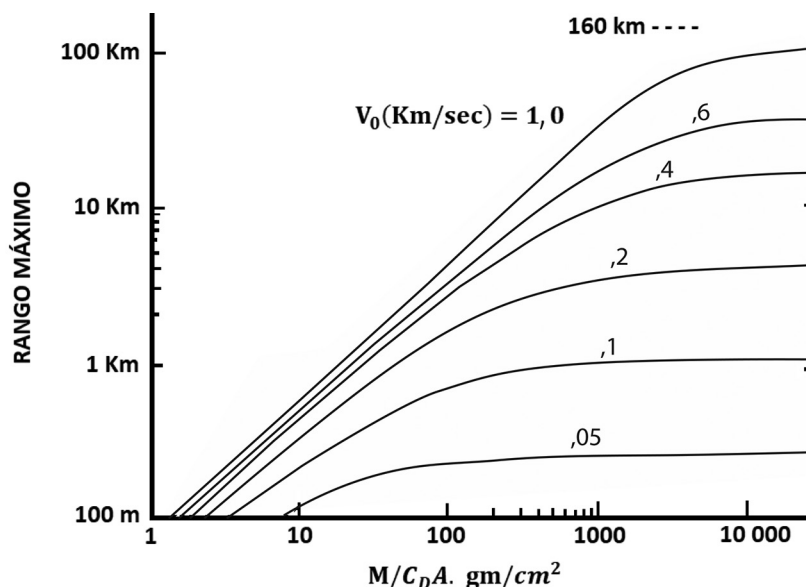


Fig. 12: Para facilidad del lector se incluye las curvas de alcance versus el parámetro $\beta = M/C_d A$ para diversas velocidades iniciales V_0 , según Fudali y Melson (1972), adaptado de su Figura 3.

Por otro lado, se debe de considerar que, ante la caída de un balístico, existe una zona de peligro no solo por su trayectoria previo al impacto, que será más peligroso entre más rasante, sino además por los fragmentos (*debris*) que puede eyectar el balístico al impactar en el terreno, no solo por autofragmentación sino también por la expulsión de detritos del suelo o estructura, según sea el caso (Fig. 14), tal y como lo consideró Fitzgerald (2014) en otros volcanes.

Finalmente, resulta difícil evaluar la probabilidad de impactos balísticos en la zona de acceso a los visitantes, aunado a que no siempre el volcán muestra señales precursoras, aunque los observatorios están trabajando fuertemente en ello (OVSICORI-UNA, RSN: UCR-ICE). También, muchas de las erupciones recientes han ocurrido con el parque cerrado por directriz del SINAC y recomendaciones del CAT Vulcanología-CNE, o simplemente por ocurrir fuera de horas de visitación. Sin embargo, se puede decir que, desde el punto de vista histórico, los balísticos hay impactado el cono Votos y el sector camino de la planicie volcánica cuspidal (Potrero Cerrado) tan solo durante cuatro periodos eruptivos: 1834, 1910, 1953 y 2017, es decir, aproximadamente cada 60 años. Ello indica que la probabilidad, históricamente hablando, ha sido baja, pero no nula. Eso forma parte del riesgo asumido similar al que se suele correr al montarse a un medio de transporte (vehículo, avión, barco, globo, etc.) o visitar un safari o selva con serpientes, entre otros turismo de aventura o de paisajes geológicos.

DISCUSIÓN

El estudio de los balísticos es un tema omnipresente en los cursos iniciales de Física, donde generalmente se analiza el caso ideal de un movimiento sin ninguna fricción. Los balísticos volcánicos, por el contrario, han sido muy poco analizados pues el movimiento real es sumamente complejo dado que intervienen fuerzas como la de arrastre, depende sensiblemente de la forma y la textura del fragmento, así como de si se bambolea o rota durante su trayectoria. La inclusión de algunos de estos factores en un modelo realista no solo requiere de relaciones matemáticas muy complejas, sino también de contar con la información requerida que, en la mayoría de los casos reales, no es posible obtener de los datos en campo. Se requiere entonces trabajar con modelos que incluyan los aspectos más significativos, para los que se puedan adquirir información.

El programa de cómputo “Eject!”, uno de los pocos existentes para balísticos, fue descartado en su uso en el presente trabajo porque la altura máxima del fragmento se calcula sin considerar el efecto del arrastre y el alcance calculado para el movimiento de cubo sobre el que el fluido incide en su esquina sólida es menor al de un cubo en el que el fluido incide perpendicularmente sobre una de sus caras, totalmente lo opuesto a lo que se observa en la realidad. Más información en Brenes-André (2019).

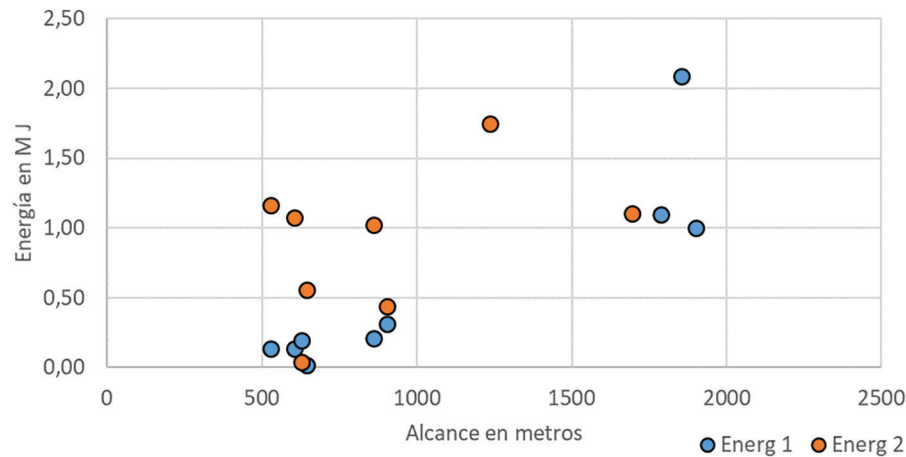


Fig. 13: Diagrama que muestra la energía del impacto en función de la distancia.



Fig. 14: Ejemplo de la zona de peligro de un balístico en el Poás durante su trayectoria final y al momento de su impacto, en función de su ángulo, tamaño y materiales donde impacta.

Debido a lo anterior, las recientes erupciones balísticas del volcán Poás del 2017 fueron analizadas desde una perspectiva completamente nueva. Así, la forma del fragmento, como una primera aproximación, fue asimilada a la de un elipsoide de semejes mayor, intermedio y menor ($a > b > c$), a partir de los que, con ayuda de la fórmula de Knud Thonsem para el área lateral aproximada de un elipsoide, se calculó el coeficiente de esfericidad Ψ propuesto en Wadell (1934). La posible relación de Ψ sobre el alcance de fragmentos reales se determinó empíricamente.

Se encontró que en el gráfico de esfericidad versus alcance es posible trazar dos rectas (con un muy alto valor de R^2) de pendiente negativa, que pasa por varios de los puntos experimentales, y que definen el valor mínimo de esfericidad para un alcance determinado, que pueden ser asociadas a fragmentos intracrátericos, y extracráter.

No es posible presentar ningún mecanismo que explique esta linealidad, aunque se propone que la pendiente negativa es un reflejo del proceso de fragmentación que produce al mismo tiempo los fragmentos, así como una nube de gas y ceniza que los arrastra en los primeros segundos (Fagents y Wilson, 1993). Entre menos aerodinámicos sean los fragmentos, más

arrastrados serán y más lejos llegarán. Con esa lógica, los fragmentos perfectamente esféricos ($\Psi = 1$) serán los primeros que impacten suelo, obteniéndose así el valor R_0 de la semiesfera en que el arrastre empieza a disminuir apreciablemente.

La inclusión de las fuerzas de arrastre para cada uno de los 24 fragmentos de los que se midió tanto el alcance como el ángulo de llegada, fueron también analizados utilizando las fórmulas derivadas a partir de argumentos físicos (Chudinov et al., 2013). Los valores del ángulo θ_0 y la velocidad V_0 iniciales, así como del coeficiente k (equivalente al inverso del cuadrado de la velocidad terminal), fueron variados de manera sistemática hasta que el ángulo de llegada y el alcance calculados fuesen lo más cercanos a los medidos en campo. Su aplicabilidad al problema geológico de los balísticos del Poás se comprobó al obtenerse relaciones lineales en los gráficos de velocidad final versus velocidad inicial, así como de alcance versus velocidad inicial, esperadas según las simulaciones de los balísticos del Monte Otake (Japón), reportadas en Tsunematsu et al (2017).

Los valores de velocidad inicial obtenidos de las curvas de Fudali y Melson (1972), calculadas para esferas con $C_d = 0,8$ son similares a las que se obtuvieron para el Poás.

La comparación de los tiempos de vuelo reales con los ideales (sin ningún arrastre) sugiere diversos grados de intensidad de los procesos eruptivos que generaron los diversos grupos de fragmentos. El análisis de la distribución espacial de los tiempos de vuelo permite sugerir acciones concretas en la gestión de riesgo de la eyección de balísticos.

CONCLUSIONES

Los balísticos asociados a las erupciones de abril 2017 del volcán Poas fueron analizadas desde nuevas perspectivas. El coeficiente de esfericidad Ψ propuesto en Wadell (1934) permitió deducir un valor (R_0) del alcance de la nube de gas, lodo y ceniza (Fagents y Wilson, 1993) aparejada al proceso de fragmentación, que arrastra a los fragmentos en los primeros segundos.

La modelación de los balísticos como cuerpos que se desplazan en un régimen newtoniano, con coeficiente de arrastre C_d constante, permitió analizar sus trayectorias utilizando las ecuaciones de Chudinov et al. (2013). Valores muy razonables de velocidad y ángulo iniciales, así como del coeficiente k fueron deducidos al calcular, para cada uno de 24 fragmentos, ángulo de llegada y alcance muy similares a los medidos en campo.

Las relaciones lineales propuestas en las simulaciones de Tsunematsu et al. (2016), entre velocidad final y velocidad inicial, así como el alcance y la velocidad inicial, fueron comprobadas con mucha precisión usando los resultados deducidos de Chudinov et al. (2013). Los 24 fragmentos estudiados naturalmente se dividen en 3 grupos, asociado cada uno a una relación lineal, asociada a un valor constante de C_d según se presenta en Tsunematsu et al. (2016). Se propone que esa coincidencia entre ambos análisis corrobora la razonabilidad geológica del modelo acá propuesto y evidencia la existencia de procesos de selección causados por el proceso de acople de la fuerza con la velocidad.

Por lo anterior, es posible también presentar valores razonables de tiempo de vuelo y altura, dato fundamental para la gestión del riesgo. Dentro de este marco, resulta de vital importancia enfatizar que los tiempos de vuelo de los balísticos hacia el Mirador y áreas geoturísticas (p. ej. lago cratérico Votos) son cortos, por lo que resulta importante bajar el tiempo de reacción de los turistas para que alcancen los refugios de protección temporal antibalísticos volcánicos.

Una continua inducción y señalización adecuada y permanente hacia los turistas sobre los refugios es fundamental. Adicionalmente, resulta meritorio la construcción de más refugios en el camino de acceso hacia el Mirador y hacia el lago cratérico Votos. Claramente, estos refugios no son infalibles y son una protección temporal ante eventos similares a los históricos, no ante balísticos de dimensiones extraordinarias o explosiones paroxísmicas, pero ofrecen una oportunidad para bajar la vulnerabilidad en caso eventual de un evento explosivo imprevisto, sin señales premonitoras.

AGRADECIMIENTOS

Se expresa un profundo agradecimiento al personal del parque nacional volcán Poás por toda su colaboración y disposición. La Comisión Nacional de Prevención de Riesgos y Atención de Emergencias (CNE) y el Observatorio Vulcanológico y Sismológico de Costa Rica (OVSICORI) aportaron todo el apoyo logístico.

REFERENCIAS

- Aguilar, I. y Alvarado, G. E. (2014). Pérdidas humanas y económicas causadas por el vulcanismo en Costa Rica entre 1953 y 2005. *Revista Geológica de América Central*, 51, 93-128. doi: 10.15517/rgac.v51i1.16549
- Alatorre-Ibargüengoitia, M. A. y Delgado-Granados, H (2006). Experimental determination of drag coefficient for volcanic materials: calibration and application of a model to Popocatepetl volcano (Mexico) ballistic projectiles. *Geophysical Research Letters*, 33(11), L11302. doi: 10.1029/2006GL026195
- Alvarado, G. E. (2000). *Los volcanes de Costa Rica: su geología, historia y riqueza natural* (2.a ed.). San José, Costa Rica: EUNED.
- Alvarado, G. E. y Barquero, R. (1987). Las señales sísmicas del Volcán Arenal (Costa Rica) y su relación con las fases eruptivas (1968-1986). *Rev. Ciencia y Tecnología*, II (1), 15-35.
- Alvarado, G. E., Brenes-André, J., Barrantes, M., Vega, E., de Moor, J. M., Avard, G., Dellino, P., Mele, D., DeVitre, C., Di Piazza, A., Rizzo, A. L. y Carapezza, M. L. (2016). Actividad explosiva del Turrialba (Costa Rica) en 2010-2016. *Revista Geológica de América Central*, 55, 7-60. doi: 10.15517/rgac.v55i0.26965
- Avard, G., Pacheco, J., Sibaja, J. y Martínez, M. (2017a). Informe de la actividad del volcán Poás: 13 de abril. Heredia: OVSICORI. Manuscrito inédito.
- Avard, G., Pacheco, J., Mora, M. y Müller, C. (2017b). Volcán Poás: Árbol de Evento 19 de junio del 2017. Heredia: OVSICORI-RSN. Manuscrito inédito.
- Brown, S. K., Jenkins, S.F., Sparks, R. S. J., Odbert, H. y Auker, M. R. (2017). Volcanic fatalities database: analysis of volcanic threat with distance and victim classification. *Journal of Applied Volcanology*, 6(15). doi 10.11186/s13617-017-0067-4
- Brenes-André, J. (2019). Análisis de los balísticos volcánicos con el software libre Ejectj. *Revista Geológica de América Central*, 60, 83-92. doi: 10.15517/rgac.v2019i60.36513 ISSN: 0256-7024
- Chouet, N., Hamisevicz, N. y McGetchin, T.R. (1974). Photoballistics of Volcanic Jet Activity at Stromboli, Italy. *Journal of Geophysical Research*, 79(32), 4961-4975.
- Chudinov, P. S., Eltyshev, V. A. y Barkin, (2013). Simple analytical description of projectile motion in a medium with quadratic drag force. *Lat. Am. J. Phys. Educ.* 7(3), 345-349
- Clarke, A. B. (2013). Unsteady explosive activity: vulcanian eruptions. En S. A. Fagents, T.K.P. Gregg y R. M. C. Lopes (Eds.), *Modeling Volcanic Processes. The Physics and Mathematics of Volcanism* (pp. 129-152). Cambridge: Cambridge University Press.
- Duarte, E. (2017). Tamaño y textura de materiales mayores expulsados en abril 2017: volcán Poás, Costa Rica. Heredia: OVSICORI. Manuscrito inédito.
- Duarte-González, E. (2018). Transformaciones geomorfológicas radicales del crater del Volcán Poás: erupciones de abril 2017. *Revista Geográfica de América Central*, 61E(4), 1-20. doi: 10.15359/rgac.61-4.8
- de Moor, J. M., Stix, J., Avard, G., Muller, C., Corrales, E., Diaz, J. A., Alan, A., Brenes, J., Pacheco, J., Aluppa, A. y Fischer, T. P. (2019). Insights on Hydrothermal-Magmatic Interactions and Eruptive Processes at Poás Volcano (Costa Rica) From High-Frequency Gas Monitoring and Drone Measurements. *Geophysical Research Letters*, 46(3), 1293-1302. doi: 10.1029/2018GL080301

- de'Michieli Vitturi, M., Neri, A., Esposti Ongaro, T., Lo Savio, S. y Boschi, E. (2010). Lagrangian modeling of large volcanic particles: application to vulcanian explosions. *Journal of Geophysical Research*, 115(B8), B08206. doi: 10.1029/2009JB007111
- Fagents, S. A. y Wilson, L. (1993). Explosive volcanic eruptions - VII. The ranges of pyroclasts ejected in transient volcanic explosions. *Geophysical Journal International*, 113, 359-370.
- Fitzgerald, R. H. (2014). *An assessment of ballistic hazard and risk from Upper Te Maari, Tongeriro, New Zealand* (Tesis de maestría inédita). The University of Canterbury, Christchurch, Nueva Zelanda.
- Fitzgerald, R. H., Kennedy, B. M., Wilson, T. M., Leonard, G. S., Tsunematsu, K. y Keys, H. (2018). The communication and risk management of volcanic ballistic hazards. En C. Gearnley, D. Bird, G. Jolly, K. Haynes y B. McGuire (Eds.), *Observing the Volcano World: Volcano Crisis Communication, Advances in Volcanology* (pp. 121-147). Londres: Springer International Publishing.
- Fudali, R. F. y Melson, W. G. (1972). Ejecta Velocities, Magma Chamber Pressure and Kinetic Energy Associated with the 1968 Eruption of Arenal Volcano. *Bulletin of Volcanology*, 35, 383-401.
- Gutiérrez, F. (1963). Actividad del volcán Irazú. *Informe Semestral enero-junio, Instituto Geográfico Nacional*, 33-38.
- Harris, A. J. L., Ripepe, M. y Hughes, E. A. (2012). Detailed analysis of particle launch velocities, size distribution and gas densities during normal explosions at Stromboli. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 231-232(15), 109-131. doi: 10.1016/j.jvolgeores.2012.02.012
- Hill, E. S. (1972). *Elements of structural geology*. Chapman and Hall Ltd. & Science Paperbacks, Londres.
- Jennings, B. R. y Parslow, K. (1988) Particle Size Measurement: The Equivalent Spherical Diameter. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A* 419, 137-149.
- Leduc, L., Gurioli, L., Harris, A., Coló, L. y Rose-Koga, E. F. (2015). Types and mechanisms of strombolian explosions: characterization of a gas-dominated explosion at Stromboli. *Bulletin of Volcanology*, 77(8). doi 10.1007/s00445-014-0888-5
- Madrigal, P. y Lücke, Ó. (2017). Petrographic analysis of the volcanic bombs and blocks from Poás volcano: April-June 2017 eruptive period. *Revista Geológica de América Central*, 57, 149-159. doi: 10.15517/rgac.v0i57.30336
- Mastin, L. (2001), A simple calculator of ballistic trajectories for blocks ejected during volcanic eruptions. *U.S. Geological Survey Open-File Report*, 01-45. doi: 10.3133/ofr0145
- Melson, W. G. y Saenz, R. (1968). The 1968 Eruption of Volcan Arenal, Costa Rica: Preliminary summary of field and laboratory studies. Smithsonian Inst., Center for Short-lived Phenomena. Trad. al español. (1977). La erupción del volcán Arenal, Costa Rica, en julio de 1968. *Revista Geológica de América Central*, 5-6, 55-148.
- National Research Council (1996). *Rock Fractures and Fluid Flow, a Contemporary Understanding and Applications*. Washington, DC: National Academy Press. doi: 10.17226/2309.
- Miller, C. F. (1966). *Operation ceniza-arena: The retention of fallout particle from volcan Irazú (Costa Rica) by plants and people*. Merlo Park: Stanford Research Institute.
- Mora, R. (2010). *Peligrosidad volcánica del Poás (Costa Rica), basado en las principales erupciones históricas de 1834, 1910 y 1953-1955* (Tesis de licenciatura inédita). Universidad de Costa Rica, San José, Costa Rica.

- Mora, M. M. y Soto, G. J. (2017). Resumen de la actividad sísmica y eruptiva del Poás 12 al 14 de abril de 2017. San José: Universidad de Costa Rica. Manuscrito inédito.
- Mora-Amador, R., Rouwet, D., Vargas, P. y Scarrow, J. H. (2017). Historia de una erupción no esperada, abril del 2017, volcán Poás, Costa Rica. En G. J. Soto y P. Ruiz (eds.), *Primer Minicongreso Geológico: 50 años de investigación en ciencias geológicas, Programa y resúmenes* (p. 16). San José: Escuela Centroamericana de Geología, Universidad de Costa Rica.
- Mora-Amador, R. A., Rouwet, D., González, G., Vargas, P. y Ramírez, C. (2019). Volcanic Hazard Assessment of Poás (Costa Rica) Based on the 1834, 1910, 1953-1955 and 2017 Historical Eruptions. En F. Tassi, O. Vaselli y R. A. Mora-Amador (eds.), *Poás Volcano. The Pulsing Heart of Central America Volcanic Zone* (pp. 261-299). Londres: Springer.
- Moxnes, J. F., Frøyland, O., Øye, I. J., Brate, T.I., Friis, E., Ødegårdstuen, G. y Risdal, T. H. (2017). Projected area and drag coefficient of high velocity irregular fragments that rotate or tumble. *Defence Technology*, 13(4), 269-280. doi: 10.1016/j.dt.2017.03.008
- Murata, K. J., Dondoli, C. y Sáenz, R. (1966). The 1963-65 eruption of Irazu Volcano, Costa Rica. *Bulletin of Volcanology*, 29, 765-793.
- Ortiz, R. (Ed.). (1996). *Riesgo volcánico*. Lanzarote: Serie Casa de los Volcanes 5.
- Parfitt, E. A. y Wilson, L. (2011). *Fundamentals of Physical Volcanology*. Londres: Blackwll Publishing.
- Paniagua, S. y Soto, G. (1986). Reconocimiento de los riesgos volcánicos potenciales de la cordillera Central de Costa Rica, América Central. *Ciencia y Tecnología*, 10(2), 49-72.
- Ruiz, P., Barrabtesm R., Valverde, J., Rodríguez, N., Pineda, J. y Rodríguez, S. (2019). Evaluación de uso de los refugios en mirador del volcán Poás mediante simulacro de erupción. *Boletín Técnico PITRA-LanammeUCR*, 10(9), 1-9.
- Salvaje, R., Avard, G., de Moor, J. M., Pacheco, J. F. y Martinez, M. (2018). Renewed Explosive Phreatomagmatic Activity at Poas Volcano, Costa Rica in April 2017. *Frontier in Earth Science*, 6(160). doi: 10.3389/feart.2018.00160
- Soto, G. J. y Alvarado, G. E. (1989). Procesos volcánicos asociados con el agua subterránea. El caso de los volcanes Arenal y Poás, Costa Rica. En *Memoria del III Congreso Nacional de Recursos Hidricos* (pp. pp. 249-261). 15-17 noviembre.
- Steinberg, G. S. y Lorenz, V. (1983). External ballistic of volcanic explosions. *Bulletin of Volcanology*, 46(4), 333-348.
- Tanguy, J.-C., Ribière, C., Scarth, A. y Tjetjep, W. S. (1998). Victims from volcanic eruptions: a revised database. *Bulletiin of Volcanology*, 60, 137-144.
- Tilling, R. I. (1989). *Volcanic hazards*. Washington: American Geophysical Union.
- Tsunematsu, K., Ishimine, Y., Kaneko, T., Yoshimoto, M., Fujii, T. y Yamaoka, K. (2016). Estimation of ballistic block landing energy during 2014 Mount Ontake eruption. *Earth Planets and Space*, 68, 88. doi: 10.1186/s40623-016-0463-8
- Wadell, H. (1934). The Coefficient of Resistance as a Function of Reynolds Number for Solids of Various Shapes. *Journal of the Franklin Institute*, 217(4), 459-490. doi: 10.1016/S0016-0032(34)90508-1
- Wilson, L. y Huang, T. C. (1979). The influence of shape on the atmospheric settling velocity of volcanic ash particles. *Earth and Planetary Science Letters*, 44, 311-324
- Williams, G. T., Kennedy, B. M., Wilson, T. M., Fitzgerald, R. H., Tsunematsu, K. y Teissier, A. (2017). Buildings vs. ballistics: Quantifying the vulnerability of buildings to volcanic ballistic impacts using field studies and pneumatic cannon experiments. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 343(1), 171-180. doi: 10.1016/j.jvolgeores.2017.06.026