

# ENTRADA DE ASTEROIDES EN ATMÓSFERAS PLANETARIAS

por

Máximo Alejandro Roa Garzón<sup>1</sup> & José Gregorio Portilla Barbosa<sup>2</sup>

## Resumen

**Roa M.A. & J.G. Portilla.:** Entrada de asteroides en atmósferas planetarias. Rev. Acad. Colomb. Cienc. **27** (105): 477-484, 2003. ISSN: 0370-3908.

Se presenta un modelo básico de entrada de asteroides en una atmósfera planetaria, basado principalmente en el trabajo desarrollado por **Chyba et al.** (1993). Las ecuaciones del modelo se solucionan mediante integración numérica y se usa como caso de prueba el evento Tunguska de 1908. El modelo planteado se usa para estudiar la entrada de asteroides y cometas en las atmósferas de los planetas Marte y Venus, y los resultados obtenidos son comparados con la evidencia experimental proveniente de la exploración de estos planetas con sondas espaciales.

**Palabras clave:** Entrada de asteroides, Ablación, Fragmentación catastrófica, Evento Tunguska.

## Abstract

We present a model of entry of asteroids and comets into a planetary atmosphere based on a model proposed by **Chyba et al.** (1993). The equations of the model are resolved by numerical integration and were applied to simulate the Tunguska event. The model is used in order to study the entry of asteroids and comets into the atmospheres of Mars and Venus and the results are compared with the observations obtained by probes sent to these planets.

**Key words:** Entry of asteroids, Ablation, Catastrophic disruption, Tunguska event.

## Introducción

El estudio de la entrada de asteroides examina los procesos que tienen lugar durante el vuelo del asteroide a través de la atmósfera del planeta considerado, así como el eventual impacto del cuerpo sobre la superficie. Se han hecho desarrollos de modelos teóricos al respecto, que han llevado a la obtención de ecuaciones que describen dicho problema: **Chyba et al.** (1993), **Hills & Goda** (1993), **Crawford** (1996), **McInnes** (1995). Estas ecuaciones han sido

aplicadas con éxito en la descripción de encuentros de pequeños asteroides (o cometas) con la Tierra, como el caso de la explosión registrada en Tunguska (Rusia) en el año de 1908. Las ecuaciones del modelo pueden ser aplicadas mediante integración numérica en el estudio del mismo fenómeno sobre las atmósferas de Marte y Venus, de forma que se pueden predecir algunos aspectos del comportamiento de los asteroides, tales como su desaceleración, su pérdida de masa y su fragmentación (en los casos en que ésta llegue a ocurrir).

<sup>1</sup> Departamento de Ingeniería Mecánica y Mecatrónica, Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional de Colombia, mroa@ciencias.unal.edu.co

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico Nacional, Facultad de Ciencias, Universidad Nacional de Colombia, gportill@ciencias.unal.edu.co

También se puede inferir el tamaño de los cráteres que se producirían sobre las superficies de dichos planetas, lo que permite hacer una relación con la existencia de cráteres observada en estos cuerpos.

### Modelos de entrada atmosférica

Un objeto cósmico (asteroide o cometa) de pequeñas dimensiones que trata de impactar en la superficie de un planeta que está rodeado de una capa de gases experimenta una pérdida de su energía cinética a través de dos mecanismos: desaceleración y ablación. La descripción de estos mecanismos constituye un modelo de entrada a la atmósfera. El modelo que se ha utilizado extensivamente en este estudio es el propuesto por Chyba *et al.* (1993). Dicho modelo utiliza cuatro ecuaciones básicas: variación en altitud, desaceleración, ablación y cambio en el ángulo de trayectoria. Las ecuaciones en cuestión son:

$$\frac{dh}{dt} = -v \sin \theta, \quad (1)$$

$$m \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{2} C_D \rho_a A v^2 + mg \sin \theta, \quad (2)$$

$$Q \frac{dm}{dt} = -\frac{1}{2} C_H \rho_a A v^3, \quad (3)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{g \cos \theta}{v} - \frac{C_L \rho_a A v}{2m} - \frac{v \cos \theta}{R_P + h}, \quad (4)$$

en donde  $h$  es la altura del objeto respecto a la superficie del planeta considerado,  $t$  la variable tiempo,  $v$  la velocidad del objeto,  $\theta$  el ángulo de inclinación medido a partir de la horizontal,  $m$  la masa del objeto,  $A$  su sección transversal,  $C_D$  el coeficiente de arrastre atmosférico,  $\rho_a$  la densidad atmosférica del planeta,  $g$  la aceleración de la gravedad,  $Q$  el calor de ablación,  $C_H$  el coeficiente de transferencia de calor,  $C_L$  es el coeficiente de sustentación y  $R_P$  el radio del planeta considerado.

La aceleración de la gravedad  $g$  es función de la altura  $h$  del objeto de acuerdo con la ley de gravitación universal:

$$g = \frac{GM_P}{(R_P + h)^2}, \quad (5)$$

donde  $M_P$  es la masa del planeta considerado y  $G$  es la constante de gravitación universal.

La densidad  $\rho_a$  de una atmósfera planetaria isotérmica puede representarse por una función exponencial que es función de la altura (Celnikier, 1995) del tipo:

$$\rho_a = \rho_0 e^{-h/H} \quad (6)$$

donde  $\rho_0$  es la densidad en la superficie del planeta (o en una altura de referencia) y  $H$  es una constante (usualmente llamada altura de referencia) que depende de la temperatura, del tipo de gases que integran la atmósfera y de algunas características físicas del planeta. Sin embargo, las

atmósferas de los planetas no son isotérmicas, por lo que en la práctica, para efectos de modelación, es conveniente sectorizar el perfil de densidad de una atmósfera en varias capas a través de un conjunto de ecuaciones semejantes a la ecuación (6) con valores distintos de  $\rho_0$  y  $H$ .

La ecuación (3) describe el cambio de masa originado por el calentamiento de la superficie del objeto que ingresa a velocidades hipersónicas a causa de la radiación proveniente del frente de choque atmosférico. Este calor es disipado por el proceso de ablación, o pérdida de masa (Öpik, 1958). El calor de ablación  $Q$  es una función del tipo de material y del proceso específico de ablación. En cuanto al coeficiente de transferencia de calor, las observaciones indican que este coeficiente es constante a grandes alturas sobre las superficies planetarias; para la Tierra, el coeficiente tiene un valor efectivo de  $C_H \approx 0.1$  a alturas superiores a  $\sim 30$  km. Sin embargo, la ecuación (3) debe ser ligeramente modificada, con base en la siguiente consideración. A medida que el objeto desciende, el coeficiente disminuye inversamente con la densidad atmosférica; luego,  $\dot{m}$ , que venía incrementándose, toma un valor efectivo constante. Este límite superior en  $\dot{m}$  ocurre debido a que los objetos grandes sufren ablación principalmente por la absorción de radiación térmica emitida por los gases calientes concentrados en la parte frontal del objeto. La temperatura alcanzada por los gases en la onda de choque está regulada fuertemente por ionización térmica en una temperatura de  $\sim 25\,000$  a  $30\,000$  K, con una débil dependencia de la velocidad, tamaño y composición del objeto. La tasa máxima de ablación estará dada por

$$Q \frac{dm}{dt} = -A\sigma T^4, \quad (7)$$

donde  $T$  es la temperatura de los gases ionizados y  $\sigma$  es la constante de Stefan-Boltzmann. Con esto en mente, la ecuación de ablación (3) queda ahora como

$$Q \frac{dm}{dt} = -A\dot{m} \left( \frac{1}{2} C_H \rho_a v^3, \sigma T^4 \right). \quad (8)$$

En relación con el coeficiente de sustentación,  $C_L$ , los valores sugeridos en la literatura (Passey & Melosh, 1980) son  $C_L \leq 10^{-3}$ , basados en investigaciones de cráteres terrestres; para la Tierra se considera  $C_L = 10^{-3}$ . El cambio de este coeficiente desde el valor planteado hasta un valor de 1 no afecta significativamente ( $\sim 1\%$ ) la altura de la explosión de los asteroides considerados en el modelo.

### Fragmentación catastrófica

El grado de "supervivencia" de un asteroide o cometa penetrando una atmósfera depende básicamente de su tamaño. En el caso de la atmósfera de la Tierra, objetos con tamaños superiores a 1 km en diámetro no sufren fragmentación fundamentalmente por el hecho de que la onda de presión generada por la resistencia de la atmósfera

no tiene tiempo de atravesar el objeto, pues éste antes ha impactado con la superficie. En otros términos: el objeto se comporta como si la atmósfera fuese inexistente. El resultado es la formación de un cráter de impacto. Por otro lado, objetos de tamaño moderado (y esto dependerá del tipo de atmósfera existente) serán, al atravesar la atmósfera, totalmente desintegrados por ablación o frenados lo suficiente como para que caigan libremente hasta la superficie (en forma de meteoritos). En contraste a estos dos casos, existirá un régimen de tamaño del objeto para el cual el destino final será la fragmentación catastrófica. En el caso de la atmósfera terrestre, está comprendido entre 10 y 100 metros de diámetro, aunque esto depende fuertemente de la composición química del objeto y de su velocidad de ingreso.

La fragmentación catastrófica produce la explosión atmosférica del objeto. La fragmentación distribuye la masa del objeto sobre un área mayor a la original, lo que incrementa la atmósfera interactuante y por tanto incrementa aún más la ablación y el frenado aerodinámico; el objeto que se fragmenta se detiene más abruptamente, entregando su energía cinética de una forma más explosiva que un objeto sin fragmentación. La deformación y fragmentación del objeto ocurren debido a la presión atmosférica diferencial a través del objeto. La cara frontal del objeto está sujeta a una presión media dada por

$$p_F = \frac{C_D \rho_a v^2}{2}, \quad (9)$$

mientras que la presión en la cara posterior es mucho menor. Esta diferencia de presiones produce la fuerza de arrastre presente en la ecuación de desaceleración (2) (primer término). Las presiones en los lados del objeto son mucho menores que  $p_F$ , por lo que el objeto no está confinado lateralmente. Los cuerpos se fragmentan como resultado de este esfuerzo aerodinámico. La fragmentación ocurre cuando la presión  $p_F$  excede la resistencia característica del material.

El modelo para el objeto que entra a la atmósfera se toma como un cilindro circular recto que se mueve a lo largo de su eje de simetría, como se observa en la figura 1. Para representar de forma aproximada un objeto equidimensional se utiliza un cilindro con altura  $l$  igual a su diámetro,  $2r$ . Para este modelo cilíndrico, el coeficiente de arrastre es de  $C_D \approx 1.7$ . La masa inicial del objeto,  $M_0$ , será igual a  $2\pi r^3 \rho_m$ , siendo  $\rho_m$  la densidad media del material.

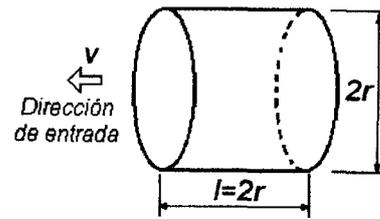


Figura 1: Cilindro que representa los objetos de prueba que penetran la atmósfera de un planeta.

La presión en la cara frontal del objeto es  $p_F$ . Se puede considerar que los esfuerzos axiales dentro del objeto decrecen linealmente desde su valor pico en la cara frontal  $p_F$  hasta un valor mucho menor ( $\ll p_F$ ) en la cara posterior. La presión en las caras laterales del objeto es mucho menor que  $p_F$ , y, excepto en la parte cercana al extremo posterior del cilindro, es pequeña comparada con los esfuerzos axiales. A medida que el cilindro penetra más profundamente en la atmósfera, los esfuerzos axiales se incrementan hasta que ocurre una falla elástica. El cilindro fluye hacia afuera, de forma transversal a la dirección del movimiento. Dado que la presión frontal  $p_F$  aumenta exponencialmente a medida que el objeto desciende a través de la atmósfera, su sección efectiva transversal se incrementa exponencialmente con el tiempo.

Como una primera aproximación, se asume que el cilindro se deforma globalmente para volverse una versión más comprimida de sí mismo. La presión interior promedio es  $p_F/2$ . Despreciando la presión de confinamiento del aire contra las paredes laterales, y asumiendo que se ha superado la resistencia del material  $Y_S$ , una aproximación al balance de fuerzas en las paredes del cilindro está dada por

$$(2\pi r l) \left( \frac{1}{4} C_D \rho_a v^2 \right) \approx m \frac{d^2 r}{dt^2}, \quad (10)$$

en donde la masa inercial se identifica con la masa  $m$  del cilindro. Asumiendo (como primera y burda aproximación) que la densidad  $\rho_m$  del cilindro fragmentado permanece constante,  $l$  y  $m$  pueden ser eliminados de la anterior ecuación para llegar a

$$r \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{C_D \rho_a v^2}{2\rho_m}. \quad (11)$$

la cual puede interpretarse como la ecuación diferencial que describe la evolución del radio del objeto en el proceso de la fragmentación.

### Disipación de la energía

Para lograr una correcta descripción de la disipación de la energía de un objeto atravesando la atmósfera por un

breve lapso de tiempo  $dt$ , se debe corregir el cambio en la energía cinética de dicho objeto en la atmósfera,  $dE_{atm}$ , por el cambio equivalente de la energía cinética en ausencia de la atmósfera,  $dE_{vac}$  (Sekanina, 1993). El cambio de energía cuando el objeto se desplaza a través de la atmósfera está dado por

$$dE_{atm}(t) = \frac{1}{2}(m + \dot{m}dt) [v + \dot{v}dt]^2 - \frac{1}{2}mv^2,$$

en donde  $\dot{m}$  es el cambio de masa, dado por la ecuación de ablación (8) y la aceleración total del objeto  $\dot{v}$  es dada por

$$\dot{v} = \dot{v}_{arras} + \dot{v}_{grav},$$

donde  $\dot{v}_{arras}$  y  $\dot{v}_{grav}$  son, respectivamente, la desaceleración debida al arrastre y la aceleración debida a la gravedad, esto es:

$$\dot{v}_{arras} = -\frac{C_D \rho_a A v^2}{2m}, \quad \dot{v}_{grav} = g \sin \theta.$$

El cambio de energía sin la presencia de una atmósfera es

$$dE_{vac}(t) = \frac{1}{2}m(v + \dot{v}_{grav}dt)^2 - \frac{1}{2}mv^2.$$

La deposición neta de energía,  $dE$ , se calcula al restar las dos ecuaciones del cambio de energía con y sin atmósfera. La ecuación resultante es

$$\begin{aligned} dE &= -\left(m\dot{v}_{arras} + \frac{1}{2}\dot{m}v\right)vdt \\ &- m(\dot{v}_{arras}dt)\left(\frac{\dot{v}_{arras}dt}{2} + \dot{v}_{grav}dt\right) \\ &- \dot{m}dtv\dot{v}dt - \frac{\dot{m}}{2}dt(\dot{v}dt)^2 \end{aligned}$$

Para ilustrar el efecto, se pueden obviar los factores con potencias altas de  $dt$ , obteniéndose:

$$\frac{dE}{dt} = -\left(m\dot{v}_{arras} + \frac{1}{2}\dot{m}v\right)v. \quad (12)$$

Ahora, ya que  $\dot{v}_{arras} < 0$  y  $\dot{m} < 0$ , se obtiene que  $dE > 0$ .

La deposición de energía por unidad de altura se puede hallar mediante la relación

$$\frac{dE}{dh} = \frac{dE/dt}{dh/dt}. \quad (13)$$

La altura de explosión de un objeto se toma como aquella en la que el objeto, una vez se ha fragmentado, deposita la máxima energía por unidad de distancia (Chyba *et al.*, 1993). La energía de explosión se toma como aquella depositada por el objeto después de que se ha deformado a dos veces su radio inicial (Sekanina, 1993).

### Solución del modelo: caso Tunguska

Las ecuaciones de desaceleración (2) y ablación (3) pueden solucionarse analíticamente para un objeto de forma esférica si se considera una atmósfera isotérmica, tomando a  $\theta$  y  $C_H$  como constantes (McInnes, 1995). Sin embargo, la solución analítica no permite la fragmentación de los objetos debido a las fuerzas aerodinámicas. Para solventar este inconveniente, se usa un método de diferencias finitas para solucionar las ecuaciones involucradas de altura (1), desaceleración (2), ablación (8) y ángulo de trayectoria (4). La densidad atmosférica  $\rho_a$  es interpolada a cada paso de tiempo a partir de las tablas de la atmósfera estándar terrestre (Anderson, 2000). Una vez que la presión central  $C_D \rho_a v^2/4$  excede la resistencia del material, la ecuación (11) se usa para calcular el radio cambiante  $r$  y la sección efectiva transversal  $A = \pi r^2$ . Además se calcula la deposición de energía por unidad de altura mediante la ecuación (13). Las ecuaciones son integradas numéricamente utilizando el integrador RADAU (Everhart, 1985), ampliamente utilizado en la integración de órbitas y en otros problemas que involucran una solución numérica de sistemas de ecuaciones diferenciales ordinarias de primer o segundo orden.

Para probar la efectividad del modelo y la eficacia del código planteado para resolverlo, se reprodujeron los resultados del estudio de Chyba *et al.* (1993) sobre la naturaleza del objeto que explotó sobre Tunguska, Rusia, el 30 de junio de 1908. Se modelaron 5 tipos de objetos: asteroides ferrosos, rocosos y carbonáceos, y cometas de periodos corto y largo, todos ellos entrando a  $45^\circ$ , que constituye el ángulo de inclinación más probable para un objeto incidente sobre un planeta, y con una energía cinética inicial de unos 15 megatones (1 megatón =  $4.18 \times 10^{15}$  joules) a una altura inicial de  $h_0 = 100$  km. Ello implica que fijado el valor de la velocidad de ingreso  $v_0$  y el de la masa  $M_0$ , dependiendo de la densidad  $\rho_m$  (y como el volumen es conocido) se puede determinar el radio inicial  $R_0$ .

Propiedad	ferroso	carbonáceo	rocoso
$\rho_m$ (kg m <sup>-3</sup> )	7900	2200	3500
$M_0$ (kg)	$5.6 \times 10^8$	$5.6 \times 10^8$	$5.6 \times 10^8$
$R_0$ (m)	22	34	29
$v_0$ (ms <sup>-1</sup> )	$15 \times 10^3$	$15 \times 10^3$	$15 \times 10^3$
$Q$ (J kg <sup>-1</sup> )	$8 \times 10^6$	$5 \times 10^6$	$8 \times 10^6$
$Y_S$ (Nm <sup>-2</sup> )	$1 \times 10^8$	$1 \times 10^6$	$1 \times 10^7$

Tabla 1: Propiedades físicas de asteroides.

Para los asteroides rocosos se compararon también 4 ángulos de incidencia:  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  y  $90^\circ$ . Los asteroides tienen velocidades iniciales  $v_0$  de 15 km/s, la velocidad media de impacto para asteroides que cruzan la órbita de la Tierra (Chyba, 1993). Las velocidades de incidencia de los cometas son de 25 y 50 km/s para los cometas de periodo corto y largo, respectivamente, que constituyen también

velocidades medias aproximadas. Los resultados obtenidos concuerdan con los de *Chyba et al.* (1993) y *Sekanina* (1983), favoreciendo la explicación de un asteroide rocoso como el objeto impactor en Tunguska, y descartando como candidatos a los asteroides carbonáceos y a los cometas. Las propiedades físicas de objetos considerados como posibles cuerpos que chocan contra la Tierra se resumen en las tablas 1 y 2.

Propiedad	periodo corto	periodo largo
$\rho_m$ ( $\text{kg m}^{-3}$ )	1000	1000
$M_0$ (kg)	$2 \times 10^8$	$5 \times 10^7$
$R_0$ (m)	32	20
$v_0$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$25 \times 10^3$	$50 \times 10^3$
$Q$ ( $\text{J kg}^{-1}$ )	$2.5 \times 10^6$	$2.5 \times 10^6$
$Y_S$ ( $\text{Nm}^{-2}$ )	$1 \times 10^5$	$1 \times 10^5$

Tabla 2: Propiedades físicas de cometas.

El modelo de entrada de asteroides puede ser aplicado a cualquier cuerpo celeste con presencia de una atmósfera importante. El modelo se aplicó para los planetas Venus y Marte, con los mismos objetos de entrada usados en el caso Tunguska. En primera aproximación, se asume que los coeficientes de arrastre,  $C_D$ , y de transferencia de calor,  $C_H$ , tienen el mismo valor que en la Tierra; ésta aproximación ha sido asumida por otros autores (*Zanhle*, 1992). A continuación se describe la obtención de los datos requeridos para el modelo, los resultados logrados y la comparación de los resultados con datos obtenidos de los planetas por medio de sondas espaciales.

### Entrada de asteroides en Venus

Los datos necesarios para el modelamiento de la atmósfera venusina fueron obtenidos a partir de los datos experimentales registrados por la nave norteamericana *Pioneer* durante su viaje alrededor del planeta en los años 1978 y 1979. Los datos de la atmósfera media y baja se obtuvieron mediante cuatro sondas atmosféricas (*Seiff*, 1980). Los datos de la atmósfera alta se obtuvieron a partir del efecto de arrastre atmosférico sobre la nave (*Keating*, 1980). Puesto que las propiedades atmosféricas (densidad, presión y temperatura) de Venus dependen de factores como la latitud y la hora del día, se escogieron los datos de forma tal que correspondieran aproximadamente a un sitio de condiciones similares. Con estos datos se construye una tabla de densidad atmosférica vs. altura, y se busca una aproximación mediante mínimos cuadrados que los represente con un buen índice de correlación ( $r > 0.999$ ). Para lograr este ajuste de los datos, se dividió la atmósfera en varios sectores de altura, y a los datos de cada sector se ajustó un modelo exponencial.

La altura inicial de entrada del impactor se toma de forma tal que el término que representa el arrastre

atmosférico en la ecuación de desaceleración (2) sea representativo frente al término gravitacional. Esto ocurre para una densidad atmosférica de  $\sim 10^{-7} \text{ kg m}^{-3}$ , por lo que se elige una altura inicial de entrada de 150 km. Las velocidades de entrada de los objetos se calculan con ecuaciones derivadas de la solución del problema de los dos cuerpos (*Portilla*, 1996), utilizando órbitas elípticas o parabólicas, dependiendo del objeto considerado.

El modelamiento trata de comparar los destinos de diferentes objetos de tamaño similar cuando penetran la atmósfera de Venus. Los objetos muy pequeños sufrirán de ablación total o de desaceleración hasta velocidades de caída libre. Los objetos muy grandes no se fragmentarán debido a que no tienen suficiente tiempo de vuelo para sentir los efectos atmosféricos. Así, para observar los casos de fragmentación de objetos entrando a la atmósfera de Venus se debe hallar primero un radio promedio en el que los objetos sufren fragmentación. En el caso de Venus, esto se realizó resolviendo las ecuaciones del modelo para objetos rocosos, ya que éstos, junto a los asteroides carbonáceos, son los objetos que mejor muestran los efectos de la fragmentación. La velocidad de entrada se toma igual a la velocidad media de colisión. Con este análisis previo, se decide tomar un radio de 500 m para todos los objetos.

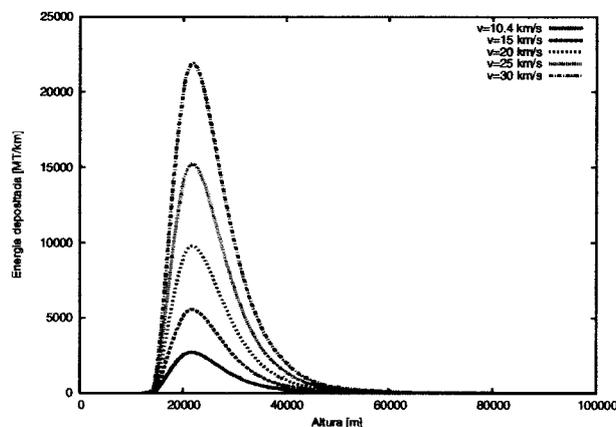


Figura 2: Curva de deposición de energía en función de la altura para asteroides rocosos entrando en la atmósfera de Venus.

La figura 2 muestra la curva de deposición de energía para asteroides rocosos con diferentes velocidades de entrada a Venus. Todos los asteroides han llegado a velocidades de caída libre a una altura de 13 kilómetros. Además, en la curva de deposición de energía se observa que los objetos explotan casi a la misma altura, 21-22 km, sin importar la velocidad con la que ingresen a la atmósfera venusina. Obviamente, la energía depositada por el asteroide que ingresa con mayor velocidad presenta un pico más alto, ya que su energía cinética inicial es mayor que la de los demás objetos; además, sufren de mayor ablación, es decir, pierden

mayor cantidad de masa en su paso por la atmósfera. Un asteroide rocoso debe poseer un radio de unos  $\sim 2$  km para lograr alcanzar la superficie de Venus.

Las curvas de deposición de energía para otros objetos presentan la misma forma que la observada anteriormente. Los resultados indican que para asteroides carbonáceos la velocidad de caída libre se alcanza a unos 19 km, mientras que explotan a alturas de 25 – 27 km. Los asteroides ferrosos presentan un mayor valor de resistencia del material, por lo que explotan a alturas menores (11 km); sin embargo, para asteroides ferrosos con radio de 1 km, se obtiene una velocidad de caída a la superficie de 13 km/s, lo cual indica que el cuerpo no deposita toda su energía cinética inicial en la atmósfera. Los cometas, por otra parte, se desaceleran completamente a una altura de 28 km; su explosión ocurre a alturas entre 34 y 35 km, mucho mayores que para los anteriores casos dada la menor resistencia y densidad del material que conforma este tipo de objetos.

Se observa claramente el efecto de la densa atmósfera de Venus sobre el ingreso de asteroides: todos los asteroides con diámetros inferiores a  $\sim 1$  km explotan, depositando toda su energía en la atmósfera, sin poder dejar un cráter en la superficie venusina. Solo los asteroides con diámetros mayores a  $\sim 1$  km constituyen la población que puede generar los cráteres observados en la superficie de Venus, y éstos asteroides constituyen una minoría de la población total de asteroides que cruzan la órbita de los planetas interiores (Rabinowitz, 1994). Los cometas, por su parte, deben tener diámetros aún mayores para que representen un peligro potencial para la superficie de Venus. A manera de comparación, un asteroide rocoso de 50 m de radio ya representa un peligro potencial para la superficie terrestre.

El incremento sustancial de densidad atmosférica en Venus a medida que disminuye la altura, produce la explosión de objetos de la misma masa, independientemente de su velocidad de entrada, a casi la misma altura sobre la superficie. Esto confirma el gran efecto de escudo que ejerce la atmósfera sobre su planeta. En efecto, los estudios realizados por las sondas espaciales de la superficie de Venus revelan muy pocos cráteres. El estudio de estos cráteres puede resumirse en una gráfica conocida como la curva de distribución acumulativa por tamaños de cráteres, observada en la figura 3. Estas gráficas se realizan mediante conteos de cráteres, e indican el número de cráteres por unidad de área existentes en la superficie y mayores a un diámetro determinado (Neukum, 1994). La curva de comparación observada en la gráfica se basa en la densidad de cráteres observada en la superficie lunar, que se supone no ha cambiado desde la etapa inicial de bombardeo del sistema solar; representa la densidad de cráteres que debería existir en un planeta si no existieran efectos atmosféricos y geológicos que afectaran la producción de cráteres. Nótese la gran diferencia existente para cráteres de diámetros inferiores a unos 20 a 30 km, en donde se presenta un déficit que refleja el efecto protector

de la atmósfera venusina. No existen cráteres de diámetros inferiores a 2 km, en total acuerdo con los resultados del modelo desarrollado.

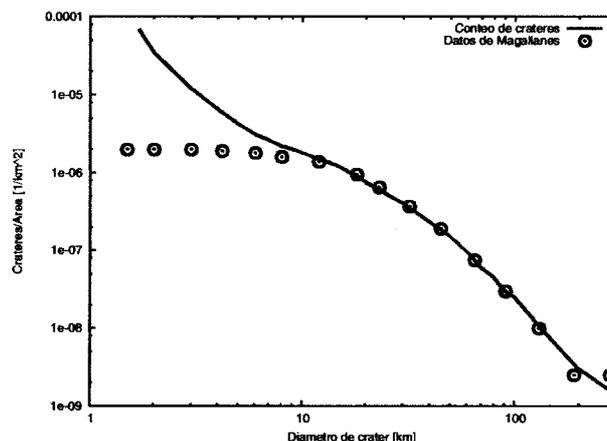


Figura 3: Curva de distribución acumulativa de tamaños de cráteres en Venus.

#### Entrada de asteroides en Marte

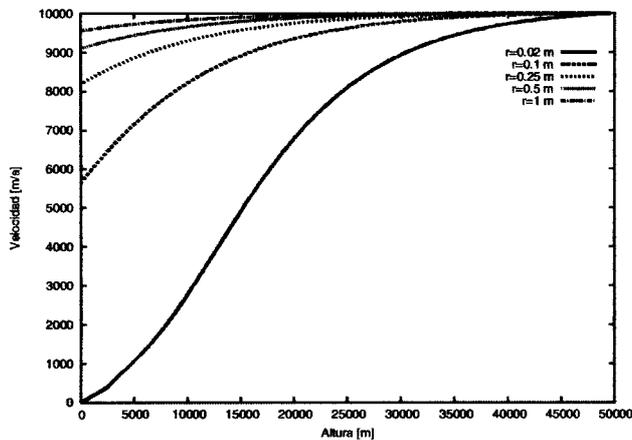
El modelo de la atmósfera marciana ha sido establecido a partir de datos obtenidos por las sondas norteamericanas *Vikingo* 1 y 2. Se creó una atmósfera de referencia de Marte, que presenta tres tipos de modelos: mínimo, nominal y máximo. El modelo utilizado fue obtenido del trabajo de Sehnal (1990). Se tomó el modelo nominal como referencia; dicho modelo está descrito por la ecuación

$$\ln \rho = a_{00} + a_{01} \sin \varphi + (a_{10} + a_{11} \sin \varphi)h + (a_{20} + a_{21} \sin \varphi)h^2,$$

en donde  $\varphi$  es la latitud sobre la superficie marciana, para la cual se tomó un valor promedio de  $\varphi = 45^\circ$ . Si la altura  $h$  se expresa en kilómetros, los valores de los coeficientes son:  $a_{00} = -4.1235$ ,  $a_{01} = -0.1206$ ,  $a_{10} = -0.0930$ ,  $a_{11} = 0.0136$ ,  $a_{20} = -0.00023$ ,  $a_{21} = -0.00011$ . La altura inicial del objeto se toma como 50 km, para que el efecto del arrastre atmosférico resulte significativo en la ecuación de desaceleración. Las velocidades iniciales de entrada se calcularon siguiendo los lineamientos ya descritos para el caso de Venus.

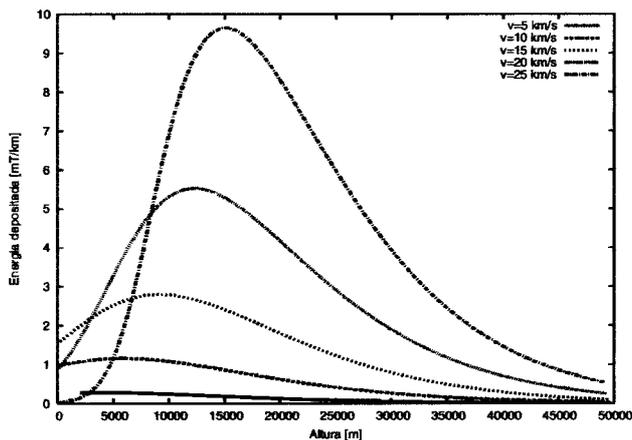
Para estimar el radio promedio en el que los objetos sufren de fragmentación se usaron asteroides carbonáceos, que tienen la menor resistencia y densidad del material que los conforma. Se asume que los objetos entran con una velocidad media de 10 km/s. La figura 4 muestra los resultados de este caso. Obsérvese que solo para un objeto de radio 2 cm se obtiene una desaceleración total. Para objetos de radios mayores su velocidad no disminuye notoriamente; por ejemplo, un asteroide carbonáceo de radio 10 cm llega a la superficie marciana con  $v = 5700$

m/s (el 57% de su velocidad inicial). Este sorprendente resultado inicial muestra el escaso efecto que tiene la delgada atmósfera marciana sobre un objeto que entre en ella.



**Figura 4:** Curvas de velocidad en función de la altura para asteroides carbonáceos de pequeños tamaños penetrando la atmósfera marciana.

Tomando como radio de trabajo 5 cm, se obtiene la curva de deposición de energía por unidad de altura para asteroides rocosos con diferentes velocidades de entrada, mostrada en la figura 5. Nótese que en la escala vertical se utilizan unidades de millón/km (1 millón=10<sup>-3</sup> toneladas), dada la baja cantidad de energía depositada en la atmósfera por los bólidos estudiados.



**Figura 5:** Curvas de deposición de energía en función de la altura para varios asteroides rocosos que penetran la atmósfera marciana con distintas velocidades.

En el caso de asteroides ferrosos, la desaceleración que produce la atmósfera marciana sobre ellos es muy

baja, por lo cual el máximo de energía depositada se obtiene en el momento del impacto con la superficie del planeta. Así, los asteroides ferrosos no sufren fragmentación alguna. En el caso de los cometas, solo los objetos con radios menores a 10 m sufren de ablación total en la atmósfera; objetos de tamaño mayor chocan con la superficie sin disminuir apreciablemente su velocidad.

La atmósfera marciana resulta demasiado tenue para ofrecer alguna protección contra el ingreso de asteroides o cometas al planeta. Sólo objetos de diámetros menores a ~5 cm se ven afectados por la presencia de la atmósfera, sufriendo ablación y desaceleración. Sin embargo, los asteroides que ingresan a Marte no sufren de fragmentación; en el mejor de los casos, para asteroides carbonáceos de  $r=5$  cm, la atmósfera ejerce sobre el cuerpo una presión media del 40% de la requerida para la fragmentación. Objetos de diámetros mayores alcanzan sin ningún problema la superficie, produciendo cráteres de impacto. Puede concluirse entonces que la superficie marciana debe presentar una distribución de cráteres similar a la de la Luna, que no posee atmósfera. Se podría pensar en una abundancia de microcráteres en Marte, ya que casi cualquier objeto puede llegar a su superficie; sin embargo, procesos astrogeológicos propios del planeta rojo, como los fuertes vientos y tormentas de polvo y, muy probablemente, agua líquida corriendo sobre la superficie (como parecen evidenciar recientes fotografías obtenidas por el *Mars Observer*) hacen desaparecer rápidamente los cráteres de diámetros pequeños sobre la superficie gracias a la acumulación de polvo sobre ellos, en un fenómeno conocido como obliteración.

## Conclusiones

El modelo de entrada de asteroides expuesto explica satisfactoriamente los efectos atmosféricos (desaceleración y ablación) sobre un cuerpo que ingrese a un planeta. Fue probado en el caso terrestre en varias situaciones: caída libre de un objeto, movimiento de un satélite en órbita baja y entrada de un objeto en la atmósfera terrestre, obteniéndose en todas ellas una buena aproximación con los datos reales o con los resultados de otros modelos aplicados en los mismos casos. Las ecuaciones del modelo pueden aplicarse a otros cuerpos celestes (diferentes a la Tierra) siempre y cuando se posea información suficiente sobre ellos; se requiere un buen conocimiento de las propiedades físicas de dicho planeta (como la masa y el radio) y de su atmósfera, de la cual sería deseable disponer de datos como su composición química, perfil atmosférico y dinámica atmosférica.

Aplicando el modelo a la entrada de asteroides en Venus, se obtiene como resultado básico un radio crítico por debajo del cual ningún asteroide alcanza la superficie venusina; este radio se sitúa en torno a 1 km. Objetos con diámetros inferiores explotan en la atmósfera, depositando toda su energía en ella. Por tanto, un asteroide debe poseer un

diámetro superior a 1 km para generar un cráter de impacto sobre la superficie; este radio crítico es aún mayor en el caso de los cometas. El notorio incremento de densidad a medida que disminuye la altura sobre la superficie de Venus hace que objetos de la misma masa exploten a la misma altura sobre la superficie, independientemente de su velocidad de entrada al planeta. El modelo explica satisfactoriamente el comportamiento de la curva de distribución de cráteres para el planeta, que posee una deficiencia notoria en cráteres de diámetros inferiores a unos 20 a 30 km; las simulaciones predicen este déficit debido al fuerte efecto de escudo de la atmósfera venusina.

En el caso de la entrada de bólidos a Marte, se observó que la tenue atmósfera solo afecta la entrada de objetos de diámetros menores a ~5 cm. Además, los bólidos no llegan a sufrir fragmentación; la atmósfera solo los afecta produciendo una desaceleración en su movimiento. Todo objeto de diámetro mayor a 5 cm alcanza la superficie marciana, produciendo cráteres de impacto. De acuerdo a los resultados del modelo se podría esperar una abundancia de cráteres pequeños sobre Marte; sin embargo, esto no coincide plenamente con los estudios de poblaciones de cráteres marcianos. Los cráteres de diámetros pequeños desaparecen debido a procesos astrogeológicos propios de Marte.

Finalmente, el conocimiento del modelo de entrada de objetos en una atmósfera planetaria siempre podrá utilizarse como una herramienta eficaz para evaluar los riesgos de una posible colisión con un objeto extraño o para predecir los resultados de tal choque. Sin embargo, se espera que tal aplicación del modelo no sea necesaria, por lo menos en las próximas décadas, para planetas diferentes a la Tierra.

## Bibliografía

- Anderson, J. 2000. Introduction to Flight. Aerospace Science/Technology series. Ed. McGraw Hill.
- Celnikier, L.. 1995. Understanding the Physics of Meteoritic Descent. *Am. J. Phys.*, **63**: 524-535.
- Chyba, C.. 1993. Explosions of Small Spacewatch Objects in the Earth's Atmosphere. *Nature*, **363**: 701-703.
- , Thomas, P. & Zanhle, K. 1993. The 1908 Tunguska Explosion: Atmospheric Disruption of a Stony Asteroid. *Nature*, **361**: 40-44.
- Crawford, D. 1996. An Analytical Model of Meteoroid Entry into Planetary Atmospheres. Lunar and Planetary Institute.
- Everhart, E. 1985. An Efficient Integrator That Uses Gauss-Radau Spacings. En: *Dynamics of Comets: Their Origin and Evolution*, 185-202. Reidel Publishing Company.
- Hills, J. & Goda, P. 1993. The Fragmentation of Small Asteroids in the Atmosphere. *Astron. J.*, **105**: 1114-1144.
- Keating, G., Nicholson, J. y Lake, L. 1980. Venus Upper Atmosphere Structure. *J. Geophys. Res.*, **85**: 7941-7956.
- McInnes, C. 1995. Trans-Atmospheric Dynamics of an Ablating Hypervelocity Body. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **274**: 110-114.
- Neukum G. e Ivanov B. 1994. Crater Size Distributions and Impact Probabilities on Earth from Lunar, Terrestrial-planet, and Asteroid Cratering Data. En: *Hazards due to comets & asteroids*. The University of Arizona Press, 359-416.
- Öpik, E. 1958. *Physics of Meteor Flight in the Atmosphere*, Interscience Publishers Inc., New York.
- Passey, Q. & Melosh, H. 1980. Effects of Atmospheric Breakup on Center Field Formation, *Icarus*, **42**: 211-233.
- Portilla, G. 1996. El problema de los dos cuerpos y el problema del satélite artificial en ecuaciones diferenciales de primer orden. *Rev. Acad. Colomb. Cien.*, **20**: 25-32.
- Rabinowitz, D. et al. 1994. The Population of Earth-crossing Asteroids. En: *Hazards due to comets & asteroids*. The University of Arizona Press, 285-312.
- Sehnal, L.. 1990. Analytical Models of Mars' Atmosphere Density. *Bull. Czech. Acad. Sci.*, **41**: 115-117.
- Seiff, A. et al. 1980. Measurements of Thermal Structure and Thermal Contrasts in the Atmosphere of Venus and Related Dynamical Observations: Results From the Four Pioneer Venus Probes. *J. Geophys. Res.*, **85**: 7903-7933.
- Sekanina, Z.. 1983. The Tunguska Event: No Cometary Signature in Evidence. *Astron. J.*, **88**: 1382-1414.
- . 1993. Disintegration Phenomena Expected During Collision of Comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter. *Science*, **262**: 382-387.
- Zanhle, K. 1992. Airburst Origin of Dark Shadows on Venus. *J. Geophys. Res.*, **97**: 10243-10255.