GEOACTA, vol.12, n.2 (1985) pag 201 a 216

TRAYECTORIAS DE GRANIZOS EN UNA NUBE NUMERICA ESTACIONARIA

Marta Ghidella de Hurtis
Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales (CNIE)
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Se presenta un modelo que calcula trayectorias aisladas de granizos que se desarrollan en la nube generada por un modelo unidimensional estacionario.

Cada granizo crece a partir de un germen "introducido" en determinada zona de la nube. Se consideran los procesos de conducción de calor, difusión de vapor, acreción de agua y cristales de hielo en condiciones de crecimiento seco, húmedo y fusión.

Se presentan los resultados obtenidos para un día de tormenta en Mendoza, observándose que los granizos son llevados muy rápidamente hacia arriba por la corriente ascendente y que luego caen, produciéndose la mayor parte de su crecimiento en la caída. Se obtienen granizos de más de 3 cm (más grandes que los recogidos en tierra) pero que tardan alrededor de 50 minutos en llegar al suelo, considerándose un resultado aceptable dado que la nube en que crecen es estacionaria.

ABSTRACT

A numerical model that calculates isolated trajectories of hailstones that evolve in the cloud generated by a stationary-state, one dimensional model is presented.

Each hailstone grows departing from an embryo "introduced" in a given zone of the cloud with the following proccesses being taken into account: heat conduction, vapor diffusion, accretion of water and ice crystals in dry and wet growth conditions, and melting.

The results obtained for a storm case in Mendoza are shown, and from them is is seen that hailstones are quickly carried up by the updraft, having their most important growth during their fall. The hailstones obtained have diameters of more than 3 cm (greater than those collected on ground) and they take 50 minutes before they reach the ground, but this is considered an acceptable result since the cloud in which they evolve is a stationary one.

1. INTRODUCCION

El tratamiento detallado de los procesos que ocurren en el crecimiento de los granizos grandes es muy difícil de hacer en modelos numéricos que simulan la nube completa. Por lo general se trata a los granizos globalmente planteando ecuaciones de conservación para la concentración total de granizo en cada punto de la nube y suponiendo en el planteo que todos los granizos de un porción de nube se comportarán como aquél de masa media, determinada a partir de una distribución en tamaños prefijada. Sin embargo hay modelos más detallados: en Farley y otros (1976) se describe uno en el que los granizos se separan en 20 categorías según sus diámetros, y las ecuaciones de crecimiento se plantean para cada una surgiendo entonces nuevas ecuaciones que vinculan las categorías entre sí. Pero todo esto incrementa considerablemente el tiempo de computación.

Varios investigadores han desarrollado modelos de crecimiento y trayectorias de granizos individuales considerando los procesos de crecimiento seco, húmedo y fusión. Pero en este tipo de modelos se necesita como dato la nube en la cual se desarrolla el granizo. English (1973) utiliza para ello un modelo simple basado en el ascenso adiabático de una parcela, al que agrega, de manera muy ingeniosa, los aspectos más importantes conocidos de los estudios observacionales de nubes. Dennis y Musil (1973) crean numéricamente nubes de características típicas sin representar ninguna tormenta particular. En Farley y otros (1976) se muestran los resultados de trayectorias calculadas en una nube con velocidades de viento idealizadas para una tormenta estudiada por Browning y Foote (1976). Nelson (1979) utiliza los campos de viento dentro de una nube real medidos por tres radares Doppler.

El presente trabajo también es un modelo de trayectorias de granizos aislados, pero los datos de la nube en la cual se desarrollan los proporciona un modelo unidimensional estacionario (ME) descripto en Ghidella y Saluzzi (1979). También se muestran algunos resultados de la utilización para el mismo fin de otro modelo, unidimensional dependiente del tiempo (MDT) descripto en Ghidella (1981).

2. TRAYECTORIA DE UN GRANIZO

Cada trayectoria comienza con la "introducción" de un germen de diámetro dado, D_0, en un lugar predeterminado de la nube numérica, caracterizado por su temperatura (T_{0n}) y su altura (Z_0) para el caso del ME y también por el tiempo de nube (t_{0n}) para el caso del MDT.

2.1 Dinámica

El planteo de la ecuación de movimiento es simple:

$$\frac{dz}{dt} = w - v_D$$

donde Z es la coordenada vertical de la posición del granizo, w es la velocidad de ascenso del aire en la nube y v_D es la velocidad de caída del granizo respecto del aire.

La trayectoria del granizo se obtiene integrando esta ecuación lo cual debe hacerse numéricamente ya que al deslizarse el granizo varía de tamaño y v_D depende del mismo:

$$v_D = \left(\frac{4}{3}\frac{D}{\rho} g \frac{\rho_i}{C_D}\right)^{1/2}$$

donde D es el diámetro del granizo, g la aceleración de la gravedad, ρ_i la densidad del granizo,tomada como constante e igual a 0,9 g/cm , ρ la densidad del aire en la nube y c_D el coeficiente de arrastre. El valor de D en cada paso de integración se calcula a partir de la masa y el cálculo de las variaciones que experimenta la misma constituye la parte más importante del modelo, que se verá en los párrafos que siguen. Cada trayectoria termina cuando el granizo llega al suelo o funde o, sin que ocurra ninguna de estas dos cosas, cuando alcanza 60 min de vida.

2.2 Procesos microfísicos. Aspecto cinemático

En su deslizamiento a través de la nubé el granizo va colectando agua y cristalitos en los procesos de acreción. Se presentan aquí las fórmulas cinemáticas que rigen estos procesos. Luego se verán las limitaciones que la termodinámica les impone.

a) Acreción de agua de nube.

Como se ve en Ghidella y Saluzzi (1980) el agua de nube (cuya concentración o relación de mezcla es Q_c) consiste en gotas muy pequeñas de velocidad de caída despreciable. La variación de masa de un granizo debida a la colección de estas gotas está dada por:

$$\frac{dm_c}{dt} = E_c \frac{\pi D^2}{4} v_D Q_c \rho_D$$

Siendo E_c la eficiencia de colección y ρ_d la densidad del aire seco.

b) Acreción del agua de lluvia.

La relación de mezcla del agua de lluvia es Q_t. Pero esta cantidad involucra todos los tamaños de gotas, cuya distribución es la siguiente:

$$dN_H = N_{OH}\, e^{-\lambda_H D_H}\, dD_H$$

donde D_H es el diámetro de cada gota, N_{OH} y λ_H son parámetros y N_H es el número de gotas por unidad de volumen. Además las gotas de lluvia tienen velocidad de caída apreciable dada por: $v_{DH} = a\, D_H^b$ (ver Ghidella y Saluzzi, 1980). Todo esto complica la fórmula de acreción, que dependerá de la velocidad relativa entre el granizo y cada gota. Para un intervalo dD_H se tendrá:

$$\frac{d^2 m_H}{dt} = E_H \frac{\pi}{4} (D + D_H)^2 |v_D - v_{DH}|\, dt\, N_{OH}\, e^{-\lambda_H D_H} dD_H \frac{\pi}{6} D^3 \rho_w$$

donde ρ_w es la densidad del agua. Integrando sobre todos los diámetros D_H se tiene:

$$\frac{dm_H}{dt} = E_H \frac{\pi}{4} Q_H \rho_d \left\{ D^2 \left| v_D - \frac{a\,\Gamma(4+b)}{\Gamma(4)\,\lambda^b} \right| + 8\frac{D}{\lambda} \left| v_D - a\frac{\Gamma(5+b)}{\Gamma(5)\lambda^b} \right| + \frac{20}{\lambda^2} \left| v_D - \frac{a\,\Gamma(6+b)}{\Gamma(6)\,\lambda^b} \right| \right\}$$

c) Acreción de cristalitos.

Los cristalitos, cuya relación de mezcla es Q_i, tienen velocidad de caída despreciable.

La variación de masa de cada granizo debida a la acreción de cristalitos será entonces:

$$\frac{dm_i}{dt} = E_i \frac{\pi D^2}{4} v_D\, Q_i\, \rho_D$$

donde E_i es la eficiencia de colección para este caso.

2.3 <u>Termodinámica</u>: <u>condiciones de crecimiento seco, húmedo y fusión</u>

Es la ecuación de balance de calor en la superficie del granizo la que gobierna el modo en que éste crecerá, como se verá en este apartado. Dicha ecuación es:

$$2\pi D V_e \Big[\underbrace{\psi L(\rho_{vs} - \rho_{va})}_{\mathrm{I}} + \overbrace{k(T_s - T_a)}^{\mathrm{II}}\Big] + f\left(\frac{dm_w}{dt}\right)_{ac} \overbrace{\Big[(T_0 - T_a)C_w - L_f + (T_s - T_0)C_i\Big]}^{\mathrm{III}} +$$
$$+ \underbrace{\left(\frac{dm_i}{dt}\right)_{ac} f' C_i (T_s - T_a)}_{\mathrm{IV}} = 0 \qquad (1)$$

El término (I) representa el calor intercambiado con el ambiente (nube) debido a la difusión del vapor hacia el granizo. ρ_{vs} y ρ_{va} son, respectivamente, las densidades del vapor en la superficie del granizo y en el ambiente; L puede ser el calor latente de sublimación o evaporación, según si la supèrficie del granizo se encuentra seca o húmeda, respectivamente. (II) representa el calor por conducción, que se va del granizo si éste crece o llega a él si funde. K es el coeficiente de conducción.

Los términos (I) y (II) aparecen multiplicados por Ve que es el coeficiente de ventilación, que tiene en cuenta efectos del flujo del aire alrededor del granizo, y que se calcula con la expresión:

$$V_e = 1.6 + 0.3\ S_c^{1/3}\ R_e^{1/2}$$

donde $Sc = \nu/\psi$ y $Re = D\ \frac{v_D}{\nu}$, números de Schmidt y de Reynolds, respectivamente, siendo ν la viscosidad cinemática.

El término (III) representa, para el caso en que el granizo está creciendo, el calor liberado por el agua que sobre él se congela, que se descompone en tres términos, correspondientes a tres etapas: absorción de calor por el agua en estado líquido hasta llegar a T_0, temperatura de fusión; liberación del calor de congelamiento y absorción de calor hasta llegar a la temperatura de equilibrio T_s. C_w y C_i son los calores específicos del agua y del hielo, respectivamente.

$$\frac{dm_w}{dt} = \frac{dm_c}{dt} + \frac{dm_H}{dt}$$

es el agua disponible cinemáticamente por acreción, y f es un factor que tiene en cuenta que no toda esta agua podrá congelar, con lo cual será $f \leqslant 1$. (IV) representa el calor que absorben los cristalitos al incorporarse al granizo a una temperatura T_s, en general mayor que la que tienen en la nube, T_a. C_i es el calor específico del hielo y f' es un factor que regula la acreción, relacionado con la eficiencia de colección ya que:

$$\left(\frac{dm_i}{dt}\right)_{ac} = \frac{1}{E_i}\left(\frac{dm_i}{dt}\right)$$

Según esta ecuación, el granizo crecerá de dos modos: crecimiento seco, en que $T_s < 0°C$, o crecimiento húmedo, en que $T_s = 0°C$. Se verá a continuación cómo se la utiliza para determinar a la vez T_s y el modo de crecimiento.

<u>1er. paso</u>: se ponen f=1 y $f' = E_i$. Utilizando el método de Newton-Raphson se despeja T_s. Se analiza el resultado: si $T_s < 0°C$ el crecimiento es seco y el granizo está en condiciones termodinámicas de adquirir toda el agua disponible cinemáticamente por acreción. Su crecimiento estará dado por:

$$\frac{dm}{dt} = \left(\frac{dm_w}{dt}\right)_{ac} + E_i\left(\frac{dm_i}{dt}\right) + R_{evsu}$$

E_i = 0.01 para este caso, dado que sobre un granizo seco se adhieren pocos cristales. Revsu representa el crecimiento debido a la sublimación del vapor sobre el granizo. Este término es mucho menor que los otros dos, y está dada por:

$$R_{evsu} = -2\pi D V_e \psi (\rho_{vs} - \rho_{va})$$

2º paso: se realiza si del cálculo resulta $T_s > 0°C$. Este resultado inconsistente se explica porque el cálculo fue hecho suponiendo que toda el agua disponible iba a congelar. Se concluye que el crecimiento será húmedo y que será $T_s = 0$. Pero siendo éste el caso la eficiencia de colección de cristalitos será mayor y puede ser que con el enfriamiento que éstos produzcan pueda congelar toda el agua.

En este caso se prueba esta posibilidad, que se llama "crecimiento límite". Se ponen f=1 y T_s=0 en la ecuación (1) y se calcula f', que será mayor que 0.01. Si resulta f' < 1 se acepta la hipótesis de crecimiento límite y el resultado será:

$$\frac{dm}{dt} = \left(\frac{dm_w}{dt}\right)_{ac} + f'\left(\frac{dm_i}{dt}\right)_{ac} + R_{evsu}$$

3er. paso: se realiza si resulta f' > 1. Se concluye que harían falta más cristales que los disponibles para que el agua pudiera congelar. Entonces no toda el agua congelará, el crecimiento será húmedo, será T_s = 0, f' = 1, y la ecuación (1) se utilizará para calcular dmw/dt, de manera que habrá "agua sobrante". Pero en este caso surge la duda de si solamente el agua que va a congelar llega a tener temperatura igual a cero o si lo hace toda el agua que interactúa con el granizo. Ante esta duda, se consideran los dos casos por separado, llamándoselos casos 1 y 2 respectivamente. Existe también la posibilidad de que el granizo contenga alguna fracción líquida, pero ésta no se ha contemplado. Se tiene entonces:

Caso 1:

$$\frac{dm_w}{dt} = \frac{2\pi D V_e \left[\psi L_s (\rho_{vs} - \rho_{va}) + K (T_s - T_a)\right] + \left(\frac{dm_i}{dt}\right)_{ac} C_i (T_s - T_a)}{L_f - C_w (T_o - T_a)}$$

con la siguiente ecuación de crecimiento:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{dm_w}{dt} + \left(\frac{dm_i}{dt}\right)_{ac} + R_{evsu}$$

Caso 2:

$$\frac{dm_w}{dt} = \frac{2\pi}{L_f} D V_e \left[\psi L \left(\rho_{vs} - \rho_{va}\right) + K\left(T_s - T_a\right)\right] + \left(\frac{dm_w}{dt}\right) C_w \left(T_o - T_a\right) + \frac{dm_i}{dt} \frac{C_i}{L_f} \left(T_o - T_a\right)$$

donde: $L = L_s \alpha + L_v (1-\alpha)$ y: $\alpha = \dfrac{dm_w}{dt} \Big/ \left(\dfrac{dm_w}{dt}\right)_{ac}$

Además: $$\frac{dm}{dt} = \frac{dm_w}{dt} + \left(\frac{dm_i}{dt}\right)_{ac} + \alpha R_{evsu}$$

El caso 2 puede representar la posibilidad de que el granizo adquiera por un tiempo corto toda el agua disponible y que luego se le escurra la que no congeló. Por eso es que L es un promedio entre L_s L_v con las fracciones del agua que congela y de la que no congela: se supone que en la difusión del vapor, una fracción α pasa a ser hielo y el resto agua que también es liberada. En el caso 2 el granizo crece más que en el caso 1.

Cuando la temperatura en la nube (T_a) es mayor que cero el granizo funde. No se siguen los primeros dos pasos del cálculo porque nunca va a ser $T_s<0$ y además no van a haber cristalitos. Se establece entonces $T_s = 0$ y se reconsidera la ecuación (1) según dos casos:
Caso 1: consistentemente con el caso correspondiente de crecimiento, se supone que no gay intercambio de calor con el agua "barrida" con lo cual se obtiene:

$$L_f \frac{dm_w}{dt} = 2\pi D V_e \left[\psi L_v \left(\rho_{vs} - \rho_{va}\right) + K\left(T_s - T_a\right)\right]$$

Caso 2: el agua barrida desciende su temperatura a cero, de manera que la ecuación (1) queda:

$$2\pi D V_e \left[\psi L_s \left(\rho_{vs} - \rho_{va}\right) + K\left(T_s - T_a\right)\right] + \left(\frac{dm_w}{dt}\right)_{ac} \left(T_o - T_a\right) C_w - L_f \left(\frac{dm_w}{dt}\right) = 0$$

Para los dos casos la variación de masa por fusión está dada por:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{dm_w}{dt} + R_{evsu} < 0$$

Puede observarse que en el caso 2 el granizo funde más que el el caso 1.

3. EXPERIMENTACION REALIZADA

Para las variables de la nube se utilizaron los resultados del ME para un día de tormenta en Mendoza. Estos resultados dieron un máximo de velocidad de ascenso del aire de 28.5 m/seg a los 7.100 m de altura con una temperatura en nube de -14ºC. El contenido máximo de agua de nube fue de 4 g/Kg a los 4.700 m. El máximo de lluvia fue de 6.7 g/Kg a los 7.300 m y el máximo de granizo de 7.6 g/Kg a los 8.500 m. Para hielo de nube se tuvo un máximo de 2 g/Kg a los 10.700 m y un tope de 11.100 m.

El modelo de trayectorias fue analizado en 3 etapas:

1a. etapa: se supuso que el granizo podía adquirir toda el agua disponible cinemáticamente en su recorrido, es decir, toda el "agua barrida". Se ignoró entonces su temperatura superficial, obteniéndose los resultados que figuran en la Tabla 1, donde D_f es el diámetro final alcanzado, H_m es el punto más alto de la trayectoria y t es el tiempo que tardó el granizo en caer, que si no figura es porque en 60 min de cálculo no llegó al suelo, figurando entonces la altura a la que llegó. Es de observarse que:

- Los granizos de embrión de 1 mm no llegan a caer. La corriente ascendente los empuja muy alto donde no tienen agua para crecer y allí se quedan o caen muy lentamente.
- Llegan a mayor altura aquellos que fueron introducidos donde la corriente ascendente es mayor o sea a menor temperatura.
- Los que llegan a caer alcanzan tamaños enormes.
- El diámetro final alcanzado no varía demasiado con el tamaño del germen porque los mayores caen antes y tienen menos tiempo para caer.
- El tiempo de caída varía mucho con el diámetro del germen.
- Los resultados dependen fuertemente del coeficiente de arrastre. Al ser menor, los granizos caen mucho antes.

Al calcularse las temperaturas para la superficie del granizo pero sin limitar su crecimiento, como si éste fuera siempre seco, se obtuvieron resultados razonables sólo cuando éste atravesaba zonas de la nube de temperatura baja y con poca agua disponible para la acreción comprobándose entonces la importancia de las limitaciones termodinámicas al crecimiento.

2a. etapa: se realizaron los cálculos teniendo en cuenta las limitaciones termodinámicas.

En la Figura 1 se muestran los resultados obtenidos para una misma trayectoria calculada de tres maneras distintas: sin limitaciones termodiánmicas (caso 0) y con limitaciones termodinámicas. Según los casos 1 y 2 explicados en 2.3. Se observa que para el caso 0 el granizo crece más y cae antes, pero su temperatura alcanza valores absurdos (mayores que cero en gran parte de la caída). Los casos 1 y 2 son más razonables. No difieren al principo y la diferencia total es pequeña. Experimentan dos períodos de crecimiento seco ($T < 0°C$). Uno es al principio, cuando la acreción es baja por ser el granizo chico. El otro ocurre más tarde, cuando el granizo, pese a ser más grande, se encuentra a gran altura donde la temperatura es baja y hay menos agua disponible para la acreción por la presencia de otros granizos. El tiempo de llegada a tierra está entre los 25 y 30 min para los dos casos y el diámetro alcanzado entre 2.25 y 2.50 cm. Pero para estas trayectorias se ha utilizado c_D=0.4, valor más bajo que el aceptado. Con c_D=0.6 el germen de 1 mm todavía no cae a los 60 min que es cuando se interrumpen los cálculos.

En la Figura 2 puede verse la trayectoria de un germen de 3 mm introducido a una altura en la cual la temperatura de la nube es de -8°C, con c_D=0.6. Se ve que es rápidamente llevado hacia arriba creciendo muy poco en la subida. Crece más cuando baja, llega a tener 3.25 cm para el caso 2 pero tarda 51 min en caer. Esta tardanza se debe a que la nube es estacionaria y que en todo el tiempo la corriente ascendente es relativamente intensa. De este resultado cabe inferir que si la nube decayera el granizo caería antes y no crecería tanto. Pero se han calculado también trayectorias con una nube no estacionaria utilizándose para ello el MDT. Los resultados se muestran en la Figura 3.

Los gérmenes fueron "introducidos" a los 21 min de nube, cuando ésta comenzaba a formar granizo y se encontraba por lo tanto en una etapa de crecimiento. Se observa que el germen de diámetro 3 mm tarda más en subir y crece más al hacerlo que el que se desarrolla en la nube estacionaria.

Alcanza su altura máxima cuando la nube llega a su mayor desarrollo y llega al suelo aproximadamente a los 36 min de crecimiento y 56 min de nube, cuando ésta recién comienza a decaer. Llega a tener aproximadamente 3 cm, es decir, es casi igual al de la Figura 2 pero tarda menos tiempo en formarse. La diferencia principal está en el período inicial: al principo la corriente ascendente es menos intensa, el granizo no es llevado tan rápidamente hacia arriba y permanece más tiempo en la región entre 6 y 8 Km de altura donde la acreción es relativamente alta. En la Figura 3 aparece también la trayectoria correspondiente a un germen de 1 mm. Es llevado bastante alto, donde hay poca acreción, y comienza a bajar cuando la nube decae, tardando casi 60 min en llegar al suelo y habiendo crecido muy poco.

4. CONCLUSIONES

Como era de esperar, son más realistas los resultados obtenidos con el MDT. Pero lejos de ser definitivos, estos resultados plantean varios interrogantes, preparando el camino para continuar investigando.

El modelo de trayectorias de granizo a partir de un germen dado puede mejorarse en varios aspectos:

- Tener en cuenta la variación de los coeficientes de difusión de vapor y de conducción del calor entre la superficie del granizo y la nube.
- Estudiar el coeficiente de ventilación.
- Estudiar las eficiencias de colección.
- Considerar que el granizo puede contener una fracción de agua.

Sin embargo se considera que estos cambios no alterarán los resultados obtenidos de manera demasiado significativa, siendo antes más importante el estudio de los siguientes problemas:

- La representatividad de los gérmenes. ¿Cuál es la probabilidad de que en la nube utilizada de ejemplo haya un germen de 3 mm o uno de 1 mm a los 21 min de evolución?
- La unidimensionalidad es una restricción muy importante que obliga a tratar toda la evolución del granizo en el seno de la corriente ascendente. Debido a esto, los gérmenes pequeños son llevados rápidamente a las regiones muy frías de la nube limitándose su crecimiento en el ascenso. Es posible de manera semi-artificial tener en cuenta para la nube la variación de las magnitudes en la dirección horizontal, tal vez a la manera de English (1973). Esta aproximación puede conseguirse sin necesidad de implementar un modelo bidimensional para nube entorno de los granizos aislados, y permite el tratamiento bidimensional de las trayectorias de estos últimos.

Agradecimientos: Al Sr. Bartolomé Vivarés y la Sra. Irma Graciela Renzini de Cardoso por la importante ayuda brindada en el aspecto computacional del trabajo.

BIBLIOGRAFIA

Browning, K.A., Foote, G.B., 1976: Airflow and hail growth in supercell storms and some implications for hail suppression; Quart.J. Roy.Meteor.Soc., 102, 499-533.

Dennis, A.S. y Musil, D.J., 1973: Calculations of hailstone growth and trajectories in a simple cloud model; J.Atmos.Sci., 30, 278-288.

English, M., 1973: Alberta Hailstorms. Part II. Growth of large hail in the storm; Meteor. Mongr., 14, 37-98.

Farley, R.D., Musil, D.J., Kopp, F.J. y Orville, H.D., 1976a: Final report on the numerical simulation of hailstorm modification by competing embryos; Report 76-5, Institute of Atmospheric Sciences, South Dakota School of Mines and Technology, Rapid City, South Dakota.

Ghidella, M.E., Saluzzi, M.E., 1979: Estudio de un modelo numérico de nube convectiva; GEOACTA, 10, N°1, 111-122.

Ghidella, M.E., Saluzzi, M.E., 1980: Estudio de un modelo parametrizado de nube convectiva a través de su aplicación a casos reales de convección severa; Publicación interna de la Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales.

Ghidella, M.E., 1981: Experimentos numéricos con un modelo de nube convectiva unidimensional dependiente del tiempo; GEOACTA, 11, N°1, 115-128.

Nelson, S.P., 1980: A study of hail production in a supercell-type storm using a Dopper derived wind field and a numerical hail growth model; NOOA technical memorandum. ERL-NSSL-89. PHD (Thesis).

TABLA 1

D_0 (cm)	Z_m (km)	D_f (cm)	t (min)	Z_f (km)	
0.1	10.2	1.4	-	9.2	
0.3	8.9	5.5	27.5	-	T_{0n} = -2°C
0.5	7.8	5.4	14.0	-	C_D = 0.6
0.8	6.9	5.9	11.5	-	
0.1	8.5	5.3	16.5	-	
0.3	7.1	4.8	9.5	-	T_{0n} = -2°C
0.5	6.4	4.3	8.5	-	C_D = 0.4
0.8	5.7	3.5	7.0	-	
0.1	10.5	0.4	-	10.5	
0.3	9.7	6.5	43.0	-	T_{0n} = -8°C
0.5	8.8	5.6	24.0	-	C_D = 0.6
0.8	7.7	5.4	12.5	-	
0.1	10.5	0.2	-	10.5	
0.3	10.1	1.4	-	9.1	T_{0n} = -15°C
0.5	9.1	6.5	39.0	-	C_D = 0.6
0.8	8.8	6.5	22.5	-	

Resultados principales para 12 trayectorias de granizos calculadas según el modo de "crecimiento seco". D_0: diámetro del germen; Z_m: altura máxima alcanzada; D_f: diámetro final; t: duración de la trayectoria; Z_f: altura alcanzada a los 60 min de cálculo, para las trayectorias que no llegan a tierra; T_{0n}: temperatura del germen; C_D: coeficiente de arrastre.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

Fig. 1: Evolución de la posición, temperatura y diámetro según tres modos de crecimiento para un granizo que crece a partir de un germen de 1 mm (D_0) con una temperatura de -2°C (T_{0n}) y con un coeficiente de arrastre de 0.4 (C_D) en una nube estacionaria.

Fig. 2: Evolución de la posición, temperatura y diámetro según dos modos de crecimiento para un granizo que crece a partir de un germen de 3 mm con una temperatura de -8°C y con un coeficiente de arrastre de 0.6 en una nube estacionaria.

Fig. 3: Evolución de posición, temperatura y diámetro para granizos que crecen a partir de gérmenes de 1 mm (----) y de 3 mm (——) ambos con temperaturas de -7.4°C, coeficiente de arrastre de 0.6 y originados a los 21 minutos de una nube no estacionaria.

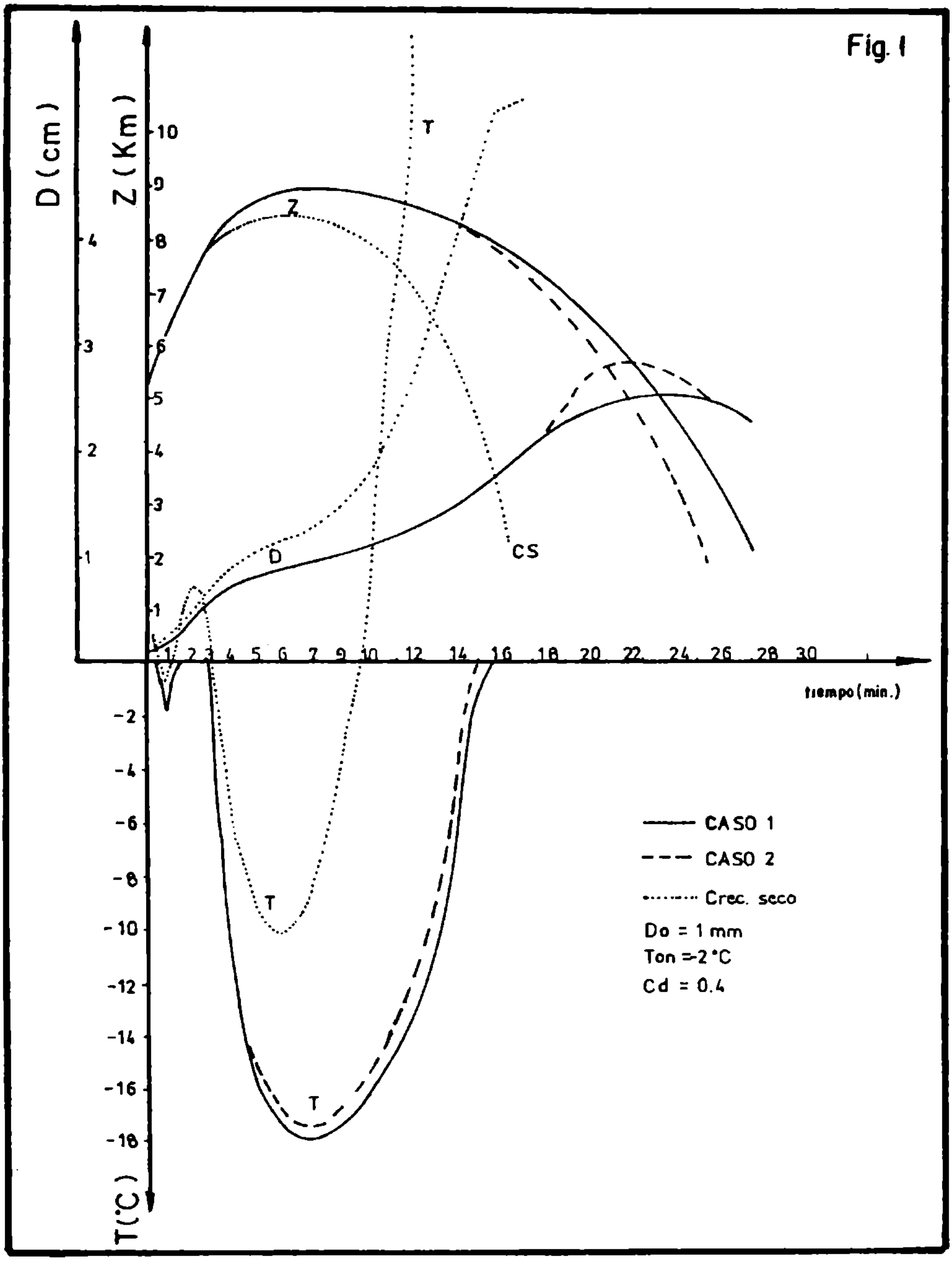

Fig. I
D (cm)
Z (Km)
T(°C)
tiempo (min.)
Z
D
T
CS
T
T
CASO 1
CASO 2
Crec. seco
Do = 1 mm
Ton =-2 °C
Cd = 0.4

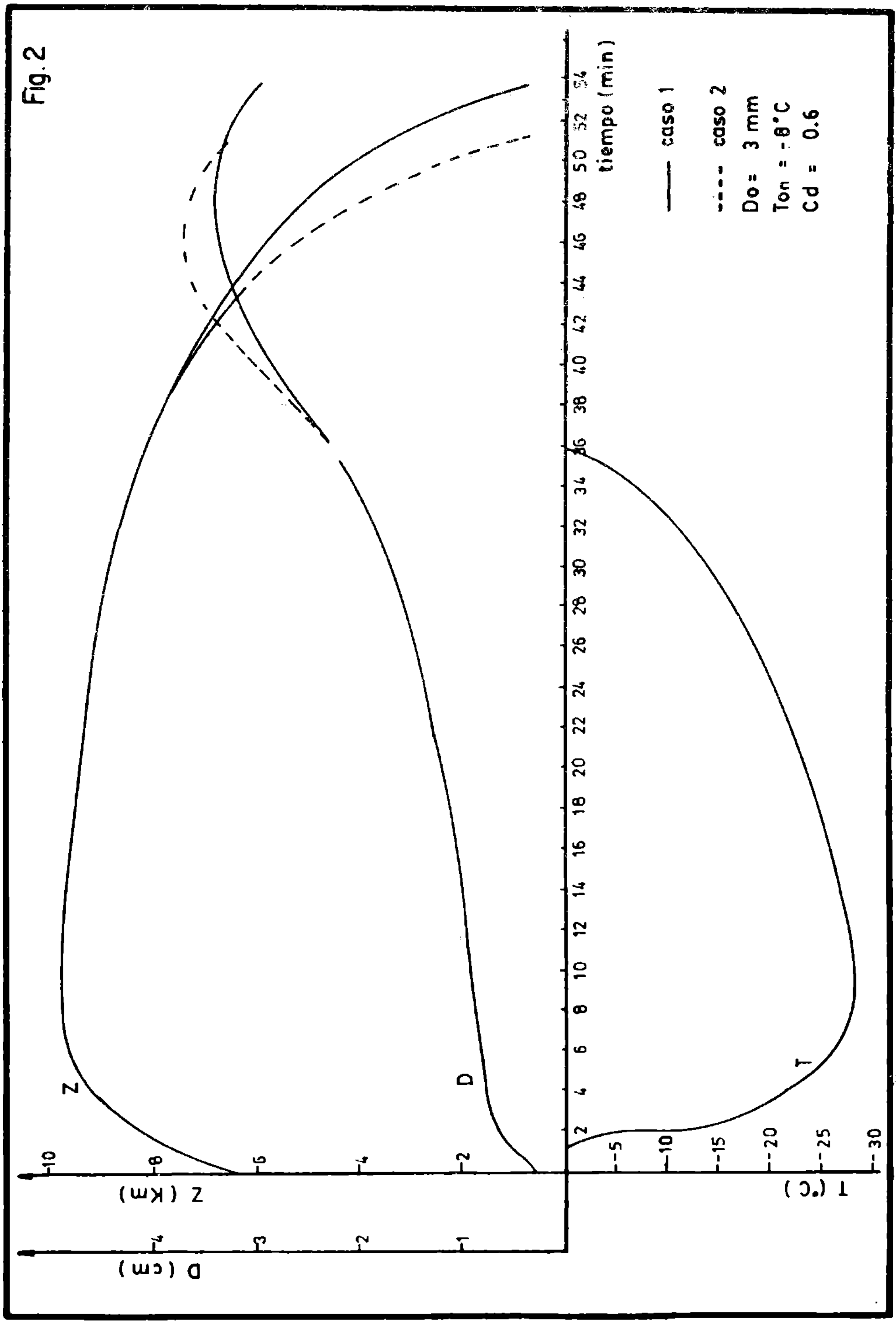

Fig. 2

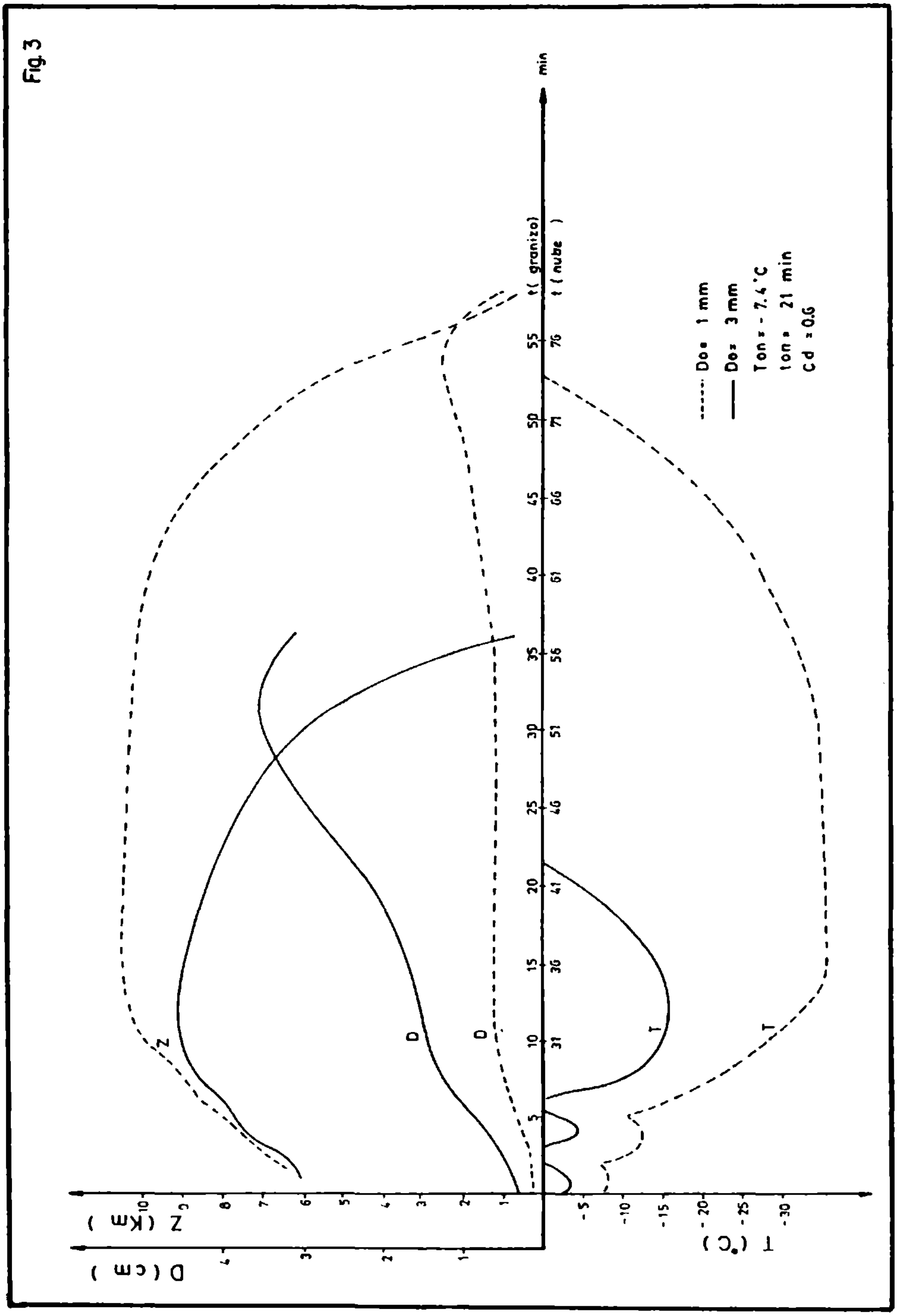
Fig.3
Z (Km)
D (cm)
T (°C)
t (granizo)
t (nube)
min
Do= 1 mm
Do= 3 mm
To= - 7.4°C
to= 21 min
Cd = 0.6