

Transferencia de carga eléctrica durante la colisión de granizos y cristales de hielo

Rodrigo Exequiel Bürgesser¹

Presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía y Física
como parte de los requerimientos para la obtención del grado de
Doctor en Física de la

Universidad Nacional de Córdoba

Diciembre, 2008

© FaMAF - UNC 2008

Director: Dr. Eldo Edgardo Ávila

¹Becario de CONICET

Dedicatoria

A mis padres

Códigos:

92.60.Nv Cloud physics; stratus and cumulus clouds.

92.60.Pw Atmospheric electricity.

92.60.Qx Storms

Palabras Claves:

Electrificación de nubes; Nubes de Tormenta; Partículas de Hielo.

Resumen

Las colisiones entre granizos y cristales de hielo en presencia de gotas de nube son consideradas como el principal mecanismo físico responsable de la electrificación de las nubes de tormenta. El objetivo de este trabajo fue realizar un estudio experimental, sobre este mecanismo de electrificación, bajo condiciones similares a las que ocurren en las nubes de tormentas. Con miras a cumplir el objetivo propuesto se realizaron mediciones de la intensidad de la corriente de cargado eléctrico de un granizo simulado, creciendo por acreción de gotas de agua sobreenfriadas, mientras colisionaba con cristales de hielo, los cuales crecían por deposición de vapor de agua.

Los experimentos se realizaron utilizando un túnel de viento vertical ubicado en una cámara fría. El granizo fue simulado, dentro del túnel, mediante un cilindro metálico sobre el cual se hacían acrecer gotas de agua sobreenfriadas e impactar a los cristales de hielo. Las mediciones se realizaron en un rango de temperatura entre -5 y $-30^{\circ}C$.

El estudio realizado consta de dos partes. En la primera parte se realizaron mediciones de la corriente eléctrica de cargado de un granizo, para valores del contenido efectivo de agua líquida (EW) entre 0 y $2 g m^{-3}$ y para tres diferentes velocidades de impacto entre el granizo y los cristales de hielo: 6, 8 y $11 m s^{-1}$. En la segunda parte las mediciones de la corriente eléctrica se realizaron para valores del EW entre 0,5 y $10 g m^{-3}$, y para una velocidad de impacto de $8 m s^{-1}$. Para poder realizar cada uno de estos estudios se debió diseñar y construir los dispositivos experimentales adecuados para tal fin.

A partir de las mediciones realizadas, se confeccionaron los diagramas del signo de la carga adquirida por el granizo en función de la temperatura ambiente, del contenido efectivo de agua líquida y de la velocidad de impacto de los cristales de hielo sobre el granizo. Los resultados encontrados muestran que para un cierto rango de temperaturas, entre -15 y $-20^{\circ}C$, la velocidad de impacto puede influenciar el signo del cargado del granizo. De hecho se observó que un aumento de la velocidad produce un corrimiento de la temperatura de inversión del signo, a temperaturas mayores. El análisis de los resultados también muestra que cuando el granizo crece en el régimen de crecimiento húmedo, no se produce separación de carga durante la colisión entre el granizo y los cristales de hielo, lo cual se corrobora con lo encontrado por otros autores. Además, los datos experimentales indican que este mecanismo de transferencia de carga es muy sensible a las condiciones superficiales de las partículas de hielo interactuantes, ya que diferentes tiempos de coexistencia entre la nube de cristales de hielo y la nube de gotas de agua producen cambios substanciales en

los diagramas de carga obtenidos. Esto puede explicar las discrepancias entre las observaciones realizadas por otros investigadores.

Mediante el método de medición implementado, fue posible determinar cuantitativamente no sólo la corriente de cargado, sino que también la carga media transferida al granizo por colisiones individuales de los cristales de hielo. Se obtuvo una parametrización simple de la carga transferida al granizo en función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquida. Esta parametrización puede ser utilizada en modelos numéricos de electrificación de nubes de tormentas.

Los nuevos resultados encontrados se discuten en el marco de los mecanismos de electrificación de las nubes de tormenta y proporcionan un avance en el conocimiento de los procesos físicos involucrados en los mecanismos de separación de carga eléctrica en las colisiones entre granizos y cristales de hielo.

Abstract

The collisions between graupel and ice crystals in the presence of supercooled water droplets is considered to be the main physical mechanism responsible for thunderstorm electrification. The objective of this work was to simulate in a laboratory experiment the ice-graupel collisions under conditions similar to those found in a thunderstorm, which include the growth of the graupel by the accretion of supercooled water droplets and the growth of the ice crystal by vapor deposition. In these experiments, the electric current generated during the impact of ice crystals onto the graupel was measured.

The experimental setup consists of a vertical wind tunnel placed inside a cold chamber. The graupel was simulated by a metal rod placed inside the wind tunnel. Water droplets accreted onto the metal rod, and the ice crystals impacted onto the graupel. The measurements were performed in a temperature range from -5 and -30°C .

The study consists of two parts. In the first part, the electric current on the graupel was measured for values of effective liquid water content (EW) between 0 and 2 g m^{-3} , and for three different impact velocities between the graupel and ice crystals: 6, 8 and 11 m s^{-1} . In the second part, the electric current on the graupel was measured with EW values between 0,5 and 10 g m^{-3} , keeping the impact velocity at 8 m s^{-1} . The experimental setup had to be specifically modified to accommodate for the different conditions of the two parts of the study.

The sign of the charge acquired by the graupel depended on the ambient conditions. Our measurements allowed the production of a charge diagram as a function of temperature, effective water liquid content and impact velocity. The results show that the sign of the charge acquired by the graupel depends on the impact velocity only in the temperature range between -15 and -20°C . At low temperatures the graupel gets negatively charged, and the opposite happens at high temperatures. The reversal sign temperature increases with the increase of the velocity. In agreement with previous studies, our measurements show that there is no charge transfer during collisions occurring while the graupel is in a wet growth regime. Our findings also suggest that the electrification mechanism is sensitive to the surface condition of the interacting ice particles, since different coexistence times between the ice crystal cloud and water droplet cloud result in meaningful changes in the charge diagrams. These differences could explain the discrepancies between the observations of previous studies.

The measurement method implemented in this work allows us to determine not only the electric current but also the mean charge transferred to the graupel during

a single ice crystal collision. A simple parametrization of the charge transfer to the graupel as a function of temperature and effective liquid water content is obtained. This parametrization could be incorporated in cloud electrification models.

These new results are discussed in the frame of the thunderstorms electrification mechanism and shed light to the understanding of the physical process involved in the electrical charge separation mechanisms during the graupel and ice crystal interactions.

Índice general

Resumen	VII
Abstract	IX
Agradecimientos	1
1. Introducción	3
1.1. Nubes de tormenta	3
1.2. Estructura eléctrica de las nubes de tormenta	4
1.3. Características eléctricas de las nubes de tormenta	4
1.4. Teorías de electrificación de nubes de tormentas	6
1.4.1. Teoría convectiva	6
1.4.2. Teoría precipitativa inductiva	8
1.4.3. Teoría precipitativa no inductiva	10
1.5. Mecanismos para la transferencia de carga	19
1.5.1. Teoría de ruptura de gotas	19
1.5.2. Fusión de hielo	19
1.5.3. Efecto Workman-Reynolds	19
1.5.4. Efecto termoeléctrico	20
1.5.5. Teoría de potencial superficial	21
1.5.6. Teoría de la capa cuasi-líquida	22
1.5.7. Hipótesis de transferencia por tasas relativas de crecimiento	23
1.5.8. Cargado por fragmentación de hielo	24
1.5.9. Cargado por dislocaciones	25
1.5.10. Cargado durante la multiplicación Hallet-Mossop	25
1.6. Objetivos	26
2. Arreglo experimental y Resultados	29
2.1. Descripción general del arreglo experimental	29
2.1.1. Medición y determinación de los parámetros relevantes	31
2.1.2. Adquisición de las temperaturas y de la corriente de cargado	33
2.2. Mediciones para bajos contenidos efectivos de agua líquida	33
2.2.1. Arreglo experimental	33
2.2.2. Medición	35
2.2.3. Resultados	38

2.3. Mediciones para altos contenidos de agua líquida	38
2.3.1. Arreglo experimental	41
2.3.2. Medición	43
2.3.3. Resultados	46
3. Discusión y Conclusiones	53
3.1. Intervalos elegidos de los parámetros	53
3.2. Diferencias en los métodos de medición	56
3.3. Resultados de los experimentos con distintas velocidades de impacto .	62
3.3.1. Comparación con estudios anteriores	64
3.4. Resultados de los experimentos para altos contenidos de agua líquida	69
3.4.1. Comparación con estudios anteriores	73
3.4.2. Parametrización de la carga transferida al granizo	75
3.5. Conclusiones	80
4. Apéndice	83
4.1. Cálculo del valor de EW para un granizo cilíndrico	83
4.2. Determinación de V , ρ_g y T_g para un granizo esférico	86
4.2.1. Determinación de T_g	86
4.2.2. Determinación de ρ_g	87
4.2.3. Determinación de la velocidad terminal de caída del granizo .	88
4.3. Determinación de la transición entre el régimen de crecimiento húmedo y seco de un granizo cilíndrico	88
4.4. Cálculo de la curva de transición entre la sublimación y la deposición de vapor de un granizo cilíndrico	89
5. Acta	91
6. Publicaciones	95
Bibliografía	119

Agradecimientos

Al Dr. Eldo Ávila

A la Dra. Nesvit Castellano

Al Dr. Rodolfo Pereyra

Al Dr. Guillermo Aguirre Varela

Al Sr. José Barcelona

A los integrantes del Grupo de Física de la Atmósfera

Al personal del Taller Mecánico de la Fa.M.A.F.

A todas las personas que colaboraron en la realización de este trabajo

Capítulo 1

Introducción

1.1. Nubes de tormenta

Las nubes en la atmósfera están compuestas de partículas de agua líquida y de hielo, y se forman donde el aire está localmente sobresaturado de vapor de agua y contiene un abundante número de núcleos de condensación. La condición de sobresaturación de vapor de agua se alcanza generalmente a través de un proceso de elevación de una parcela de aire subsaturada de vapor de agua. En el ascenso, la parcela se expande adiabáticamente y se enfría, y en consecuencia aumenta su presión de vapor. La altura a la cual se alcanza la condición de sobresaturación, y se empieza a formar la nube, es llamado nivel de condensación por elevación (LCL). En general, el LCL está alrededor de los 1000 metros sobre la superficie terrestre. Esta altura está por debajo de la altura correspondiente a la isoterma de 0°C , la cual típicamente se encuentra entre 4000 y 5000 metros sobre el nivel del suelo. Debido a esto, la gran mayoría de las nubes se forman a temperaturas mayores a la temperatura de fusión del agua y están compuestas enteramente por gotas de agua líquida. Las observaciones muestran que este tipo de nube no están fuertemente electrificadas y raramente producen descargas eléctricas.

Numerosas observaciones, en diferentes ubicaciones geográficas, revelan que las nubes cumulonimbus deben extenderse al menos $2 - 3 \text{ km}$ por sobre la isoterma de 0°C antes de que se observe la primera descarga eléctrica. Estas observaciones son consistentes con el mecanismo más favorecido para explicar la separación de carga eléctrica que lleva a la descarga: la colisión entre granizos y cristales de hielo. La presencia de este tipo de partículas requieren de nubes con mezcla de fase, es decir, de nubes donde coexistan de manera simultánea agua en los tres estados: vapor, líquido y sólido.

Existe una sorprendente variedad de condiciones meteorológicas que son favorables para producir las descargas eléctricas: nubes de tormenta de verano ordinarias, nubes de tormentas severas, huracanes, nubes de tormentas de invierno, convecciones oceánicas y sistemas convectivos de mesoescala. La característica común a todas estas situaciones es una región de mezcla de fase. La convección profunda sin una corriente vertical de aire ascendente (updraft) ni una región con mezcla de fase no producen

descargas eléctricas. Un ejemplo de este caso son las torres calientes oceánicas tropicales, las cuales alcanzan alturas de 15 kilómetros o más, y no producen descargas eléctricas.

1.2. Estructura eléctrica de las nubes de tormenta

La estructura electrostática de las nubes de tormenta fue expuesta en el curso del siglo 20 por mediciones remotas. Dos científicos británicos, G. C. Simpson y C. T. R. Wilson, de forma independiente y utilizando métodos distintos, fueron los primeros en descubrir la estructura de carga eléctrica en una nube de tormenta. Sin embargo, estos científicos mantuvieron, durante más de dos décadas, posiciones opuestas sobre la polaridad del momento dipolar de la nubes de tormenta. Simpson (1909) [73] midió la carga transportada por las gotas de lluvia debajo de las nubes de tormenta. A su vez, Wilson (1916, 1920)[88, 89] midió el cambio en el campo electrostático debido a las descargas eléctricas. El desacuerdo entre Wilson y Simpson fue resuelto mediante una serie de sondeos del campo eléctrico hechos por Simpson y Scrase (1937)[75], y Simpson y Robinson (1941)[74]. Estos científicos identificaron una estructura electrostática tripolar en las nubes de tormenta: una región de carga positiva superior, una región de carga negativa principal a alturas medias, y una región de carga positiva más pequeña a bajas alturas.

La región de carga negativa principal se encuentra localizada entre las isoterma de -10 y $-25^{\circ}C$, y se encuentra confinada verticalmente con una extensión de aproximadamente 1 km . Su extensión horizontal es de varios kilómetros y tiene una densidad de carga entre 1 y 10 C km^{-3} . La región de carga positiva superior es más difusa y puede extenderse verticalmente por varios kilómetros hasta el tope de la nube. La magnitud de la carga eléctrica que almacena es del mismo orden que la región de carga negativa principal, aunque su densidad de carga es menor. Las regiones superior positiva y negativa principal están usualmente separadas por una zona cuasi neutral. La región inferior de carga positiva es típicamente más pequeña y su carga es un orden de magnitud menor que las otras dos regiones, y puede extenderse por debajo de la isoterma de $0^{\circ}C$.

Generalmente existe una cuarta región de carga en el contorno superior de la nube de tormenta. Esta región tiene una polaridad negativa y usualmente se explica como una capa de apantallamiento.

1.3. Características eléctricas de las nubes de tormenta

Una teoría satisfactoria para explicar los mecanismos de electrificación de nubes de tormenta debe ser capaz de explicar todas las características eléctricas observadas en una nube de tormenta típica. Esta lista de características, que fue primero esbozada por Mason (1953)[53] y luego extendida por Moore y Vonnegut (1977)[59], es la siguiente:

- a. Para que ocurra una descarga, la altura de la nube debe ser mayor a $3 - 4 \text{ km}$. Las nubes de tormenta muy altas producen una mayor frecuencia de descargas que una nube de altura ordinaria.
- b. Aunque las descargas pueden ocurrir en nubes que no presentan fase de hielo, no se observa una electrificación fuerte a menos que la nube se extienda por sobre la isoterma de 0°C .
- c. Las regiones altamente electrificadas de las nubes de tormenta casi siempre coinciden con la coexistencia de hielo y agua sobreenfriada.
- d. La electrificación fuerte ocurre cuando la nube exhibe una fuerte actividad convectiva con un rápido desarrollo vertical.
- e. La generación de carga y los procesos de separación están asociados con el desarrollo de precipitación, probablemente en la forma de granizo. Las descargas se originan generalmente en la cercanía de regiones de alta precipitación.
- f. El primer *stroke* de la descarga ocurre generalmente entre los 12–20 minutos de la aparición de partículas de precipitación de tamaño detectable por el radar. La tasa inicial de cargado de las nubes se mantiene constante durante dos minutos aproximadamente.
- g. La duración promedio de la precipitación y de la actividad eléctrica de una celda simple de una nube de tormenta es de alrededor de 30 minutos.
- h. La localización de los centros de carga parece estar determinado por la temperatura y no por la altura sobre el suelo. El centro de carga negativo principal está generalmente ubicado entre las isotermas de -10 y -25°C , con el centro de carga positiva principal unos kilómetros por encima. Hay una pequeña región de carga positiva por debajo de la región principal negativa, cerca de la isoterma de 0°C , que parece estar asociada con la precipitación.
- i. En el estado maduro de una nube de tormenta puede existir un campo eléctrico de hasta 400 kV m^{-1} , dando lugar a una gran tasa de *flashes* por minuto. Esta tasa de *flashes* requiere una corriente de cargado promedio del orden de 1 A . La tasa de cargado requerida es de alrededor de $1 \text{ C km}^{-3} \text{ min}^{-1}$.
- j. El momento eléctrico promedio destruido en un *flash* es de alrededor de 100 C km ; siendo la carga correspondiente de $20 - 30 \text{ C}$.
- k. En algunos casos, el dipolo destruido por el *flash* puede apartarse de la vertical hasta 90° .

Estas características sugieren un rol fundamental de la precipitación, basada en hielo, en los mecanismos de electrificación de nubes de tormenta.

1.4. Teorías de electrificación de nubes de tormentas

Numerosos investigadores han propuesto distintas teorías para explicar las características eléctricas observadas en las nubes de tormentas.

Algunas de las teorías propuestas sugieren que las cargas eléctricas son suministradas por fuentes externas a las nubes, mientras que otras, en cambio, suponen que las partículas de nubes adquieren una carga eléctrica debido a la interacción entre ellas.

Las dos teorías de electrificación de nubes de tormentas más importantes son la teoría convectiva y la teoría precipitativa.

La teoría convectiva supone que las partículas de nube atrapan iones atmosféricos, y que estas partículas de nube cargadas son separadas por la diferencia entre sus velocidades de caída. En cambio, la teoría precipitativa supone que las partículas de nube adquieren una carga eléctrica debido a la interacción entre ellas. La diferencia en la velocidad de las partículas, debido a la diferencia de tamaños, hace que las partículas colisionen y, esta teoría sugiere que, durante este contacto, las partículas intercambian una carga eléctrica. En esta teoría se puede identificar dos tipos de mecanismo, el mecanismo inductivo, el cual supone que la interacción entre las partículas de nube se produce en presencia de un campo eléctrico, y el mecanismo no inductivo, el cual supone que no es necesario la presencia de un campo eléctrico durante la interacción para que se produzca la transferencia de carga eléctrica entre las partículas interactuantes.

1.4.1. Teoría convectiva

Esta teoría, que fue propuesta por Grenet (1947)[27] y extendida luego por Vonnegut (1953)[81], se basa en el transporte vertical de iones atmosféricos por las corrientes de aire ascendentes y descendentes de las nubes de tormentas. Este mecanismo supone que los iones positivos, generados por los puntos de descarga del suelo, son transportados por las corrientes de aire verticales ascendentes dentro de la nube hasta el tope de la misma. Una vez en el tope de la nube, estas cargas atraen a pequeños iones negativos de la atmósfera. Los iones negativos atraídos se adhieren a las partículas de nubes, las cuales son atrapadas por las corrientes de aire verticales descendentes externas y transportados a la parte baja de la nube. Esta carga negativa genera una mayor cantidad de iones positivos en la parte baja de la nube dando lugar a un mecanismo de realimentación positiva.

Vonnegut et al. (1962) [82] demostraron que la teoría de transporte de iones por convección es altamente probable que ocurra. Estos autores produjeron de forma artificial una carga espacial positiva debajo de la base de un cúmulo de aproximadamente 2 km de altura y lograron establecer en la nube una estructura eléctrica dipolar, en la que aparentemente había carga negativa y positiva en su parte inferior y superior, respectivamente.

Sin embargo, Wormell (1953)[92] señaló que la concentración de iones presentes alrededor de una nube de tormentas es insuficiente para lograr la tasa de generación de carga eléctrica observada en éstas. Standler y Winn (1979)[76] demostraron que

los puntos de descarga de corriente no son suficientes para lograr las corrientes de descargas eléctricas observadas y, además, que las cargas positivas resultantes no forman una columna vertical desde el suelo hasta la nube, sino una capa de 100–200 metros de altura cerca de la superficie terrestre. Chalmers (1963)[18] cuestionó la validez de esta teoría argumentando que las corrientes ascendentes también deberían transportar, junto con las partículas de carga positiva, a las partículas de carga negativa que han sido transportadas por las corrientes descendentes a la parte baja de la nube de tormenta. También existen algunas dudas respecto a la ventana temporal de este proceso ya que no se generan puntos de descargas hasta que el campo eléctrico a nivel del suelo ha alcanzado un valor de alrededor de 800 V m^{-1} , el cual es suficientemente alto para producir las descargas eléctricas. Entonces no habría iones positivos a nivel de suelo para iniciar el proceso. Además, el tiempo necesario para que los iones positivos alcancen el tope de la nube es considerablemente alto, lo cual haría al proceso demasiado lento para poder explicar la electrificación observada en las nubes de tormenta.

Masuelli et al. (1997) [57] utilizaron un modelo numérico del cargado de nubes mediante un proceso convectivo y encontraron que las tasas de desarrollo del campo eléctrico eran inadecuadas.

Helsdon et al. (2002) [33] examinaron la hipótesis de cargado convectivo usando un modelo de electrificación de tormenta tridimensional para una nube de tormenta pequeña y débil, y para una nube de tormenta grande y severa. El modelo incluía un tratamiento completo de iones pequeños, del pegado de hidrometeoros, de los puntos de descargas superficiales dependientes del campo y de las corrientes de Maxwell. Los resultados obtenidos para ambas simulaciones indican una estructura eléctrica débil y desordenada durante las etapas madura y de disipación de la nube. Además, las corrientes dentro de las tormentas fueron disipativas y la nube actuó como una barrera a las corrientes de conducción externa. Ellos encontraron que su tratamiento de pequeños iones y su pegado a los hidrometeoros puede explicar la formación de las capas de apantallamientos, entonces este aspecto del mecanismo puede jugar aún un rol importante en la estructura de carga de las nubes de tormentas. Sin embargo, como la hipótesis de cargado convectivo no es capaz de producir por sí misma un cargado significativo o un campo eléctrico fuerte en sus simulaciones de nube, ellos concluyeron que este mecanismo no es viable para la electrificación de las nubes.

Una variación de esta teoría fue propuesta por Wilson (1929)[90], el cual sugirió que una gota de lluvia polarizada por un campo eléctrico vertical puede adquirir una carga neta por un proceso de captura selectiva de iones. Una gota de lluvia cayendo en el campo eléctrico de una nube de tormenta estaría polarizada de forma tal que su mitad inferior atraería iones negativos. Entonces la gota adquiriría una carga neta negativa y la transportaría a la parte inferior de la nube aumentando de esta forma el campo eléctrico existente. Sin embargo, existe un límite para la carga neta adquirida por la gota debido a este proceso. Una vez que la gota adquirió una carga negativa suficiente comenzará a repeler a los iones negativos y si, además, la movilidad de los iones en el campo eléctrico ambiente es demasiada alta, la gota no será capaz de capturarlos. El campo eléctrico máximo para que se produzca la captura de iones negativo por parte de una gota, cayendo a una velocidad terminal de 8 m s^{-1} para

una movilidad de los iones de $1,5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}$, es de 50 kV m^{-1} . Este valor de campo eléctrico es rápidamente alcanzado por las nubes de tormenta, lo que haría que este mecanismo no sea efectivo en la electrificación de las nubes de tormenta.

1.4.2. Teoría precipitativa inductiva

El mecanismo inductivo fue una de las primeras teorías de electrificación de nubes de tormentas. Este mecanismo fue propuesto por Elster y Geitel en 1913 [23] y desde entonces ha sido modificado por numerosos investigadores.

Esta teoría se basa en el hecho que una partícula cayendo a través de una campo eléctrico vertical presenta una carga de polarización de signo opuesto en su parte inferior y superior. Entonces, en el campo eléctrico generado por las regiones de carga positiva superior y negativa principal de una nube de tormenta, la partícula tendría una carga de polarización positiva en su parte inferior y una negativa en su parte superior. Luego, las partículas de menor tamaño que colisionan y rebotan en la parte inferior de la partícula polarizada, remueven parte de la carga positiva de polarización, la cual sería transportada a la parte superior de la nube, aumentando la región de carga positiva. Mientras tanto, la partícula de mayor tamaño transportaría una carga neta negativa a la base de la nube, incrementando la región de carga negativa. Por lo tanto, este modelo provee de un mecanismo de realimentación positiva del campo eléctrico existente.

Elster y Geitel (1913) [23] propusieron esta teoría para gotas de agua, y más tarde, Muller-Hillebrand (1954)[60] y Latham y Mason (1962)[49] la extendieron para partículas de hielo. Existen tres combinaciones posibles de partículas interactuantes para este mecanismo: agua-agua, agua-hielo y hielo-hielo. Sin embargo, cada una de estas combinaciones presentan fuertes limitaciones para poder explicar la electrificación de las nubes de tormentas.

En el caso agua-agua es más probable que una gota que colisione con otra coalesca en lugar de rebotar. Esto es aún más probable en la presencia de un campo eléctrico externo. Jennings (1975)[45] demostró que la probabilidad de coalescencia tiende a uno para campos eléctricos mayores que 25 kV m^{-1} . Saunders y Al-Saed (1976) [69] observaron que cuando dos gotas de agua grandes colisionan, éstas coalescen parcialmente, giran una alrededor de la otra y luego se separan. Las cargas inducidas separadas son tales que reducen el campo eléctrico ambiente, oponiéndose a la realimentación positiva del mismo.

Un problema similar al presentado en el caso agua-agua ocurre para el caso agua-hielo. Una gota sobreenfriada que colisione con un granizo es más probable que se congele en el impacto a que rebote. Aufdermaur y Johnson (1972)[1] observaron que una de cada 100 gotas que colisionan con un granizo rebotan, y esto ocurre en las regiones de la nube donde los granizos están muy poco polarizados, lo cual reduce la posibilidad de obtener una separación de carga significativa. Además, mientras el granizo adquiere una carga eléctrica neta, el ecuador eléctrico del granizo se mueve hacia abajo, entonces las gotas que, en lo sucesivo, colisionen y reboten adquirirán una carga neta de signo opuesto, oponiéndose al proceso de realimentación positiva. También existe la posibilidad que una gota, luego de haber rebotado y removido una

carga eléctrica de un granizo, colisione con otro y coalesca, limitando la cantidad de carga que puede ser transferida a la parte superior de la nube.

Entonces, en los casos agua-agua y agua-hielo, no es probable que este mecanismo funcione, y si lo hace, la carga transferida se opone al campo eléctrico existente.

En el caso hielo-hielo, Latham y Mason (1962)[49] observaron que cuando dos partículas de hielo se ponen en contacto durante distintos intervalos de tiempo, existe separación de carga eléctrica, lo cual está de acuerdo con la teoría. Sin embargo, no se obtuvieron resultados satisfactorios en sus experimentos de laboratorio. No se encontró una transferencia de carga eléctrica apreciable durante la colisión de cristales de hielo sobre un blanco de hielo cilíndrico a una velocidad de impacto de 30 m s^{-1} en un campo eléctrico de 70 kV m^{-1} . Aufdermaur y Johnson (1972)[1] impactaron gotas de agua congeladas sobre un blanco cubierto de hielo y encontraron una transferencia de 50 fC de carga por colisión. Sin embargo, el valor de la carga transferida no se vio afectado por el campo eléctrico externo.

Gaskell (1981)[25] observó que la carga eléctrica separada durante una colisión entre partículas de hielo fue significativamente menor a la predicha por la teoría y lo atribuyó al corto tiempo de contacto entre ambas partículas. Para que exista una transferencia de carga apreciable, el tiempo de contacto entre las partículas debe ser del orden del tiempo de relajación para la redistribución de carga. Gross (1982)[29] demostró que, para el hielo puro, este tiempo de relajación es significativamente mayor que el tiempo de contacto estimado para las colisiones hielo-hielo. Illingworth y Caranti (1985)[37] encontraron que, en general, la conducción del hielo puro es muy baja para lograr una transferencia de carga completa durante el tiempo de contacto. Brooks y Saunders (1992)[10] observaron que, cuando se reemplazaba a las partículas de hielo de impacto por esferas de metal conductoras, la carga media separada era apreciablemente mayor, lo cual fue atribuido al menor tiempo de relajación eléctrico del metal respecto del hielo.

La principal dificultad del mecanismo inductivo es respecto a las observaciones de campo. Gaskell et al. (1977) [26] calcularon que la carga máxima Q_m (pC) que puede adquirir una partícula de diámetro d (mm) en un campo eléctrico E ($kV \text{ cm}^{-1}$) debido al mecanismo inductivo es:

$$Q_m = A \times E d \quad (1.1)$$

donde, $A = 5,5 \frac{pC \text{ cm}}{kV \text{ mm}}$.

Sin embargo, las cargas medidas en partículas de precipitación de nubes de tormentas han sido, en general, mayores que este límite y no pueden ser explicadas en términos de este mecanismo. Christian et al. (1980) [19] realizaron observaciones en los períodos de electrificación temprana de la nubes de tormenta y encontraron granizos con cargas mayores a las que pueden ser generadas en el campo eléctrico máximo medido en las nubes de tormenta. Ellos concluyeron que es improbable que las cargas en las partículas de nube que producen la primera descarga eléctrica sean generadas por el proceso inductivo.

Por último, esta teoría no puede explicar la dependencia observada de la región

de carga negativa principal con la temperatura.

1.4.3. Teoría precipitativa no inductiva

Reynolds et al. (1957)[68] realizaron el primer experimento de cargado de granizos creciendo por acreción en laboratorio. Para ello hicieron circular dos esferas de metal a través de una nube de gotas de agua sobreenfriadas y de cristales de hielo dentro de una cámara fría, la cual podía ser enfriada hasta $-25^{\circ}C$. Las esferas tenían 4 mm de diámetro y seguían una trayectoria circular de 6 cm de radio a una velocidad de 10 m s^{-1} . Las esferas adquirieron una carga eléctrica negativa para altos contenidos de agua líquida (el contenido de agua líquida se define como la masa de agua líquida por unidad de volumen de aire), y una carga positiva para bajos contenidos. En este último caso el signo de la carga transferida podía ser revertido si se calentaban las esferas. Además, ellos observaron que el signo de la carga se invertía, de negativo a positivo, a medida que se aumentaba la concentración de cristales de hielo de valores entre 10^2 y 10^5 L^{-1} a valores entre 10^4 y 10^6 L^{-1} . Un resultado importante obtenido por estos autores fue que, en ausencia de gotas de agua sobreenfriadas, la corriente de cargado es, al menos, un orden de magnitud menor que en la presencia de éstas. Entonces, estas observaciones establecen que la acreción es una condición importante para el cargado del granizo.

Takahashi (1978)[77] hizo circular un cilindro de 3 mm de diámetro y 4 cm de largo a través de una nube de gotas de agua sobreenfriada y de cristales de hielo crecidos por vapor de agua a una velocidad de 9 m s^{-1} . Estos experimentos mostraron que el signo y la magnitud de la carga adquirida por el cilindro estaban controlados por la temperatura del aire y el contenido de agua líquido. En la Figura 1.1 se muestra el diagrama de cargado del granizo en función de la temperatura y del contenido de agua líquido obtenido por Takahashi. Se puede observar que, para temperaturas mayores a $-10^{\circ}C$, el cilindro se cargaba positivamente para todos los contenidos de agua líquida utilizados, y para temperaturas menores a $-10^{\circ}C$, el signo de la carga es positivo tanto para valores altos y bajos del contenido de agua líquida, y negativo para valores intermedios.

Jayarathne et al. (1983)[44], en un estudio similar al realizado por Takahashi, utilizaron un granizo cilíndrico de 5 mm de diámetro y 30 cm de largo, y una velocidad de impacto de $3,6\text{ m s}^{-1}$. Ellos observaron que el granizo simulado sujeto a interacciones con cristales de hielo se cargaba de manera positiva para altas temperaturas y altos contenidos de agua de nube, y de manera negativa para bajas temperaturas y bajos contenidos de agua líquida. Para un valor del contenido de agua líquida de 1 g m^{-3} , estos autores encontraron que para una temperatura de alrededor de $-20^{\circ}C$ se invertía el signo de la carga adquirida por el granizo. Esta temperatura se denomina temperatura de inversión de signo.

Keith y Saunders (1990)[46] modificaron la cámara de nube utilizada por Jayaratne et al. (1983)[44] con el objetivo de trabajar con cristales de hielo de mayor tamaño. A diferencia de Jayaratne et al. (1983), estos autores utilizaron un blanco fijo, ubicado en un túnel de viento, sobre el cual impactaban los cristales de hielo que eran arrastrados por el flujo de aire. Estos autores realizaron mediciones con velocidades entre 2 y

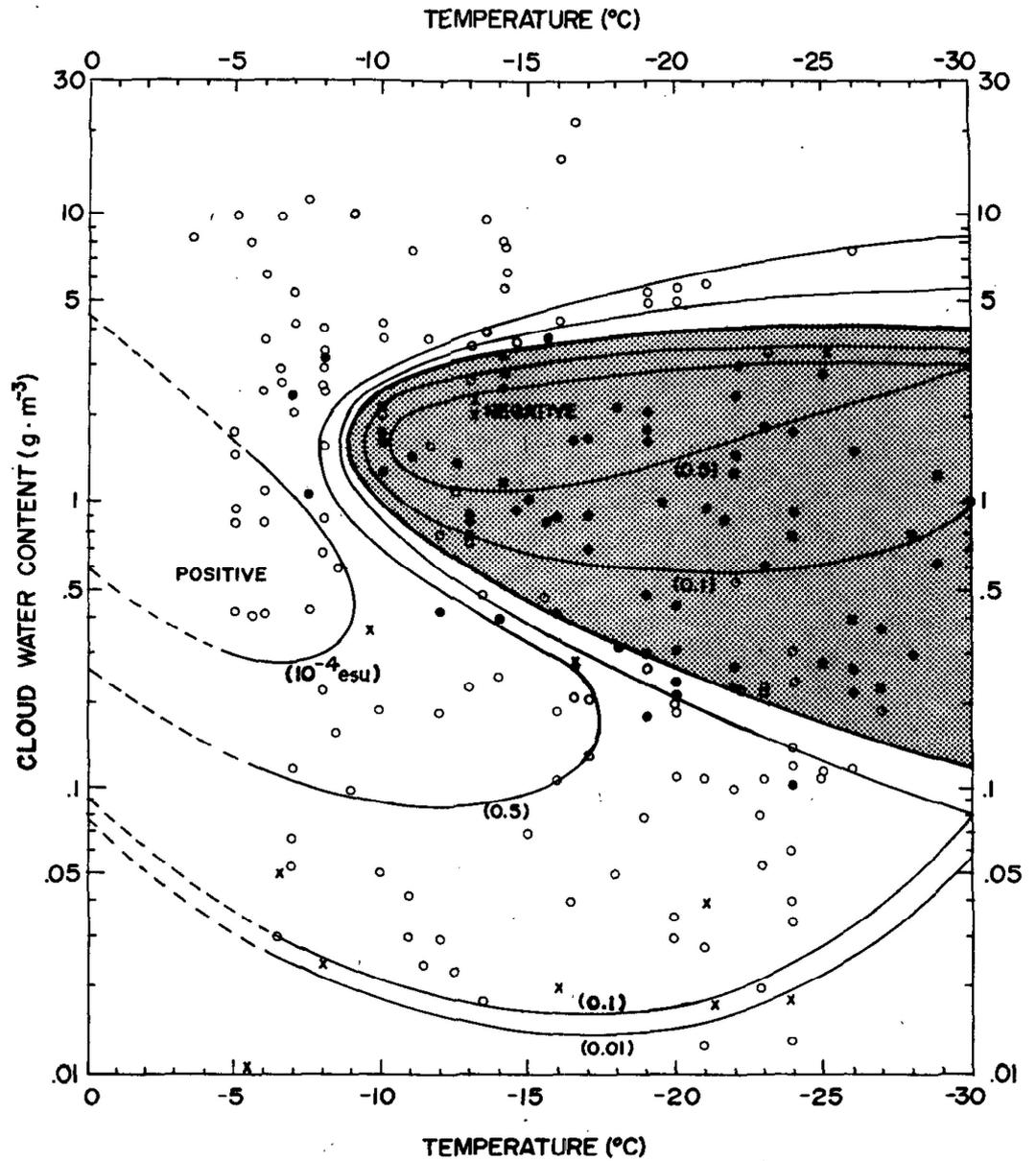


Figura 1.1: Cargado del blanco, obtenido por Takahashi (1978) [77], en función de la temperatura y del contenido de agua de nube. Los círculos vacíos representan un cargado positivo, los círculos llenos un cargado negativo y las cruces los casos de carga cero.

d_c	Ω	α	β
10 – 155 μm	$8,54 \times 10^{-9}$	3,76	2,5
155 – 452 μm	$9,71 \times 10^{-5}$	1,9	2,5
452 – 800 μm	$7,47 \times 10^{-1}$	0,44	2,5

Cuadro 1.1: Constantes de la parametrización de Keith y Saunders (1990) [46] para temperaturas entre -6 y $-15^\circ C$.

d_c	Ω	α	β
10 – 155 μm	$-4,47 \times 10^{-7}$	2,54	2,8
155 – 800 μm	$-3,72 \times 10^{-2}$	0,5	2,8

Cuadro 1.2: Constantes de la parametrización de Keith y Saunders (1990) [46] para temperaturas entre -15 y $-30^\circ C$.

25 m s^{-1} , y con cristales de hielo de hasta $800 \mu m$ de diámetro. Keith y Saunders presentaron, como resultados de sus mediciones, una fórmula empírica de la carga transferida al blanco (q) en función del diámetro del cristal de hielo (d_c) y de la velocidad de impacto (V):

$$q = \Omega d_c^\alpha V^\beta \quad (1.2)$$

La carga está expresada en fC , el diámetro en μm y la velocidad en $m s^{-1}$. Las constantes Ω , α y β toman diferentes valores según los intervalos de temperatura y tamaños de cristal de hielo considerados. Para temperaturas entre -6 y $-15^\circ C$, donde el signo de la carga transferida al granizo fue siempre positivo, los valores de Ω , α y β se presentan en el Cuadro 1.1. Para temperaturas entre -15 y $-30^\circ C$, donde el blanco adquiere una carga negativa, los valores de Ω , α y β se presentan en el Cuadro 1.2.

Saunders et al. (1991)[71] realizaron mediciones de transferencia de carga durante las interacciones de un granizo y de cristales de hielo para una velocidad de $3,6 \text{ m s}^{-1}$. En la Figura 1.2 se muestra el diagrama de inversión del signo de cargado obtenido por estos autores. Saunders et al. encontraron que una variable más adecuada para describir la transferencia de carga es el contenido de agua líquida efectivo en lugar del contenido de agua líquida. El contenido de agua líquida efectivo (EW) es la masa de agua de las gotas de nube por unidad de volumen de aire que son colectadas por el granizo formando la acreción. El EW es proporcional al contenido de agua líquida, con una constante de proporcionalidad llamada eficiencia de colección de gotas por parte del granizo (E). La eficiencia de colección es una función del tamaño del granizo, de la velocidad del viento y de los tamaños de las gotas de agua.

Brooks et al. (1997)[11] propusieron a la velocidad de acreción (RAR), definida como la masa de agua congelada sobre el granizo por unidad de tiempo y de área, como una variable más adecuada que el EW para estudiar la transferencia de carga. La velocidad de acreción se relaciona con el contenido de agua líquida efectivo y con

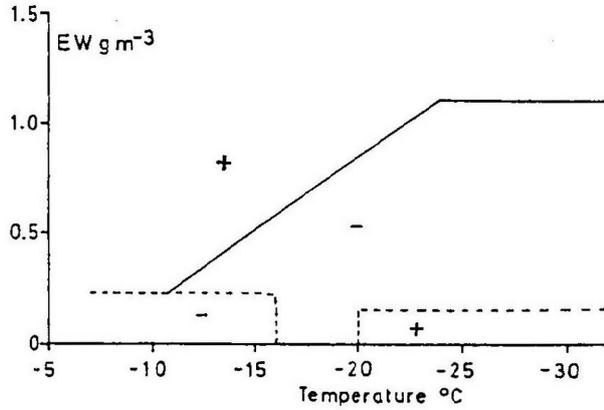


Figura 1.2: Diagrama del signo de cargado en función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquido obtenido por Saunders et al. (1991)[71].

la velocidad de impacto de la siguiente manera;

$$RAR = V \times EW \quad (1.3)$$

Estos autores realizaron mediciones de transferencia de carga a una temperatura ambiente de -15°C . En la primera parte de sus experimentos, fijaron la velocidad del flujo de aire y variaron el valor del contenido de agua líquida efectiva hasta encontrar el valor del mismo para el cual ocurría la inversión del signo de la carga adquirida por el granizo. Utilizaron dos valores de velocidades, 3 y 9 m s^{-1} , y los valores de EW que encontraron fueron de $0,6$ y de $0,2 \text{ g m}^{-3}$, respectivamente. Para estos dos casos el valor del RAR obtenido fue de $1,8 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. En la segunda parte de sus experimentos, estos autores fijaron el valor del contenido efectivo de agua líquida en $0,3 \text{ g m}^{-3}$, y variaron la velocidad de impacto. Para el intervalo de velocidades entre 3 y 5 m s^{-1} encontraron un cargado negativo del granizo y para el intervalo entre 6 y 8 m s^{-1} , un cargado positivo. El valor de la velocidad de acreción encontrado en este caso fue de $1,7 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Con estos resultados, los autores concluyeron que el signo de la carga transferida depende directamente de la velocidad de acreción. La crítica más importante que se hace a este trabajo es el escaso número de datos experimentales en los cuales se basaron para extraer sus conclusiones.

Saunders y Pecks (1998) [72] realizaron estudios de laboratorio del cargado de nubes de tormenta en términos de la velocidad de acreción. Las mediciones se realizaron con velocidades del flujo de aire entre 4 y 11 m s^{-1} con una velocidad media de $7,5 \text{ m s}^{-1}$ y en un rango de temperaturas entre $-3,4$ y $-36,2^{\circ}\text{C}$. Los autores encontraron una parametrización de la curva de inversión del signo de cargado en función de la temperatura y de la velocidad de acreción. En la Figura 1.3 se muestra los resultados obtenidos por Saunders y Pecks junto con la parametrización. La parametrización de la velocidad de acreción en función de la temperatura encontrada por estos autores es un polinomio de grado seis cuyos coeficientes se muestran en el

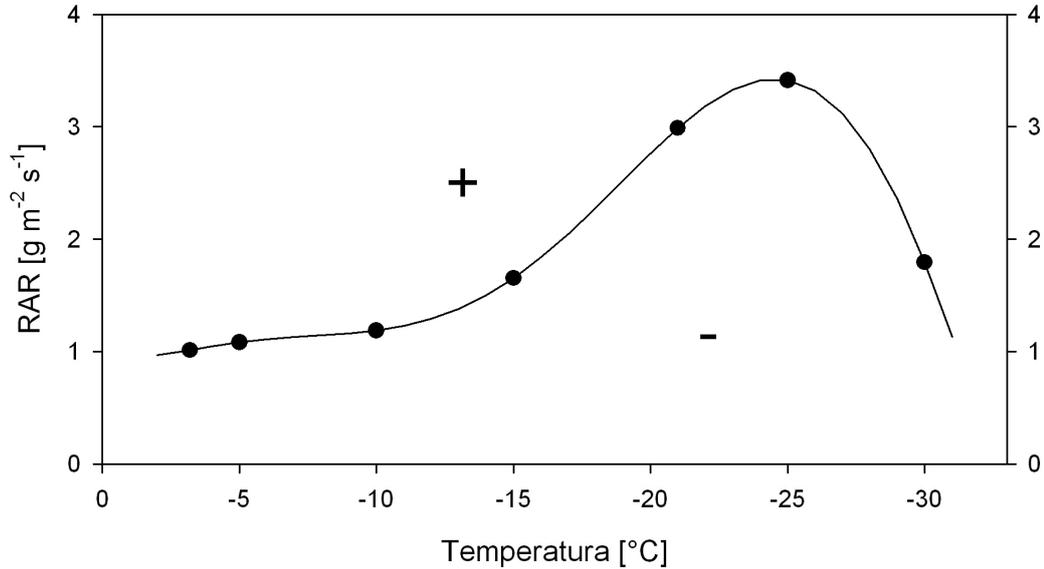


Figura 1.3: Diagrama del signo de cargado en función de la temperatura y de la velocidad de acreción obtenido por Saunders y Pecks (1998)[72].

Cuadro 1.3. Esta parametrización es válida para velocidades entre 4 y 11 $m s^{-1}$ y para temperaturas entre $-3,4$ y $-36,2^{\circ}C$.

Pereyra et al. (2000)[63] realizaron mediciones de transferencia de carga por colisiones de cristales de hielo sobre un granizo estacionario. Estos autores utilizaron un cilindro metálico ubicado en un túnel de viento vertical sobre el cual hacían crecer gotas de agua sobreenfriadas y colisionar cristales de hielo. A diferencia de los trabajos citados anteriormente, en éste se generaban la nube de gotas de agua sobreenfriadas y la nube de cristales de hielo en cámaras separadas, permitiendo que estas nubes se mezclaran en su camino hacia el blanco. Pereyra et al. (2000) realizaron mediciones en el intervalo de temperaturas entre -5 y $-30^{\circ}C$ y con contenidos efectivo de agua líquida en el intervalo entre 0, 1 y 4 $g m^{-3}$, y a una velocidad de 8,5 $m s^{-1}$. En la Figura 1.4 se muestran los resultados obtenidos por Pereyra et al., graficados en función del contenido efectivo de agua líquida y de la temperatura ambiente. Los cuadrados indican un cargado eléctrico negativo del granizo y los círculos, un cargado positivo.

Ávila y Pereyra (2000)[4] realizaron mediciones de transferencia de carga utilizando un dispositivo experimental similar al utilizado por Pereyra et al. (2000)[63]. Estos autores utilizaron dos espectros de tamaños de gotas de nube, uno con un diámetro de volumen medio de 21 μm y el otro de 15 μm . Las mediciones fueron realizadas

<i>Coficiente</i>	<i>T°C</i>
1, 0	T^0
$7, 9262 \times 10^{-2}$	T^1
$4, 4847 \times 10^{-2}$	T^2
$7, 4754 \times 10^{-3}$	T^3
$5, 4686 \times 10^{-4}$	T^4
$1, 6737 \times 10^{-5}$	T^5
$1, 7613 \times 10^{-7}$	T^6

Cuadro 1.3: Coeficientes de la parametrización encontrada por Saunders y Pecks (1998) [72].

en el intervalo de temperatura entre -5 y $-30^\circ C$ y con contenidos efectivo de agua líquida en el intervalo entre $0, 1$ y $4 g m^{-3}$, y con una velocidad del aire de $8, 5 m s^{-1}$. En la Figura 1.5 se muestran los resultados encontrados por Ávila y Pereyra (2000), en función del contenido efectivo de agua líquida y de la temperatura ambiente. De este figura se puede observar que el signo de la carga adquirida por el blanco depende del espectro de tamaño de gotas de nube.

Berdeklis y List (2001)[8] realizaron estudios de transferencia de carga por colisión de cristales de hielo para tratar de explicar las diferencias observadas en los patrones de los diagramas de inversión de signo encontrados por Takahashi (1978)[77] y Jayaratne et al. (1983)[44]. Para ello usaron un dispositivo experimental similar al utilizado por Pereyra et al. (2000)[63] en cuanto a que los cristales de hielo y las gotas de nube eran generados y crecidos en cámaras separadas, y sólo se mezclaban al momento del ingreso al túnel de viento donde se hallaba el blanco de hielo. Estos autores encontraron que la carga transferida al blanco dependía de la distribución de tamaños de las gotas de nube, de la temperatura ambiente, del contenido efectivo de agua líquida y de la humedad relativa de la cámara de cristales de hielo (*ICCRH*). Berdeklis y List realizaron las mediciones en el rango de temperatura comprendido entre -5 y $-21^\circ C$, en el rango de *EW* entre $0, 1$ y $1, 1 g m^{-3}$, y variaron a la humedad relativa de la cámara de cristales de hielo entre el valor de saturación respecto del hielo y el valor de saturación respecto del agua. El diagrama del signo de la carga transferida en función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquido obtenidos por estos autores para una velocidad de $5 m s^{-1}$ se muestra en la Figura 1.6. Todos los puntos mostrados en este diagrama fueron medidos para valores de la *ICCRH* constante e intermedio al valor de saturación respecto del agua y respecto del hielo. Estos autores encontraron un cargado del blanco positivo para todas las temperaturas mayores a $-10^\circ C$ y un cargado negativo para temperaturas menores a $-16^\circ C$, independientemente del valor de la *ICCRH*. Para temperaturas intermedias, $-10 < T < -16^\circ C$, obtuvieron un cargado positivo del blanco para valores de la *ICCRH* próximos al valor de saturación respecto del hielo, y un cargado negativo para valores próximos al valor de saturación respecto del agua.

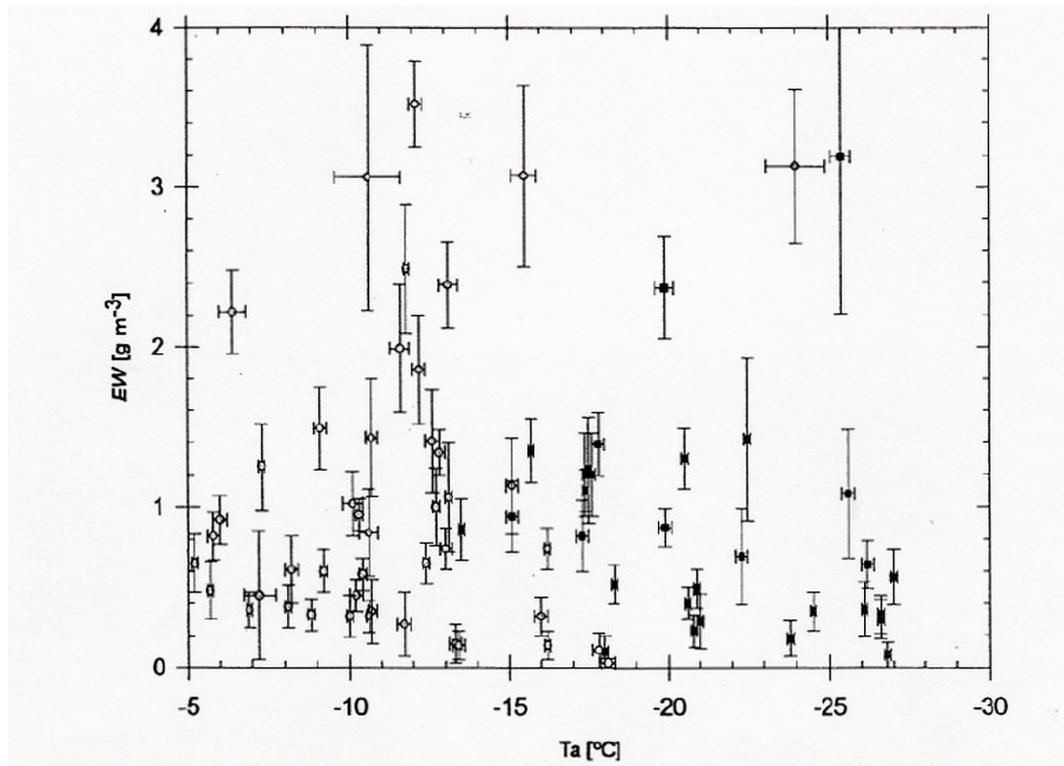


Figura 1.4: Diagrama del signo de cargado en función de la temperatura ambiente (T_a) y del contenido efectivo de agua líquido obtenido por Pereyra et al. (2000)[63]. Los cuadrados representan puntos de cargado negativo del granizo y los círculos de cargado positivo.

Todas estas observaciones muestran que existe una transferencia de carga durante la colisión entre granizos y cristales de hielo en presencia de gotas de agua sobreenfriadas y en ausencia de un campo eléctrico. La carga eléctrica transferida depende de la temperatura, del contenido efectivo de agua líquida, del espectro de tamaños de las gotas de nube y de los cristales de hielo, y de la velocidad de impacto de los cristales de hielo sobre el granizo.

Estos resultados fueron utilizados para explicar de una manera simplificada como se forma la estructura de carga tripolar clásica presente en una nube de tormenta. Este proceso de electrificación simple se basa en la existencia de una temperatura de inversión para el signo de la carga transferida al granizo. Para temperaturas mayores a la temperatura de inversión, el granizo adquiere una carga positiva, y para temperaturas menores a la temperatura de inversión, adquiere una carga negativa. Entonces, en las regiones de la nube donde la temperatura es menor a la temperatura de inversión de signo, los cristales de hielo adquieren una carga neta positiva durante la colisión con los granizos y luego son transportados por las corrientes de convección a las regiones superiores de la nube, donde forman la región de carga positiva superior. En tanto, los granizos adquieren una carga neta negativa y, como no pueden alcanzar

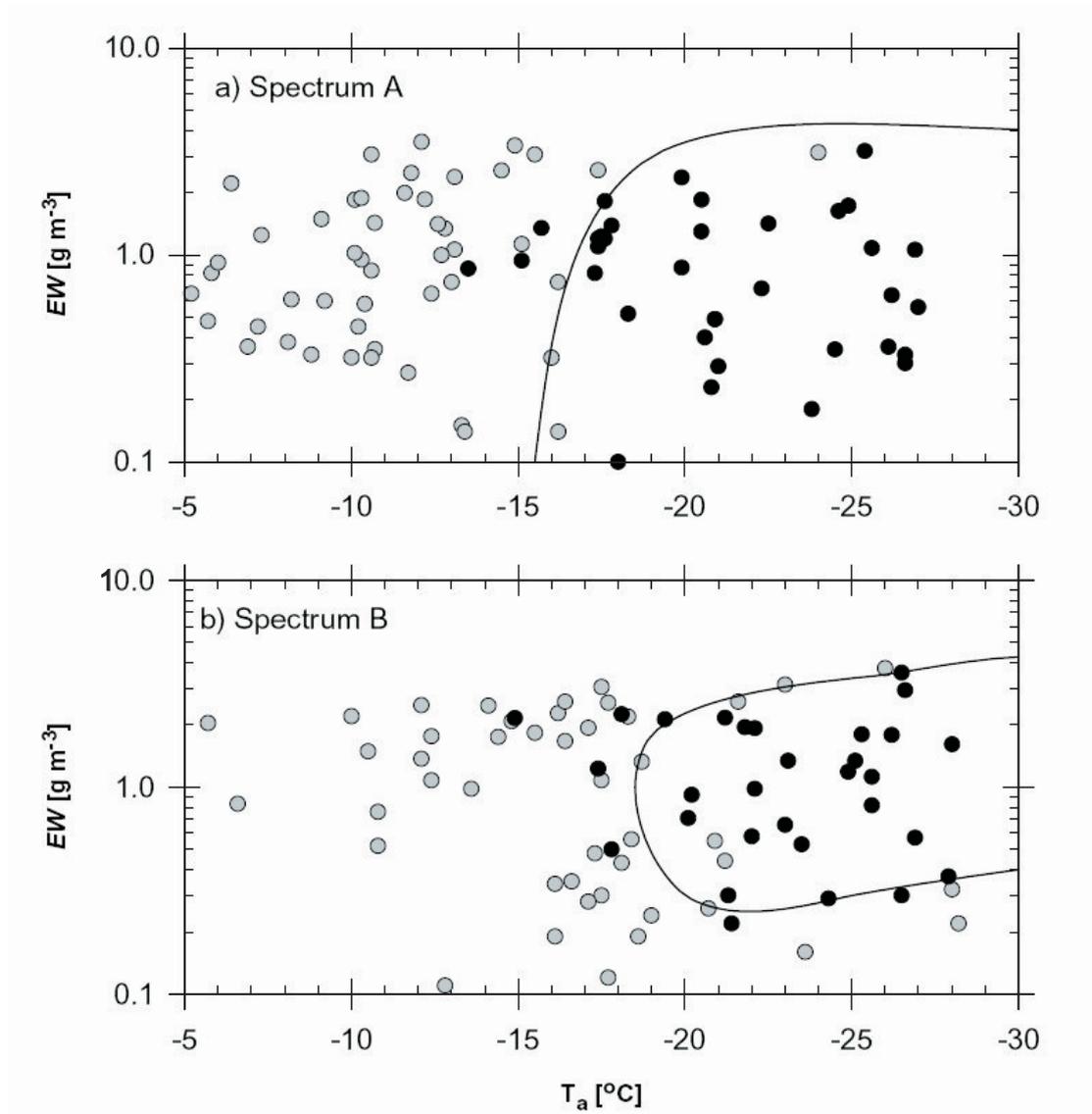


Figura 1.5: Diagrama del signo de cargado en función de la temperatura ambiente (T_a) y del contenido efectivo de agua líquido obtenido por Ávila y Pereyra (2000)[4]. Los espectros A y B corresponden a las gotas de nube de tamaño de volumen medio de $21 \mu m$ y de $15 \mu m$, respectivamente. Los círculos negros representan puntos de cargado negativo y los círculos grises un cargado positivo.

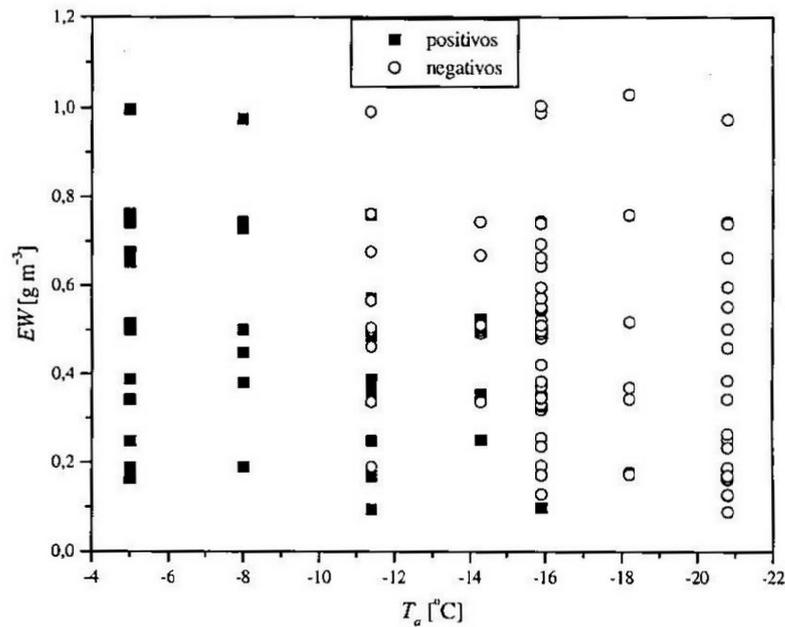


Figura 1.6: Diagrama del signo de la carga transferida en función de la temperatura y del contenido de agua líquida efectiva para una velocidad de $5\ m\ s^{-1}$ obtenido por Berdeklis y List(2001)[8].

las regiones superiores de la nube debido a la fuerza gravitatoria, contribuyen a la región negativa principal. Aquellos granizos que caen relativo a las corrientes verticales de aire y cruzan la región donde la temperatura es igual a la temperatura de inversión traen una carga neta negativa. Las siguientes colisiones con los cristales de hielo descargan al granizo ya que en la región donde la temperatura es mayor a la temperatura de inversión los granizos adquieren una carga neta positiva y los cristales de hielo una carga neta negativa durante la interacción. Entonces, la magnitud de la carga transportada por los granizos será cada vez menor a bajas alturas. Por otro lado, los cristales de hielo, con una carga neta negativa, serán transportados por las corrientes de aire ascendentes y acrecentarán la región de carga negativa principal. En las regiones de la nube con temperaturas entre -5 y $-8^{\circ}C$, existe un máximo en la concentración de cristales de hielo debido al mecanismo de Hallet-Mossop (mecanismo que se describirá más adelante), entonces la carga eléctrica transportada por el granizo puede invertirse debido a las múltiples colisiones con los cristales de hielo en esta región y formar la región de carga positiva inferior (Bateman et al. 1999 [7]).

Este modelo simplificado del proceso de electrificación de la nubes de tormentas sólo tiene en cuenta la dependencia del signo de la carga transferida con la temperatura pero aún así muestra que este mecanismo es capaz de explicar de manera satisfactoria la estructura de carga observada en las nubes de tormentas.

1.5. Mecanismos para la transferencia de carga

Se han propuesto numerosos mecanismos físicos para explicar la transferencia de carga observada durante la interacción de las partículas de nube.

1.5.1. Teoría de ruptura de gotas

Una gota de agua en un campo eléctrico vertical va a estar polarizada. Si la gota se rompe en un plano perpendicular al campo eléctrico, las dos gotas resultantes transportarán cargas de igual magnitud y de signo opuesto. Se puede demostrar que una gota de diámetro de 6 mm que se rompe en un campo eléctrico de 500 V m^{-1} produce dos fragmentos cada uno con una carga de alrededor de $0,3 \text{ nC}$, lo que equivale a una densidad de carga de 6 nC g^{-1} . Entonces, para una nube con un contenido de agua líquida de 5 g m^{-3} , se obtiene una densidad de carga en la nube de 30 C km^{-3} .

Matthews y Mason (1963)[58] demostraron que la carga separada en la ruptura de la gota aumenta con la magnitud del campo eléctrico y que generalmente el fragmento de mayor tamaño lleva la carga positiva. Ellos concluyeron que este proceso puede explicar la formación del centro de carga positivo inferior en la nube de tormenta.

Un problema de este mecanismo es que las gotas no se rompen tan fácilmente a menos que estén involucradas en una colisión con otra gota. Además, las gotas no se rompen en general por un plano perpendicular al campo eléctrico, reduciendo de esta manera la cantidad de carga que puede separarse.

1.5.2. Fusión de hielo

Dinger y Gunn (1946)[21] observaron que cuando se funde el hielo, éste adquiere una carga neta positiva, lo cual fue confirmado más tarde por Drake (1968)[22]. Iribarne y Mason (1967)[40] demostraron que la carga eléctrica es separada por pequeñas burbujas de aire que estallan en la superficie del hielo durante el proceso de fusión. Las burbujas remueven una carga negativa, dejando al hielo con una carga positiva neta. Este mecanismo fue atribuido a la existencia de una capa eléctrica doble en la interfase agua/aire, lo que produce un exceso de iones negativos en la superficie. Se encontró una carga eléctrica de hasta 2 nC g^{-1} en agua fundida dependiendo de la cantidad de burbujas de aire presente en el hielo. Mason (1972)[56], asumiendo una concentración de carga de $0,7 \text{ nC g}^{-1}$ en el agua fundida de un granizo de tamaño del milímetro, estimó una concentración espacial de carga en una nube, con una concentración de hielo de 2 g m^{-3} , de aproximadamente 1 C km^{-3} y sugirió que esto también puede explicar el centro de carga positiva inferior en la nube de tormenta.

1.5.3. Efecto Workman-Reynolds

Workman y Reynolds (1950)[91] observaron que durante el congelamiento de soluciones acuosas diluidas se formaba una capa eléctrica doble en la interfase sólido-líquido. Ellos encontraron que tanto el signo como la magnitud del potencial eléctrico

dependían de la naturaleza y la concentración de soluto. Además, mostraron que este efecto es despreciable para el caso del agua destilada. El potencial eléctrico aparece durante el progreso del frente de congelamiento y desaparece luego de que este termina. Este efecto se atribuyó a la incorporación selectiva de iones del líquido por parte del hielo durante el congelamiento. El hielo mantiene el potencial negativo para la mayoría de los solutos a excepción de las sales de amoníaco. Durante el congelamiento de una solución $5 \times 10^{-5} M$ de amoníaco, el hielo adquiere un potencial de $+240V$ con respecto al líquido y una solución $10^{-4} M$ de cloruro de sodio adquiere un potencial de $-30V$. Se demostró la sensibilidad del potencial a la concentración del soluto cuando se utilizó una solución de cloruro de sodio de $5 \times 10^{-4} M$, la cual casi no mostró ningún efecto.

Se sabe que un granizo está más caliente que el entorno debido al calor latente liberado por la acreción de gotas sobreenfriadas. A medida que el granizo cae hacia la base de la nube, si el contenido de agua presente en la nube es suficiente, el calor latente adquirido por el granizo puede ser suficiente para elevar la temperatura de éste hasta $0^{\circ}C$. Entonces, el granizo comenzará a fundirse y a transportar agua sobre su superficie, lo que se conoce como crecimiento húmedo.

Workman y Reynolds (1950) sugirieron que cuando la cantidad de agua presente en la superficie del granizo es suficientemente grande, el granizo puede perder parte de esta agua a medida que cae por la nube. Considerando la naturaleza y la concentración de las impurezas químicas presentes en el agua de nube, la diferencia del potencial eléctrico en la interfase hielo-agua aseguraría que el agua perdida estaría cargada positivamente, por lo que el granizo quedaría con una carga neta negativa. La subsiguiente separación debido a la fuerza gravitatoria y a las corrientes convectivas resultaría en la distribución dipolar de carga observada en las nubes de tormenta.

El problema de este mecanismo es que sólo puede actuar a temperaturas cercanas a $0^{\circ}C$. Además, el contenido de agua presente en las nubes de tormentas típicas para temperaturas más frías es insuficiente para elevar la temperatura del granizo para asegurar el crecimiento húmedo. Reynolds et al. (1957)[68] demostraron que este mecanismo es inadecuado para explicar el centro de carga negativo observado a temperaturas menores a $-16^{\circ}C$.

En general, los altos valores del potencial de Workman y Reynolds que fueron medidos en experimentos de laboratorio, se producían cuando se congelaban grandes volúmenes de agua. Caranti e Illingworth (1983)[16] encontraron que los potenciales se reducían en uno o dos órdenes de magnitud cuando se congelaban volúmenes más pequeños de agua sobreenfriada en escalas de tiempo más representativas de las escalas atmosféricas.

1.5.4. Efecto termoeléctrico

En mediciones de laboratorio, Reynolds et al. (1957)[68] observaron una transferencia de carga durante la colisión de un granizo y de cristales de hielo para altos contenidos de agua líquida. En esta situación, el granizo se encuentra a una mayor temperatura que la del ambiente debido al calor latente liberado durante el proceso de congelamiento de las gotas de nube. Los autores sugirieron que esta separación de

carga podría ser explicada mediante el efecto termoelectrico. Este efecto se basa en que la movilidad de los iones H^+ en la estructura del hielo es mayor a la movilidad de los iones OH^- y, que la movilidad de ambos iones aumenta con la temperatura. En un bloque de hielo con un gradiente de temperatura en la dirección de su longitud, el extremo a mayor temperatura adquiere una carga eléctrica neta negativa debido a la rápida difusión de los iones H^+ , los cuales se alejan de este extremo. Entonces, si dos piezas de hielo, con diferentes temperaturas, son puestas en contacto momentáneamente y luego se separan, la pieza a mayor temperatura se llevaría una carga neta negativa.

Latham y Mason (1961)[48] calcularon que se genera una diferencia de potencial de alrededor de $2\Delta T$ (mV) entre los extremos de una pieza de hielo con una diferencia de temperatura de ΔT ($^{\circ}C$), y que la carga máxima Q_{max} (pC) que se puede separar en una colisión para un área de contacto A (cm^2) es:

$$Q_{max} \propto A \times \Delta T \quad (1.4)$$

Muchos experimentos de simulación en laboratorio fueron realizados con pequeñas partículas de hielo en la forma de cristales de hielo crecidos por vapor de agua o con gotas congeladas que rebotaban sobre un blanco de hielo artificialmente más caliente. En todos estos experimentos, la partícula de hielo a mayor temperatura adquirió una carga neta negativa. Sin embargo, el efecto termoelectrico no puede explicar esta separación de carga debido a la inadecuada concentración de iones en el hielo. La magnitud de la carga separada durante estos experimentos no puede ser explicada en términos de los cálculos realizados por Latham y Mason (1961). En estos cálculos sería necesario una diferencia de temperatura de $100^{\circ}C$ con partículas de tamaño comparable a los cristales de hielo para separar una carga del orden de la observada experimentalmente.

Otra dificultad que presenta este mecanismo es el tiempo de contacto necesario para que pueda actuar. Latham y Stow (1965)[50] confirmaron experimentalmente que el tiempo de contacto óptimo entre las partículas para la transferencia de carga debido al efecto termoelectrico es de 8 $m.s$. Este tiempo es varios órdenes de magnitud mayor que los tiempos de contacto típicos en colisiones entre las partículas de hielo de las nubes de tormenta.

1.5.5. Teoría de potencial superficial

Takahashi (1969)[79] usó un método de capacitores vibrantes para determinar el potencial eléctrico superficial sobre una superficie de hielo para distintas condiciones. Este autor encontró que cuando el hielo está suficientemente caliente como para que se forme una capa fina de agua líquida sobre su superficie, esta capa adquiere un potencial eléctrico negativo de -100 mV con respecto a la superficie seca. Takahashi explicó estas observaciones diciendo que: los iones H^+ y OH^- están más concentrados en el agua líquida que en el hielo, debido a la diferencia en la energía de activación; además, los iones H^+ tienen mayor movilidad que los iones OH^- en el hielo, y por lo tanto estos difunden más rápidamente del agua hacia el hielo. Takahashi (1969)

calculó un potencial de -150 mV para el agua respecto del hielo, en buen acuerdo a los resultados experimentales. Además sugirió que este mecanismo puede explicar cómo los granizos en crecimiento húmedo se cargan positivamente en las regiones bajas de la nube de tormenta.

Takahashi (1969)[78] también utilizó esta técnica para medir el potencial superficial de una superficie de hielo raspada con otra pieza de hielo o con un alisadora. Él observó un potencial negativo, el cual aumentaba hasta -200 mV , en la superficie raspada, y sugirió que en la zona de raspado se generan pares de dislocaciones cargadas negativamente y defectos D, cargados positivamente. Debido a la mayor movilidad de los defectos D, estos difunden más rápidamente en el hielo, dejando a la superficie con una carga negativa neta.

Utilizando un método de ionización, Takahashi (1973)[80] observó que, en aire ionizado, una superficie de hielo sublimando adquiere una carga negativa, y una superficie creciendo por deposición de vapor adquiere una carga positiva, con una diferencia de potencial entre ambas de alrededor de 200 mV .

Buser y Aufdermaur (1977) [12] hicieron colisionar esferas de hielo con blancos metálicos y encontraron que la carga transferida depende de manera lineal con la función trabajo del metal. Cuando utilizaron blancos de hielo, encontraron que el signo de la carga transferida dependía del estado superficial del blanco de hielo. Si el blanco estaba creciendo por deposición de vapor adquiriría una carga positiva, y si estaba sublimando, una carga negativa. También encontraron que en el caso que el blanco estuviera a la misma temperatura que el entorno, adquiriría una carga positiva si estuvo creciendo por deposición de vapor y una negativa si estuvo sublimando. En base a estos resultados, los autores concluyeron que la carga transferida no depende de la diferencia de la temperatura entre el hielo y el ambiente, sino del estado superficial del hielo. Los experimentos fueron realizados para una temperatura de -45°C .

Caranti e Illinworth (1983)[15] no detectaron una diferencia de potencial entre las superficie de hielo sublimando y creciendo por deposición de vapor. Sin embargo, observaron que durante la acreción, la superficie de hielo acrecida adquiere un potencial de varios cientos de milivoltios con respecto a la superficie del hielo sin acrecer. También observaron que este potencial aumenta cuando se disminuye la temperatura hasta alcanzar una valor de saturación de alrededor de -400 mV a -15°C . En base a estas observaciones, Caranti e Illinworth (1983)[15] propusieron un mecanismo que establece que la transferencia de carga durante la interacción entre los granizos y los cristales de hielo es consecuencia de la diferencia de potencial entre las superficies de contacto de estas partículas de hielo.

1.5.6. Teoría de la capa cuasi-líquida

Distintos estudios teóricos y experimentales han demostrado que el hielo en equilibrio con vapor de agua presenta una capa cuasi-líquida desordenada en la interfase hielo-vapor de agua. La altura de esta capa aumenta con la temperatura y con la tasa de crecimiento por vapor. Fletcher (1968)[24] demostró que es energéticamente más favorable a las moléculas de agua en el líquido, cercanas a la interfase agua-vapor orientarse con los iones H^+ apuntando hacia el lado del vapor. Esta orientación dipo-

lar preferencial resultaría en una acumulación de iones negativos libres en la interfase agua-vapor para igualar la diferencia de potencial. Entonces el hielo transportaría una carga neta negativa en la capa cuasi-líquida.

Parece razonable asumir que durante el impacto y posterior separación, las partículas de hielo interactuantes intercambien una parte de masa de sus capas cuasi-líquidas. En general, la masa fluirá de la capa de mayor altura hacia la de menor altura. La altura de la capa cuasi-líquida depende de la temperatura y de la tasa de crecimiento de la partícula, por lo tanto, la carga separada durante la interacción de las partículas de hielo dependerá del estado superficial de las mismas.

1.5.7. Hipótesis de transferencia por tasas relativas de crecimiento

Baker et al. (1987) [5] sugirieron que la tasa relativa de crecimiento de las superficies de las partículas de hielo interactuantes es el factor que controla el signo de la carga transferida. La hipótesis de Baker et al. afirma que la partícula que crece más rápido por deposición de vapor adquiere una carga positiva durante el impacto.

Dash et al. (2001) [20] desarrollaron esta hipótesis y sugirieron que la rápida deposición de vapor sobre una superficie de hielo produce un crecimiento desordenado, lo cual lleva a una alta densidad superficial de carga. Esta densidad de carga se debe a que los iones positivos H^+ son capaces de difundir en la red del hielo, mientras que los iones OH^- son mantenidos en sus posiciones por las uniones hidrógeno. Durante el impacto, las partículas tienden a igualar su carga superficial, de manera que la superficie de crecimiento más rápido pierde una carga negativa. La igualdad de las densidades superficiales de carga ocurre en una escala de tiempo del orden de los microsegundos, tiempo que es mucho menor al tiempo de contacto de 0,1 ms estimado durante la colisión de las partículas de hielo. Además, este tiempo de contacto es insuficiente para que los protones, que se encuentran en la red del hielo, puedan emigrar hacia el punto de contacto.

Las gotas sobreenfriadas tienen una presión de vapor mayor a la del hielo a una misma temperatura. Entonces, ambas partículas no pueden coexistir en equilibrio, los granizos y cristales de hielo crecerán a expensas de las gotas de agua sobreenfriadas. Cuando una gota de agua sobreenfriada se pone en contacto con un granizo y acreciona sobre éste, la gota sobreenfriada no se congela inmediatamente, sino que permanece en estado líquido. Primero, la gota eleva su temperatura hasta $0^\circ C$ y luego comienza a congelarse. Finalmente, la gota congelada, se enfría hasta la temperatura del granizo. Durante el tiempo en que la gota permanece a $0^\circ C$, genera una fuente intensa de vapor de agua que baña el entorno de la superficie seca del granizo, la cual crecerá rápidamente por difusión de vapor. Los cristales de hielo crecen por el vapor entregado por las gotas sobreenfriadas de la nube, en cambio los granizos no sólo crecen debido a este vapor sino por el vapor entregado por las gotas que se están congelando sobre sus superficies. Caranti (1985)[14] y Baker et al. (1987)[5] demostraron que es de esperar que esta última fuente de vapor sea dominante sobre una distancia de varios diámetros de gota alrededor de la gota que se está congelando. Entonces

es más probable que los cristales que colisionan en estas áreas de rápido crecimiento carguen al granizo de forma positiva, de acuerdo a la hipótesis de Baker et al.. Si el contenido de agua de la nube es suficiente, la acreción puede generar suficiente calor latente para causar la sublimación del granizo. Sin embargo, como las gotas de agua se congelan a 0°C , cualquiera sea la temperatura de la superficie del granizo, las áreas alrededor de las gotas congelándose seguirán creciendo. Entonces en la superficie de un granizo acrecido se esperaría muchas regiones anulares de crecimiento por vapor en una superficie sublimando. Caranti et al. (1991)[13] encontraron eventos de cargado de ambos signos a la misma temperatura. La probabilidad de que un cristal de hielo encuentre una región de crecimiento rápido alrededor de una gota congelándose es mayor para contenidos de agua líquida altos, ya que habrá una mayor cantidad de sitios de crecimiento. Esta probabilidad también será mayor cuando la temperatura sea más alta debido a que el tiempo de congelamiento de la gota de agua disminuye rápidamente con la disminución de la temperatura. Entonces la hipótesis de Baker et al. es capaz de explicar la dependencia del signo de la carga transferida con la temperatura y el contenido de agua líquida observado por Jayaratne et al. (1983)[44]. Sin embargo, existen algunas discrepancias con otros estudios. Takahashi (1978)[77], y Saunders et al. (1991)[71] encontraron un cargado positivo del granizo para baja temperatura y bajo contenido de agua líquida de la nube.

1.5.8. Cargado por fragmentación de hielo

Caranti et al. (1991)[13] estudiaron los efectos de las colisiones individuales de esferas de hielo de diámetro de $100\ \mu\text{m}$ sobre un blanco de hielo creciendo por difusión de vapor. Ellos encontraron que la mayoría de los eventos de cargado estaban acompañados por pequeños fragmentos congelados que se habían roto de la superficie de hielo. El signo de la carga adquirida por el blanco fue positivo, y la magnitud de la carga transferida aumentaba a medida que se disminuía la temperatura por debajo de la temperatura ambiente. Las puntas congeladas que están creciendo se encuentran a una temperatura mayor que el sustrato debido al calor latente generado en esos puntos. Esto daría lugar a un gradiente de temperatura a lo largo de las fibras que se están congelando y en dirección al sustrato. Caranti et al. sugirieron que la ruptura de estas protuberancias a lo largo del gradiente de temperatura separaría carga, con la punta a mayor temperatura adquiriendo carga negativa. Ellos también observaron que si se revertía la dirección del gradiente de temperatura, se revertía el signo del cargado. El efecto termoeléctrico es capaz de explicar el signo de la carga transferida observada pero, como se dijo anteriormente, no es capaz de explicar la magnitud de la carga separada. Caranti et al. propusieron una hipótesis basada en la ruptura de las uniones de hidrógeno del hielo en el proceso de fractura. Utilizando algunos cálculos simplificados, ellos pudieron demostrar que este proceso es capaz de explicar la magnitud de la carga separada observada.

Sin embargo, los experimentos muestran que existe una transferencia de carga donde las partículas que colisionan son cristales de hielo no mayores a $10\ \mu\text{m}$. Estas partículas tienen una energía mucho menor que las esferas utilizadas por Caranti et al., y es bastante improbable que puedan romper algunos fragmento de hielo de la

superficie. Griggs y Choularton (1986)[28] demostraron experimentalmente que las protuberancias congeladas o acrecidas pueden ser muy fuertes. Ellos necesitaron esferas de vidrio de $485 \mu m$ de diámetro a una velocidad de $20 m s^{-1}$ para poder fracturar depósitos de acreción, y necesitaron de una velocidad de $4 - 6 m s^{-1}$ para fracturar depósitos congelados. Sin embargo, el método utilizado por estos investigadores para detectar los fragmentos de hielo, generados por fractura, no permite detectar fragmentos muy pequeños. Por otro lado, Jayaratne et al. (1996)[42] no detectaron fragmentos de hielo cuando hacían impactar pequeños cristales de hielo de tamaño de $10 - 20 \mu m$ sobre blancos congelados o acrecidos.

Entonces, aunque es posible de que ocurra, la fragmentación no es un mecanismo necesario para explicar la transferencia de carga durante la colisión hielo-hielo.

1.5.9. Cargado por dislocaciones

Keith y Saunders (1990) [46] sugirieron que la carga transferida en colisiones hielo/hielo puede estar asociada con las cargas en las dislocaciones de la red del hielo. Ellos reportaron que las dislocaciones transportan una carga positiva y que durante una colisión entre un cristal de hielo y un granizo se puede transferir parte de esta carga. Ellos calcularon que para un número típico de dislocaciones por unidad de área de $5 \times 10^9 m^{-2}$, con una carga por unidad de longitud de $6 \times 10^{-11} C m^{-1}$ (determinado por mediciones de rayos x), la carga disponible con un área de colisión típica de $55 \times 55 \mu m^2$ es de $+50 fC$, la cual es del orden de magnitud observado en estudios de laboratorio. La concentración de las dislocaciones depende de la tasa de crecimiento del hielo, y como los cristales de hielo y los granizos crecen con tasas distintas, puede ocurrir una transferencia de carga tanto positiva como negativa dependiendo de las condiciones de nube. Sin embargo, en el hielo hay iones móviles de ambos signos, los cuales pueden moverse libremente bajo el campo eléctrico local generado por las dislocaciones. Entonces, es probable que la carga transferida durante la colisión esté compuesta por la carga transportada por la dislocación junto con carga de signo opuesto, que se encuentra en el contorno de la dislocación.

1.5.10. Cargado durante la multiplicación Hallet-Mossop

El mecanismo Hallet-Mossop (1974) [30] es una fuente importante de partículas de hielo en las nubes, particularmente en las regiones donde la temperatura está entre -3 y $-8^\circ C$. El proceso involucra la acreción de gotas de agua sobreenfriada por cristales de hielo y granizos. Las gotas de agua líquida sobreenfriadas se congelan inmediatamente pero, si las condiciones son las adecuadas, las gotas al congelarse pueden formar un cascarón de hielo. Este cascarón puede romperse debido a las tensiones causadas por la expansión del agua durante el congelamiento. También se pueden formar pequeños picos, con forma de aguja, a través de los cuales se expulsa agua líquida que rápidamente se congela. En ambos casos, el efecto neto es producir un gran número de pequeñas partículas de hielo, las cuales crecen muy rápidamente por difusión local de vapor de agua y forman cristales de hielo. Y estos cristales de hielo pueden continuar con este proceso.

Hallet y Saunders (1979) [31] investigaron este proceso de multiplicación para estudiar la posibilidad que los fragmentos de hielo eyectados estuvieran cargados y pudieran contribuir a la electrificación de las nubes de tormenta. Ellos encontraron que la producción de cristales de hielo secundarios contribuía con la separación de carga mediante dos procesos, la eyección de partículas cargadas, con un máximo de $50 fC$ de carga separada por partícula eyectada, y el otro, la colisión de estas partículas con otras partículas de hielo, con un máximo de $0,5 fC$ de carga transferida por colisión. Para el primer caso, el granizo que eyectaba la partícula se cargaba positivamente cuando estaba creciendo por deposición de vapor, y negativamente cuando el granizo sublimaba.

Las condiciones para el mecanismo de Hallet-Mossop ocurren fácilmente en nubes con bases calientes ($15 - 20^{\circ}C$), y también ocurren en nubes con bases de menor temperatura ($5^{\circ}C$). La primera situación se produce, por ejemplo, en las nubes de tormenta convectivas de verano en Florida, donde el número de granizos aumenta rápidamente debido al congelamiento de las gotas de lluvia sobreenfriadas. Esto genera un rápido aumento de la concentración de cristales de hielo debido al mecanismo Hallet-Mossop a medida que las gotas congeladas acrecionan. Esto lleva a concentraciones de granizo de hasta $30 L^{-1}$ con una concentración de cristales de hielo creciendo por vapor de agua de $60 L^{-1}$ (Hallet et al., 1978 [32]). Las observaciones de campo en Florida muestran que existe el espectro bimodal de las partículas de hielo esperado, pequeñas columnas de hielo creciendo por vapor de $100\mu m$ de longitud junto con granizos con diámetros del orden del milímetro, a temperaturas de alrededor de $-12^{\circ}C$. Los tamaños de los cristales de hielo son consistentes con el hecho de haber crecido de pequeños cristales de hielo encontrados cerca del nivel de $-4^{\circ}C$. Los resultados de laboratorio sugieren que debido a la dependencia del signo de la carga transferida con la razón de saturación, el granizo se carga de manera positiva en las corrientes ascendentes debido a la producción de cristales de hielo por el mecanismo de Hallet-Mossop y, en una menor medida, debido a colisiones de hielo. El cargado negativo del granizo ocurriría a través de las colisiones con cristales de hielo en las corrientes descendentes a medida que las gotas de nube se evaporan y la razón de saturación se acerca al valor de equilibrio con el hielo.

Sin embargo, este mecanismo solo actúa en un rango muy limitado de temperaturas ambientes.

1.6. Objetivos

En esta tesis se realiza un estudio experimental del cargado de partículas de hielo bajo condiciones similares a las que ocurren en las nubes de tormentas con el fin de contribuir a un mejor entendimiento de la electrificación de las mismas. En particular, se estudia la carga transferida a un granizo durante la colisión con cristales de hielo en presencia de gotas de agua sobreenfriadas en función de los parámetros que, según distintos investigadores, son relevantes durante este proceso.

Como se ha descrito anteriormente, hay trabajos que demuestran que el signo de la carga transferida depende de la temperatura y del contenido de agua líquida

de la nube (Takahashi, 1978 [77]; Jayaratne et al., 1983 [44]; Saunders et al., 1991 [71]; Pereyra et al., 2000 [63]); así como también se ha demostrado que depende del espectro de tamaños de las gotas que forman la nube (Ávila et al., 1998 [2]; Ávila y Pereyra, 2000 [4]). Si bien, al presente, no se ha realizado un estudio sistemático, la mayoría de los estudios realizados no han encontrado una dependencia entre el signo de la carga transferida y la velocidad de impacto de las partículas (Keith and Saunders, 1990 [46]; Jayaratne et al., 1983 [44]). Sin embargo, Brooks et al. (1997) [11] sugirió que la velocidad podría afectar el signo del cargado a través de la *RAR*. En vista de esta controversia, en esta tesis vamos a realizar un estudio sistemático para tratar de establecer cómo la velocidad de impacto de los cristales de hielo sobre el granizo puede afectar la carga eléctrica separada en colisiones granizo-cristales de hielo.

Por otra parte, con el objetivo de evaluar el desempeño del mecanismo de cargado no inductivo, se determina cuantitativamente la magnitud y signo del cargado de granizos en un amplio rango de condiciones de temperatura y contenido de agua líquida. Para ello se realiza una serie de experimentos bajo condiciones controladas y se desarrolla un nuevo método para determinar la magnitud de la carga separada en cada colisión. Finalmente se obtiene una representación funcional de los resultados de laboratorio, la cual puede ser incorporada en modelos de electrificación de nubes.

Capítulo 2

Arreglo experimental y Resultados

En este trabajo se realizaron experimentos de transferencia de carga eléctrica por interacción entre un granizo artificial y cristales de hielo crecidos por deposición de vapor de agua, en presencia de gotas de agua sobreenfriadas.

El objetivo principal de los experimentos fue determinar el signo de la carga transferida al granizo por la colisión y el posterior rebote de cristales de hielo cuando el granizo estaba creciendo por acreción de gotas de agua sobreenfriadas en función de parámetros relevantes en física de la atmósfera. Para ello se realizaron mediciones de la corriente eléctrica de cargado de un granizo simulado, en función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquida para distintas velocidades relativas entre el granizo y los cristales de hielo.

El trabajo constó de dos partes. En la primera parte se realizaron mediciones de la corriente de cargado para tres velocidades relativas, entre el granizo y los cristales de hielo, distintas y para un contenido efectivo de agua líquida, considerado bajo ($EW < 2 \text{ g m}^{-3}$). En la segunda parte del trabajo se realizaron mediciones de la corriente de cargado para una sola velocidad relativa entre el granizo y los cristales de hielo y para contenidos efectivos de agua líquida altos ($0,5 < EW < 10 \text{ g m}^{-3}$). En ambos estudios se varió la temperatura entre -5 y -30°C .

2.1. Descripción general del arreglo experimental

Las mediciones de transferencia de carga fueron realizadas en una cámara fría, la cual puede alcanzar una temperatura mínima de trabajo de -30°C y regularla con una precisión de $\pm 1^\circ\text{C}$.

El dispositivo experimental utilizado en ambas partes del trabajo consiste de un túnel de viento vertical montado dentro de la cámara fría, el cual está conectado a dos cámaras separadas: la cámara de nube y la cámara de cristales de hielo.

En el túnel de viento está dispuesto, en forma transversal al mismo, un cilindro de bronce de 35 mm de largo y 4 mm de diámetro, el cual simula a un granizo. El granizo simulado (blanco) se encuentra fijo y perpendicular al flujo de aire, de manera tal que sólo una parte del mismo se encuentra expuesto al flujo de aire. Por lo tanto, sólo sobre la parte expuesta se forma una acreción de hielo, mediante el impacto y

posterior congelamiento de las gotas de agua sobreenfriadas, mientras que la otra parte permanece libre de hielo. El blanco posee un termistor ubicado en la superficie expuesta al flujo de aire de tal forma de que se encuentre en contacto con la acreción. Además, el blanco está conectado a un amplificador de corriente eléctrica, el cual permite determinar la carga eléctrica del blanco.

La cámara de nube es una caja ubicada dentro de la cámara fría, donde se produce una nube de gotas de agua mediante la condensación de vapor de agua. Las gotas de nube generadas son transportadas por el flujo de aire a través del túnel de viento. Durante este trayecto las gotas de agua son termalizadas a la temperatura de la cámara fría. De esta manera se obtiene una nube de gotas de agua sobreenfriadas.

La cámara de cristales de hielo es otra caja, también ubicada dentro de la cámara fría, donde se genera una nube de cristales de hielo. Para ello se introduce una nube de gotas de agua producida por nebulizadores, los cuales están ubicados en el exterior de la cámara fría. Una vez que la nube de gotas termalizó a la temperatura de la cámara fría, se utiliza la explosión de un globo de aire de alta presión para activar los núcleos de hielo a partir de los cuales crecen los cristales de hielo. Estos cristales crecen a expensas de las gotas de agua hasta alcanzar un cierto tamaño, el cual está condicionado por la cantidad de agua presente. Durante este proceso, llamado proceso de Bergeron-Findeisen, los cristales de hielo consumen todas las gotas de agua, lo cual asegura que sólo haya cristales de hielo en la cámara de cristales. La forma de generar la nube de gotas de agua en la cámara de cristales de hielo, mediante nebulizadores, tiene la ventaja que la nube producida se encuentra a la temperatura ambiente del laboratorio. Esto permite que la nube de gotas de agua termalice rápidamente en la cámara de cristales de hielo sin necesidad de utilizar un túnel de viento como en el caso de la nube de gotas de agua generada en la cámara de nube. Sin embargo, esta forma de generar a las gotas de agua tiene la desventaja que las gotas así producidas tienen una carga eléctrica. Esto impide que esta nube sea utilizada para la generación de la nube de gotas de agua sobreenfriadas ya que produciría una corriente de cargado en el blanco, la cual podría enmascarar a la corriente de cargado debido a la colisión de los cristales de hielo. Sin embargo, este cargado de las gotas de agua utilizadas para generar a los cristales de hielo no afecta a las mediciones ya que los cristales de hielos generados son eléctricamente neutros o con una carga no detectable.

La nube de gotas de agua sobreenfriadas y la nube de cristales de hielo se mezclan a una cierta distancia por encima del blanco con el fin de obtener una nube con mezcla de fase. La distancia a la cual se mezclaban ambas nubes se cambió entre los experimentos de bajo y alto contenido efectivo de agua líquida como se explicará más adelante.

El flujo de aire en el túnel de viento se genera mediante una bomba de succión de aire ubicada fuera de la cámara fría. La bomba de succión toma aire del extremo final del túnel y lo reenvía a la cámara fría. Este reciclado del aire evita que la cámara fría aumente demasiado su temperatura durante una medición. Para cambiar la velocidad del flujo de aire en el túnel de viento se varía la potencia entregada a la bomba de succión. Las mediciones de la velocidad del flujo de aire fueron realizadas mediante un anemómetro tipo tubo Pitot con un error de $\pm 0,5 \text{ m s}^{-1}$.

2.1.1. Medición y determinación de los parámetros relevantes

Temperaturas

Durante cada experimento se midieron tres temperaturas, la temperatura ambiente de la cámara (T_a), la temperatura de la acreción (T_g) y la temperatura de la cámara de cristales (T_c). Cada una de estas mediciones fue realizada mediante sendos termistores.

La temperatura ambiente fue medida con un termistor ubicado en el extremo final del túnel de viento de forma tal que éste no colectara gotas de nube. Esto es importante ya que si las gotas de agua sobreenfriadas acrecen sobre el termistor, el calor latente liberado en el proceso de congelamiento produciría un aumento de la temperatura dando lugar a una medición errónea de la misma.

La temperatura del granizo fue determinada utilizando el termistor ubicado en el blanco.

La temperatura de la cámara de cristales fue determinada con un termistor ubicado en la cámara de cristales de hielo.

Contenido efectivo de agua líquida

El contenido efectivo de agua líquida fue determinado utilizando el peso de la masa de hielo colectada por el blanco metálico o utilizando las mediciones de temperaturas.

Para determinar el valor del contenido efectivo de agua líquida mediante la masa de hielo acrecida se utiliza la Ecuación 2.1 donde, A es el área de la sección transversal del granizo, V es la velocidad del flujo de aire, t es el tiempo de medición (comprendido entre el tiempo en que las gotas de agua sobreenfriadas llegan al blanco y el tiempo en que finaliza el flujo de aire), y m es la masa de hielo depositada sobre el blanco.

$$EW = \frac{m}{A V t} \quad (2.1)$$

La determinación del valor del EW utilizando las temperaturas se realiza mediante la relación de Macklin y Payne (1967) [52], la cual se basa en el balance entre el calor liberado por el congelamiento de las gotas de agua sobreenfriadas sobre el blanco, y el intercambio de calor entre el blanco y su entorno, a través de la conducción y convección, y de la sublimación o deposición de vapor. Entonces, para determinar el valor del contenido efectivo de agua líquida mediante este método, se realizó el balance de calor para un colector cilíndrico de 2 mm de radio. La Ecuación 2.2 muestra la relación obtenida.

$$EW = \frac{\pi[Nu K_a(T_g - T_a) + Sh L_s D(\rho_h - \rho_a)]}{2 V R[L_f - C_w(T_0 - T_a) + C_h(T_0 - T_g)]} \quad (2.2)$$

Donde:

C_w calor específico del agua.

C_h calor específico del hielo.

L_f calor latente de fusión del agua.

L_s calor latente de sublimación del hielo.

ρ_a densidad del vapor de agua del aire

ρ_h densidad del vapor de saturación respecto del hielo.

T_a temperatura ambiente.

T_g temperatura media del granizo.

T_0 temperatura de fusión del agua.

D coeficiente de difusión molecular del vapor de agua en el aire.

K_a conductividad térmica del aire.

V velocidad relativa entre gota y granizo.

R radio del granizo.

Nu número de Nusselt.

Sh número de Sherwood.

Las variables V , R , T_a y T_g son variables medidas y C_w , C_h , L_f , L_s , ρ_a , ρ_h , T_0 , D , K_a , Nu y Sh son calculados según valores de tabla o como función de las variables medidas. (Ver Capítulo 4. Apéndice. Sección 4.1)

Tamaños de gotas de nube y de cristales de hielo

Los tamaños de gotas de nube y de cristales de hielo fueron obtenidos utilizando una solución de formvar al 3 %. Esta solución se esparcía sobre un rectángulo de vidrio de 4 mm ancho, el cual simulaba el área del granizo artificial transversal al flujo de aire. Para obtener las muestras de gotas de agua sobreenfriadas y de cristales de hielo se ubicó a la tira de vidrio con la solución de formvar en la posición del blanco y se generó un flujo de aire en el túnel de viento. La tira se ubicaba en esa posición para tener en cuenta los cambios en los tamaños de los cristales de hielo y de las gotas de agua sobreenfriadas durante el tiempo de coexistencia. Una vez obtenidas las muestras sobre la tira de vidrio se procedió a la toma y digitalización de las imágenes de las gotas de agua y de los cristales de hielo. De las imágenes digitales se obtuvo el espectro de tamaños de las gotas de nube y de los cristales de hielo. El tamaño de los cristales de hielo se define como el diámetro del círculo que lo circunscribe.

Los espectros de tamaños de gotas de agua y de cristales de hielo se midieron para distintas temperaturas y distintos contenidos de agua líquida efectiva.

2.1.2. Adquisición de las temperaturas y de la corriente de cargado

Las tres temperaturas sensadas y la corriente de cargado del granizo fueron adquiridas mediante una computadora. Para ello se utilizó una placa de adquisición de datos analógica/digital (A/D).

En orden de adquirir las tres temperaturas y la corriente de cargado se tuvo que convertir las señales entregadas por los elementos de medición (amplificador de corriente y termistores) a una señal compatible para la placa de adquisición. Las señales de los elementos de medición debieron ser entonces transformadas a señales de voltaje en un rango compatible para la placa A/D utilizada.

La corriente eléctrica generada sobre el blanco se registra mediante un amplificador de corriente de alta ganancia. Este amplificador, desarrollado por el Dr. Pereyra en su tesis doctoral [61], consta de un circuito conversor corriente-tensión utilizando un amplificador operacional 3140. La ganancia del amplificador es de 10^{10} , esto significa que para un valor de corriente de 10^{-10} A corresponde una salida de voltaje de 1 V. Debido a la baja intensidad de la señal que se quiere medir, del orden de los picoAmperes, el amplificador se encuentra conectado directamente al blanco para disminuir el ruido eléctrico. Como la configuración del amplificador es inversora, la señal registrada por el amplificador de corriente es invertida mediante un seguidor de voltaje inversor, cuya ganancia es 1, el cual se encuentra ubicado fuera de la cámara fría.

Los termistores son elementos de medición pasivos cuyo valor de resistencia está relacionado con la temperatura. Por ello se utilizó un circuito electrónico para transformar el comportamiento exponencial de la resistencia del termistor con la temperatura en una señal analógica de voltaje.

2.2. Mediciones para bajos contenidos efectivos de agua líquida

En esta parte del trabajo, se realizaron mediciones de la corriente de cargado del granizo simulado para tres velocidades distintas, 6, 8 y 11 m s^{-1} , en un intervalo de temperatura ambiente entre -5 y -30°C ; y de contenido efectivo de agua líquida entre 0 y 2 g m^{-3} .

2.2.1. Arreglo experimental

Para esta parte del trabajo se utilizó el dispositivo experimental que se muestra en la Figura 2.1.

La fuente de vapor en la cámara de nube para la generación de la nube de gotas de agua sobreenfriadas es un recipiente, aislado térmicamente, con agua a mayor temperatura que la cámara fría. La temperatura del agua era el parámetro de control para variar el contenido de agua líquida de los experimentos.

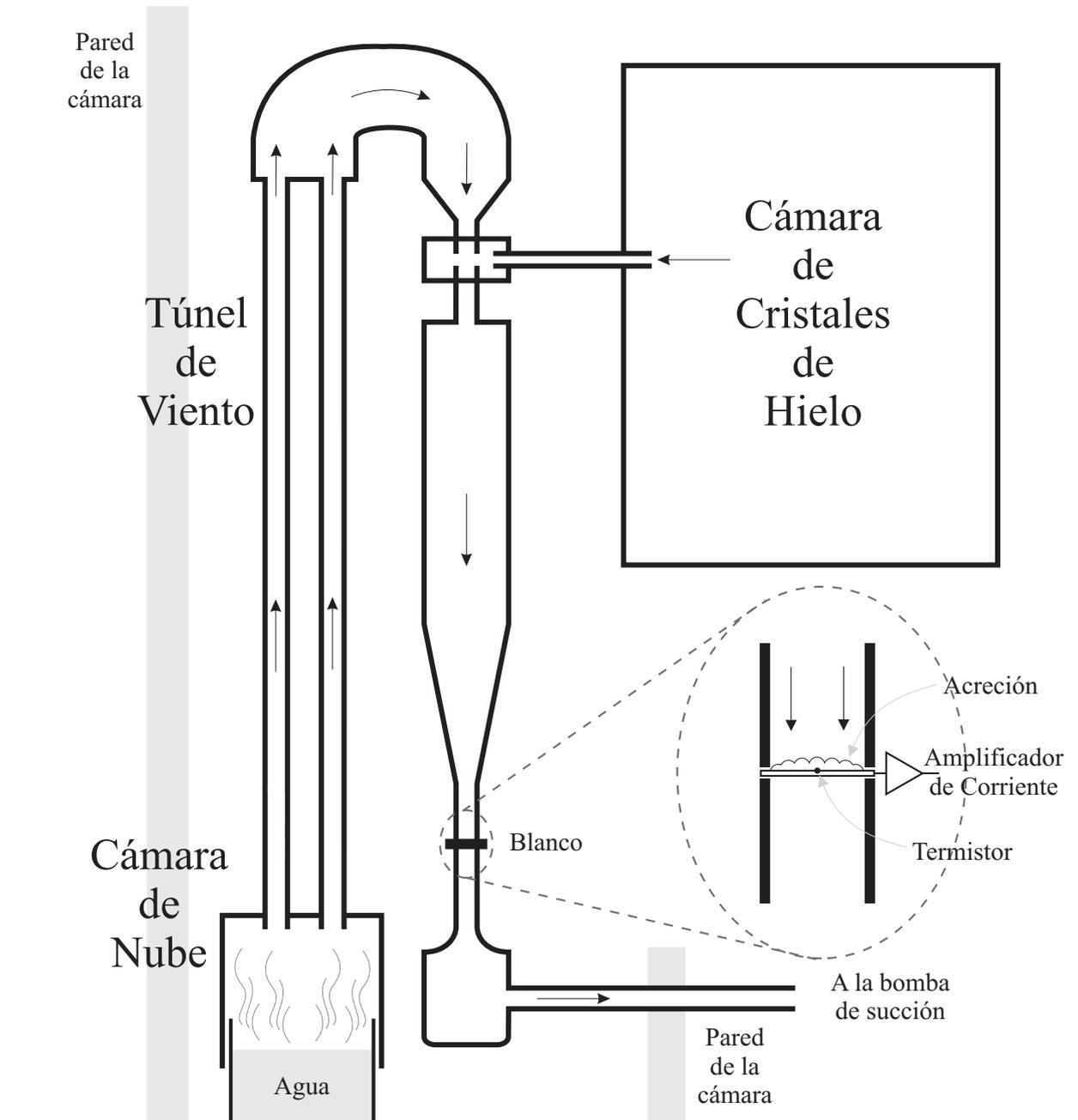


Figura 2.1: Dispositivo experimental utilizado en los experimentos de bajos contenidos efectivos de agua líquida.

La nube de cristales de hielo ingresa al túnel de viento a una altura de aproximadamente 1 *m* por sobre el blanco. Esta distancia permitía un tiempo de coexistencia de las gotas de agua sobreenfriadas y de los cristales de hielo en la nube con mezcla de fase de 2 segundos.

2.2.2. Medición

En las mediciones se utilizó un tiempo de adquisición de datos de 11 *ms* y cada una de las mediciones tenía una duración de 165 segundos. Las mediciones constaban de cinco partes como se detalla a continuación:

1. 0 – 15 *seg*: Sin flujo de viento.
2. 15 – 75 *seg*: Con flujo de viento.
3. 15 – 75 *seg*: Sin flujo de viento.
4. 90 – 150 *seg*: Con flujo de viento.
5. 150 – 165 *seg*: Sin flujo de viento.

Las partes de la medición sin flujo de viento se utilizaron para determinar y fijar el valor cero de la corriente de cargado del granizo, ya que al no haber flujo de aire en el túnel de viento, no se produce la interacción entre el granizo simulado y los cristales de hielo. En las partes de la medición entre los 15 y 75 segundos, y 90 y 150 segundos, se aplicaba un voltaje a la bomba de succión y se obtenía un flujo de aire en el túnel. En estas partes se obtiene una corriente de cargado del granizo debido a las colisiones de los cristales de hielo y de las gotas de agua sobreenfriadas contra éste. En estas partes de la medición se cambiaba el contenido de agua líquida efectiva y/o la velocidad de impacto de los cristales de hielo y de las gotas de agua sobreenfriadas sobre el blanco.

En la Figura 2.2 se muestra una medición típica de corriente y temperatura en función del tiempo, donde se puede observar cada parte de la medición. En el panel superior e inferior se muestra la evolución temporal de la corriente de cargado del granizo y de las temperaturas, respectivamente. La medición corresponde a una temperatura ambiente de aproximadamente $-11^{\circ}C$ y una velocidad de 6 m s^{-1} . A los 15 segundos, cuando se genera el flujo de aire en el túnel de viento, la corriente presenta un pico negativo que se corresponde con la colisión de cristales de hielo sobre el metal del blanco ya que todavía no se había formado una acreción sobre el mismo. A los 30 segundos comienza el proceso de acreción, el cual se puede inferir debido al aumento de la temperatura que presenta el blanco a partir de este tiempo, y debido a que la corriente de cargado cambia abruptamente. El contenido efectivo de agua líquida fue de $0,7\text{ g m}^{-3}$ en esta parte de la medición. Entre los 75 y 90 segundos, la corriente de cargado del granizo es cero ya que en este intervalo de tiempo no hay un flujo de viento en el túnel y los cristales de hielo y las gotas de agua sobreenfriadas no colisionan con el blanco. En este intervalo la temperatura del blanco disminuye ya

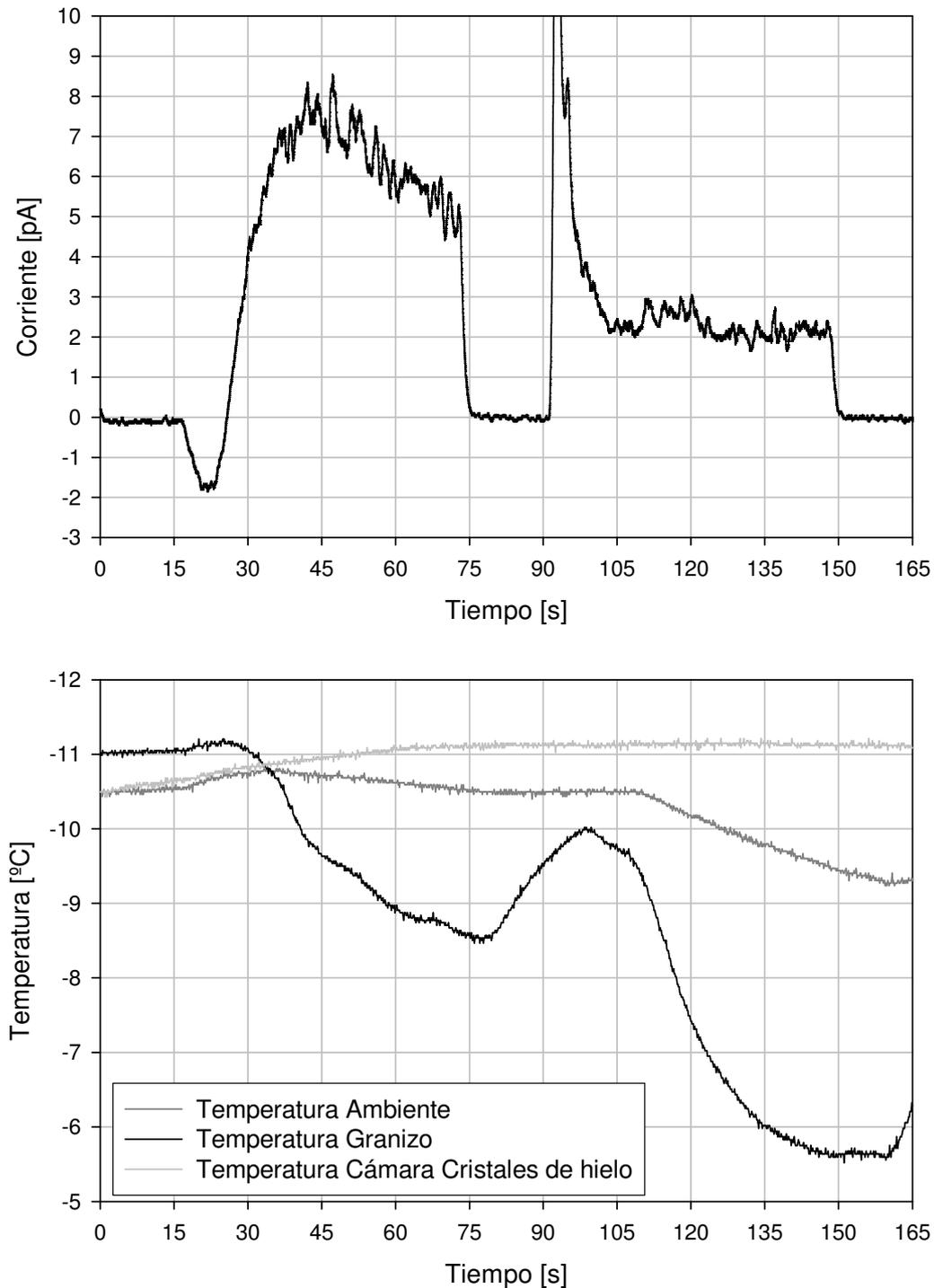


Figura 2.2: Medición a 6 m s^{-1} y a una temperatura ambiente de $(-10,3 \pm 0,4)^\circ\text{C}$. Con un contenido de agua líquida efectivo de $(0,7 \pm 0,2) \text{ g m}^{-3}$ y $(1,9 \pm 0,4) \text{ g m}^{-3}$ para la primera y segunda parte, respectivamente. En el panel superior se muestra la corriente de transferencia de carga al granizo y en el panel inferior la medición de las temperaturas, ambas en función del tiempo.

que se detuvo el proceso de acreción. A los 90 segundos se observa un pico positivo en la corriente de cargado del granizo, y luego la corriente disminuye, en este caso sin cambiar de signo, hasta alcanzar un valor estacionario a partir de los 105 segundos. Este último tiempo coincide con el inicio del nuevo proceso de acreción. El contenido efectivo de agua líquida fue de $1,9 \text{ g m}^{-3}$ en esta parte de la medición. A los 150 segundos se corta el flujo de aire en el túnel de viento y la corriente de cargado del granizo es cero.

Este método de medición permite obtener dos valores de la corriente de cargado del granizo para dos contenidos de agua líquida efectiva diferentes o para dos velocidades de impactos distintas, mientras se mantienen constantes los otros parámetros relevantes a la transferencia de carga como son el espectro de tamaño de las gotas de agua sobreenfriadas y de los cristales de hielo, la temperatura ambiente, la cantidad de cristales de hielo que colisionaban con el granizo por unidad de tiempo y de área. Así, es posible realizar la comparación entre las corrientes de cargado del granizo en estas dos partes de la medición y estudiar el efecto del contenido efectivo de agua líquida y de la velocidad en la corriente de transferencia de carga.

El tiempo de duración de las mediciones fue elegido de tal manera de asegurar que el granizo alcanzara una temperatura estacionaria cuando se formaba la acreción con las gotas de nube y para asegurar que la concentración de los cristales de hielo, en la cámara de cristales, se mantuviera aproximadamente constante durante toda la medición. Esto último se puede lograr ya que el tamaño de la cámara de los cristales de hielo es suficientemente grande para que la concentración de los cristales de hielo dentro de la misma se mantenga aproximadamente constante durante todo el tiempo que duraba una medición, ya que la cantidad de cristales de hielo utilizada en cada medición es despreciable frente a la cantidad de cristales de hielo presente en la cámara de cristales. Esto se corroboró en experimentos subsidiarios, donde se observó que la señal de la corriente de cargado, para una velocidad y un contenido de agua líquida efectiva fijos, se mantenía relativamente constante durante todo el tiempo que duraba la medición.

La determinación del contenido efectivo de agua líquida se realizó mediante la relación de Macklin y Payne (Ecuación 2.2).

En la Figura 2.3 se muestra el espectro de tamaños de gotas de nube obtenido en esta parte del trabajo. Este espectro de tamaño se extiende hasta un diámetro de $50 \mu\text{m}$ con un diámetro medio y un diámetro de volumen medio de 18 y $20 \mu\text{m}$, respectivamente.

En la Figura 2.4 se muestra el espectro de tamaño y los hábitos de los cristales de hielo en función de la temperatura. A -10°C , el tamaño medio es de $32 \mu\text{m}$; a -15°C , el tamaño medio es de $36 \mu\text{m}$; a -20°C , el tamaño medio es de $29 \mu\text{m}$; y a -25°C , el tamaño medio es de $22 \mu\text{m}$. Para todas las temperaturas muestreadas se observó que la forma de los cristales de hielo era siempre placas hexagonales, y sólo a -15°C se observaron algunos cristales tipo dendritas.

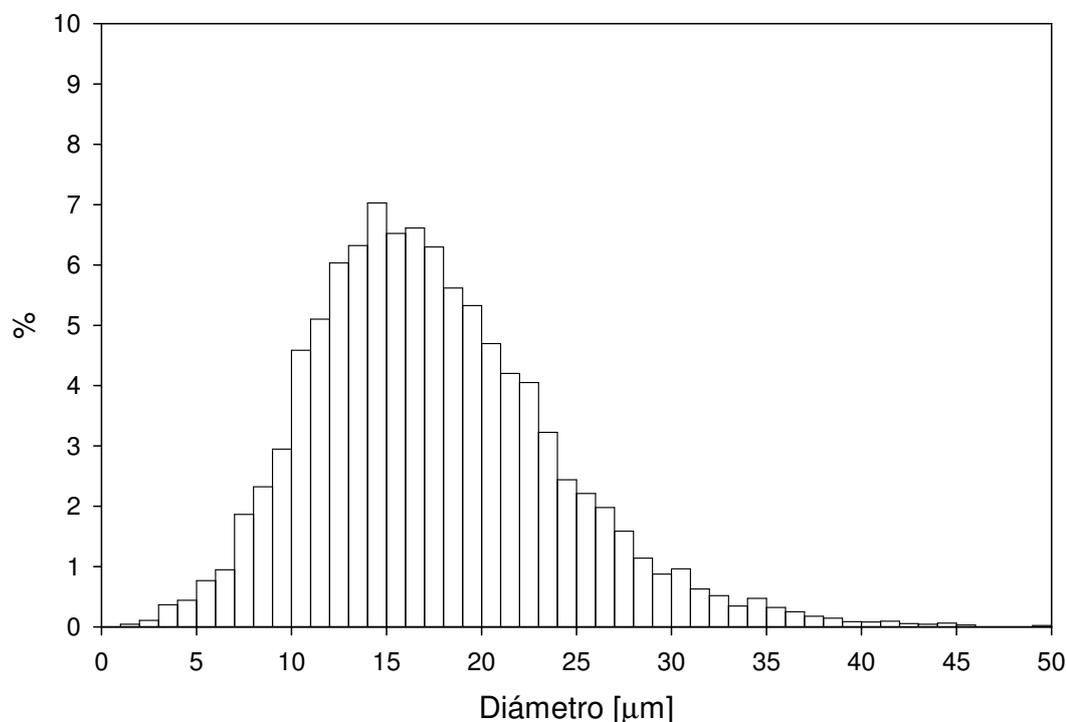


Figura 2.3: Espectro de gotas de nube correspondiente a los experimentos de bajos contenidos efectivos de agua líquida.

2.2.3. Resultados

Se obtuvieron los diagramas del signo de cargado eléctrico del granizo debido a su colisión con los cristales de hielo y de las gotas de agua sobreenfriadas para las tres velocidades como función de la temperatura ambiente y del contenido efectivo de agua líquida de las mediciones de bajo contenido de agua líquida. Estos diagramas se muestran en la Figura 2.5 donde los círculos vacíos representan resultados de cargado eléctrico positivos y los círculos llenos, cargado eléctrico negativos.

2.3. Mediciones para altos contenidos de agua líquida

En la segunda parte del presente trabajo, se realizaron mediciones de la corriente de cargado eléctrico del granizo simulado para una velocidad de 8 m s^{-1} , en un rango de la temperatura ambiente entre -8 y -29°C ; y un contenido efectivo de agua líquida entre $0,5$ y 10 g m^{-3} .

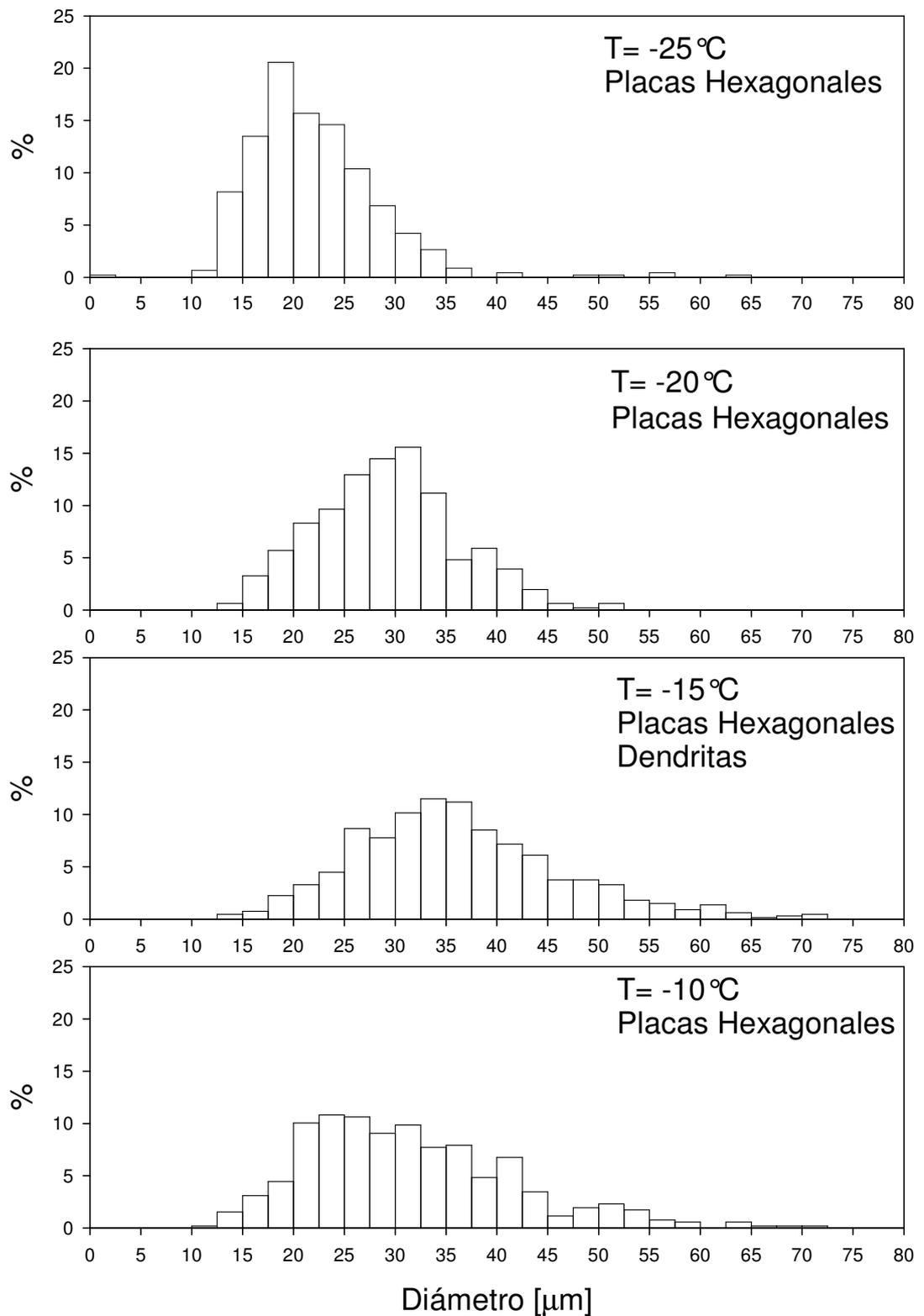


Figura 2.4: Espectro de tamaños y hábitos de los cristales de hielo en función de la temperatura correspondiente a los experimentos de bajos contenidos efectivos de agua líquida.

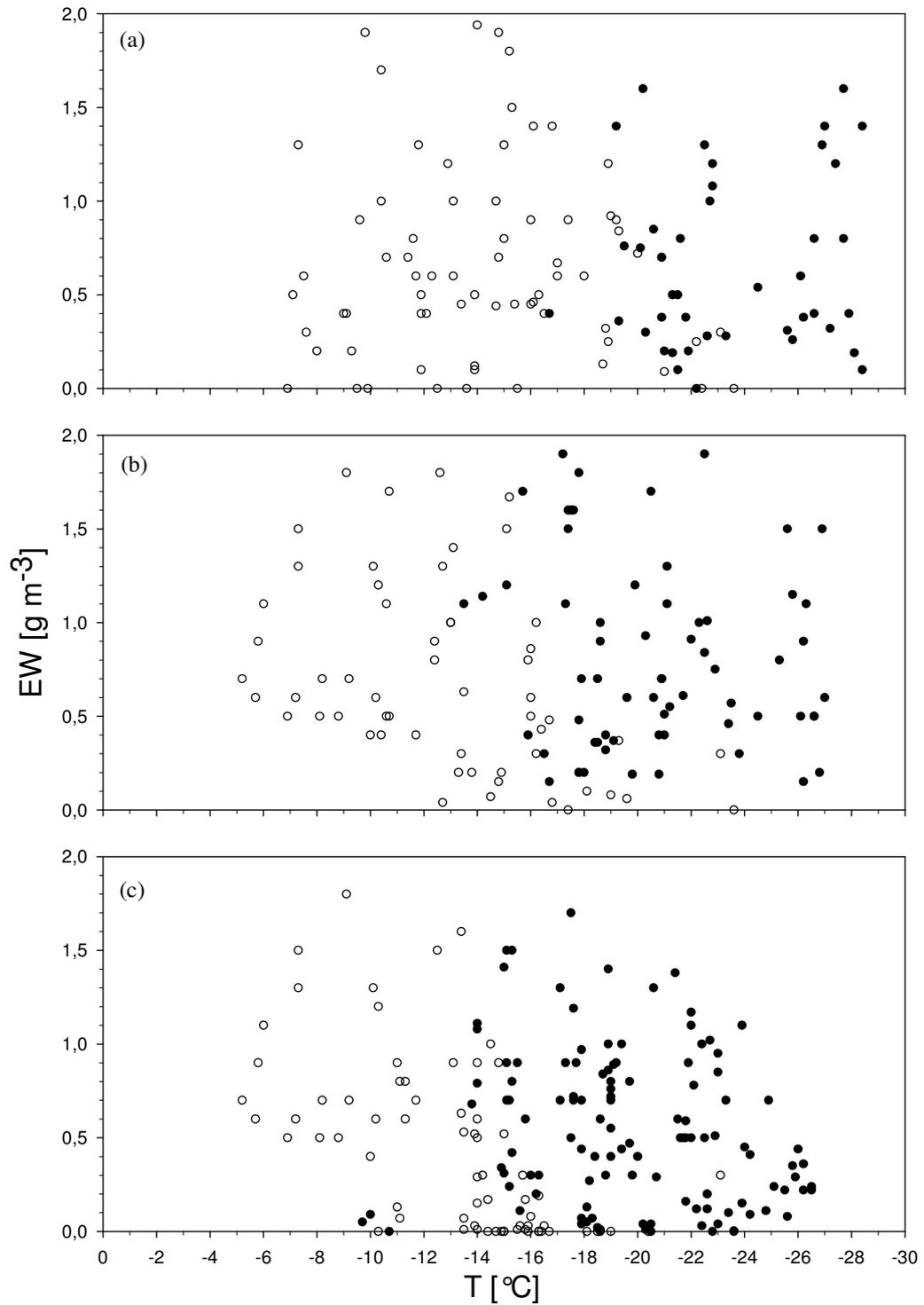


Figura 2.5: Diagrama del signo de carga obtenidos en las mediciones de bajo contenido de agua líquida como función del contenido efectivo de agua líquida y de la temperatura ambiente para las tres velocidades medidas: (a) 6 m s^{-1} , (b) 8 m s^{-1} y (c) 11 m s^{-1} . Los círculos vacíos representan resultados positivos y los círculos llenos, negativos

2.3.1. Arreglo experimental

Para poder extender el rango del contenido efectivo de agua líquida hasta 10 g m^{-3} fue necesario realizar algunas modificaciones al dispositivo experimental utilizado en las mediciones de bajo contenido efectivo de agua líquida.

Los valores de EW mayores a 2 g m^{-3} producían un calentamiento no deseado de la cámara fría, lo cual afectaba a la temperatura ambiente. Este calentamiento se producía debido a que la cantidad de vapor de agua para obtener valores de $EW > 2 \text{ g m}^{-3}$ eran muy elevadas y, por lo tanto, se liberaba una gran cantidad de calor latente. Además, la velocidad del flujo de aire que se utiliza en las mediciones no permite que el tiempo de viaje de las gotas de agua en el túnel, tiempo durante el cual las gotas termalizan a la temperatura de la cámara fría, sea suficiente para que todas las gotas de agua adquieran la temperatura de la cámara fría. Esto provoca un aumento de la temperatura del blanco debido a la diferencia de temperaturas entre éste y las gotas de agua, y no sólo debido al calor latente liberado durante el congelamiento de la mismas.

Esto motivó el diseño y la construcción de un nuevo túnel de viento, el cual se muestra en la Figura 2.6, a los fines de obtener valores altos de contenido de agua líquida sin el calentamiento no deseado.

Se utilizó cobre para la construcción del nuevo túnel. Se eligió este material debido a su mayor coeficiente de conducción de calor respecto al aluminio, material del cual estaba construido el túnel utilizado en los experimentos de bajo contenido efectivo de agua líquida. La conductividad térmica del aluminio es $209,3 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ mientras que la conductividad térmica del cobre es $389,6 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Además, se agregó una mayor cantidad de tubos que unen a la cámara de nube con la parte superior del túnel de viento. Se pasó de cuatro a nueve tubos, los cuales poseen un diámetro menor a los anteriores y una mayor longitud. Esto permite una mayor superficie para el intercambio de calor entre el agua entregada a la cámara de nube y el aire de la cámara fría, y un mayor recorrido para las gotas de agua. Todos estos cambios permiten termalizar una mayor cantidad de gotas de agua provenientes de la cámara de nube en un tiempo menor, lo que posibilita que todas las gotas de agua termalicen antes de llegar al blanco.

En orden de alcanzar altos valores de contenido de agua, se reemplazó al recipiente de agua caliente en la cámara de nube por una lluvia de agua caliente. Esto permite que se generen una mayor cantidad de gotas de agua debido a la mayor superficie de la interfase agua-aire. Para alimentar la lluvia de agua se utilizaron dos reservorios de agua calientes, los cuales estaban ubicados fuera de la cámara fría. El agua era transportada al interior de la cámara de nube mediante una tubería aislada térmicamente. Cada reservorio de agua tenía una temperatura distinta para poder realizar cambios del contenido de agua líquida en el túnel de viento durante una misma medición.

Se eligió este método para generar gotas de agua ya que, para obtener altos valores de contenido de agua líquida, no es necesario utilizar una temperatura del agua tan alta, como es necesario con el recipiente utilizado en los experimentos de bajo contenido efectivo de agua líquida. Entonces, las gotas de agua se generan a una temperatura más baja en la cámara de nube y, por lo tanto, entregan una menor cantidad de calor

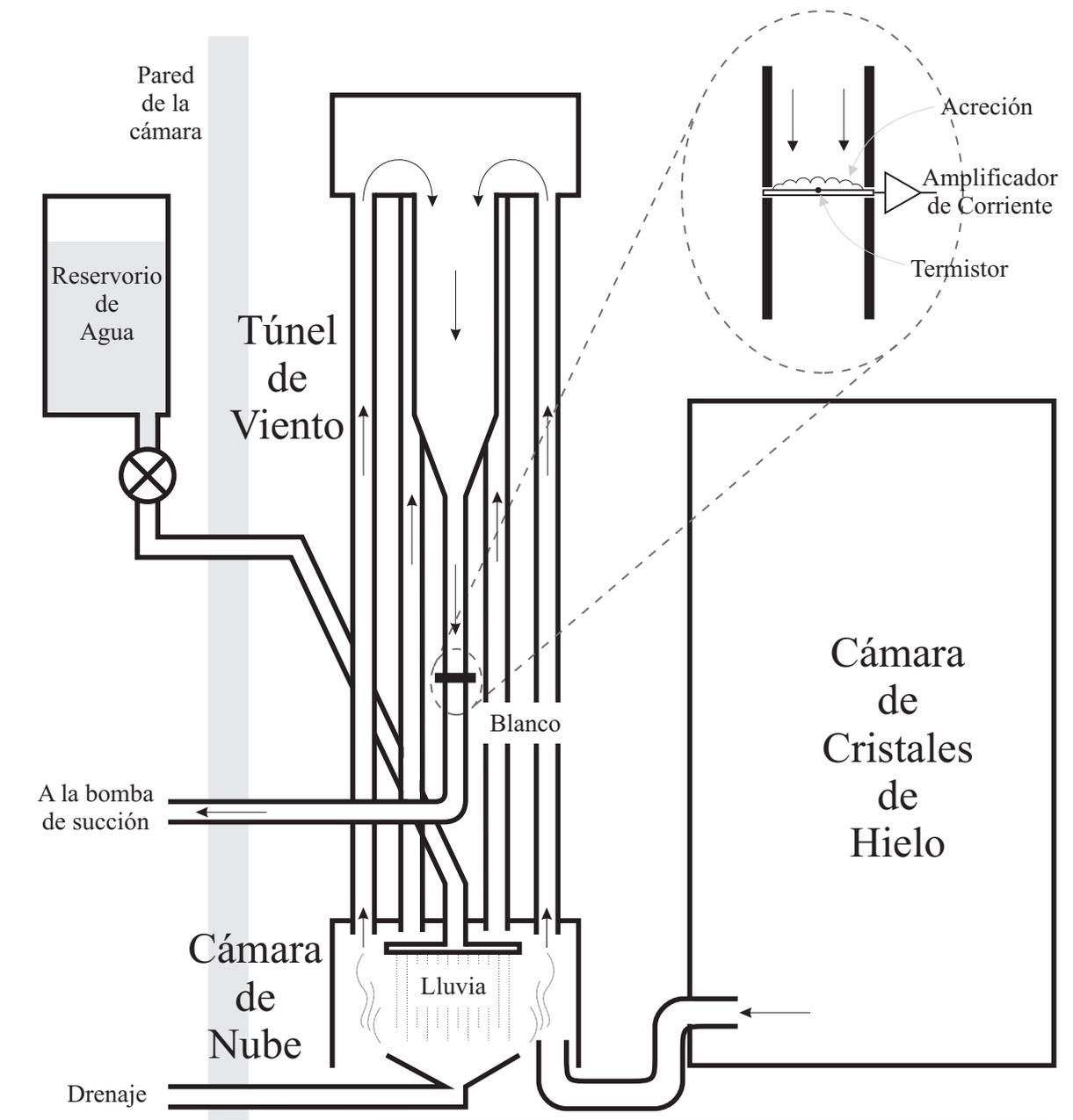


Figura 2.6: Dispositivo experimental utilizado en los experimentos de altos contenidos efectivos de agua líquida.

al aire de la cámara fría cuando termalizan.

También se implementó un dispositivo para extraer continuamente el agua sobrante de la generación de gotas de nube de la cámara fría con el fin de evitar el intercambio de calor entre esta agua sobrante y la cámara fría.

Gracias a todos estos cambios se logró que la temperatura ambiente aumentara, durante una medición, alrededor de $1^{\circ}C$ para $EW < 2 \text{ g m}^{-3}$, entre 1 y $2^{\circ}C$ para $2 < EW < 6 \text{ g m}^{-3}$, y entre 2 y $3^{\circ}C$ para $6 < EW < 10 \text{ g m}^{-3}$.

Se modificó la entrada de la nube de cristales de hielo al túnel de viento. La nueva entrada está ubicada ahora en la cámara de nube, esto permite un tiempo de coexistencia de la nube de cristales de hielo con la nube de gotas de agua del orden de 10 segundos. Como se explicará más adelante este tiempo de coexistencia es un parámetro importante para la transferencia de carga.

No es posible determinar los valores del EW , cuando estos superan los 2 g m^{-3} , utilizando la ecuación de balance de calor de Macklin y Payne (1967) [52] (Ecuación 2.2). Esto se debe a que, para estos valores de EW , la altura del granizo es tal que no permite realizar una medición confiable de su temperatura durante toda la medición. Por ejemplo, para una acreción de altura $L \sim 4 \text{ mm}$, el tiempo de relajación térmica se puede aproximar por L^2/D , donde D es el coeficiente de difusión térmica, que en el caso del hielo es aproximadamente $1,1 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Esto lleva a un tiempo de relajación térmica de alrededor de 14 s. Este tiempo no es suficientemente corto, comparado con el tiempo de una medición, para asegurar una temperatura constante en toda la acreción. Por eso, para determinar el valor del EW en este rango, se pesaba la masa de agua acrecida sobre el blanco y se utilizaba la Ecuación 2.1. El pesaje se realizaba con una balanza con una precisión de $1 \times 10^{-5} \text{ g}$.

2.3.2. Medición

Las mediciones tenían un tiempo de duración de alrededor de 300 segundos y se utilizó un tiempo de adquisición de 20 ms. Si bien no existe un protocolo de medición como el utilizado en los experimentos de bajo contenido efectivo de agua líquida, las mediciones se realizaban de la siguiente manera: primero se generaba un flujo de viento en el túnel, el cual sólo transportaba cristales de hielo. Luego, se permitía el ingreso de agua a la cámara de nube, proveniente del reservorio a menor temperatura, para generar la nube de gotas de agua sobreenfriada. Cuando se observaba que la corriente de cargado del granizo y la temperatura del mismo alcanzaban un valor estacionario, se continuaba con estos parámetros (velocidad, EW , etc) constantes alrededor de un minuto. Luego, se permitía el ingreso de agua del reservorio a mayor temperatura para cambiar el valor de contenido de agua líquida de la medición. Nuevamente se esperaba hasta que la corriente de cargado del granizo y la temperatura del mismo alcanzaran un nuevo valor estacionario, y se mantenían estos parámetros constantes alrededor de un minuto. Finalmente, se cortaba el flujo de viento en el túnel y se esperaba algunos segundos para observar si el valor de la corriente de cargado volvía a tomar el valor cero.

En la Figura 2.7 se muestra una medición típica obtenida para una velocidad de 8 m s^{-1} y una temperatura de $-19^{\circ}C$. En el panel superior se muestra la evolución

temporal de la corriente de cargado del granizo, y en el panel inferior la evolución temporal de la temperatura ambiente, del granizo y de la cámara de cristales de hielo. Entre los 30 y 40 segundos se observa un cargado inicial negativo del blanco, este cargado se debe a las colisiones entre los cristales de hielo y el cilindro metálico ya que este se encontraba inicialmente libre de hielo. Entre los 40 y 60 segundos se observa un pico de cargado positivo que coincide con el aumento en la temperatura del blanco. Este aumento de la temperatura indica que se inició el proceso de acreción sobre el blanco. Alrededor de los 75 segundos se establece un valor estacionario de la corriente de cargado del granizo y de la temperatura del blanco. Luego de los 150 segundos se observa un aumento de la temperatura del blanco que se debe al aumento del valor del contenido de agua líquida. En este caso no se observa ningún cambio substancial en el valor de la corriente de cargado del granizo.

Debido al problema en el sensado de la temperatura del granizo para altos EW , siempre se utilizó el valor de EW más bajo al cual se quería medir en la primera parte de las mediciones y el valor más alto en la segunda parte. Entonces, la determinación del valor del primer EW utilizado en la medición, se realizaba mediante la relación de Macklin y Payne (1967)[52] (Ecuación 2.2), mientras que para determinar el valor del segundo EW utilizado se hacía uso de la Ecuación 2.1. Por eso, al finalizar cada medición, se extraía y se pesaba la masa total de hielo acrecida sobre el cilindro metálico. Entonces, mediante la Ecuación 2.1 y el valor obtenido del primer EW utilizado, se obtenía el valor de la masa de hielo acrecida en la primera parte de la medición. Luego, se restaba esta masa a la masa de hielo total para obtener la masa de hielo acrecida en la segunda parte de la medición. Por último, mediante la Ecuación 2.1 se determinaba el valor del segundo EW utilizado.

Para obtener los espectros de tamaño de las gotas de agua sobreenfriadas y de los cristales de hielo se tomó una gran cantidad de muestras de formvar para diferentes temperaturas y contenidos de agua líquida. En el caso de las gotas de agua, no se observó ninguna dependencia del espectro de tamaños de las gotas con la temperatura ambiente pero sí se observó que, para una dada temperatura, el diámetro medio de las gotas era de hasta $2 \mu m$ más grande para valores de contenido de agua líquida mayores a $4 g m^{-3}$ que para valores de contenido menores a $1 g m^{-3}$. Sin embargo, como el espectro de tamaños de las gotas no mostró una variación substancial con la temperatura y el contenido de agua líquida, se asumió una misma distribución de tamaños de gotas para todas las mediciones. En el caso de los cristales, en cambio, no se observó ninguna variación importante en el espectro de tamaños para los distintos valores de contenido de agua líquida pero sí con la temperatura ambiente.

El espectro de tamaño de las gotas de nube obtenido se muestra en la Figura 2.8. El espectro se extiende hasta un diámetro de $50 \mu m$ con un diámetro medio y un diámetro de volumen medio de 15 y $17 \mu m$, respectivamente.

En la Figura 2.9 se muestra el espectro de tamaño y los hábitos de los cristales de hielo obtenidos. A $-9^\circ C$, el tamaño promedio es de $32 \mu m$; a $-17^\circ C$, el tamaño promedio es de $48 \mu m$; y a $-25^\circ C$, el tamaño promedio es de $55 \mu m$. Para la temperatura de $-9^\circ C$ se observó que la forma de los cristales de hielo eran columnas, mientras que para las otras dos temperaturas, -17 y $-25^\circ C$, los cristales de hielo fueron placas hexagonales.

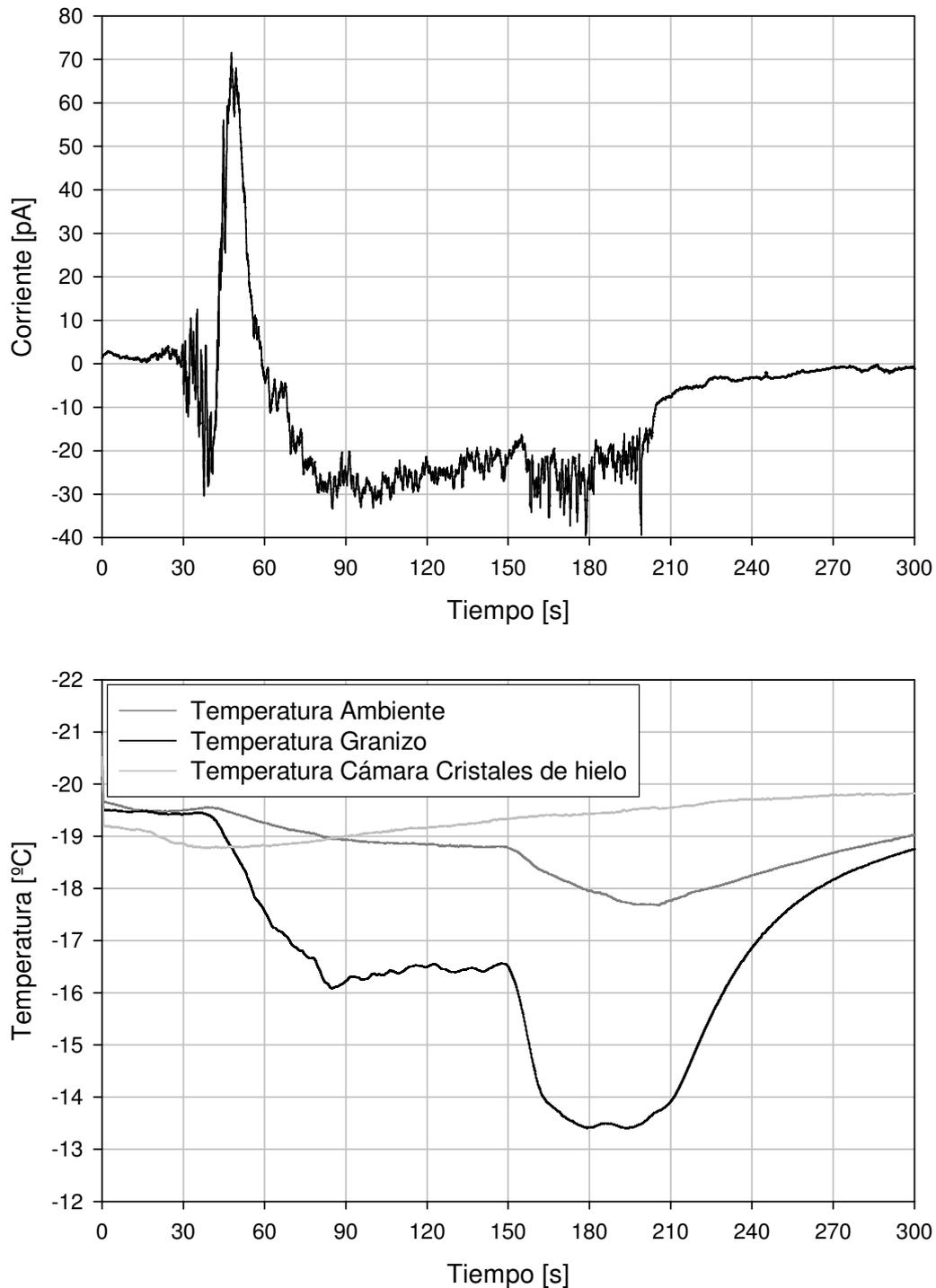


Figura 2.7: Medición a 8 m s^{-1} y a una temperatura ambiente de -19°C . Con un contenido de agua líquida efectivo de $(0,6 \pm 0,2) \text{ g m}^{-3}$ y $(2,9 \pm 0,7) \text{ g m}^{-3}$ para la primera y segunda parte respectivamente. En el panel superior se muestra la corriente de transferencia de carga al granizo y en el panel inferior la medición de las temperaturas, ambas en función del tiempo.

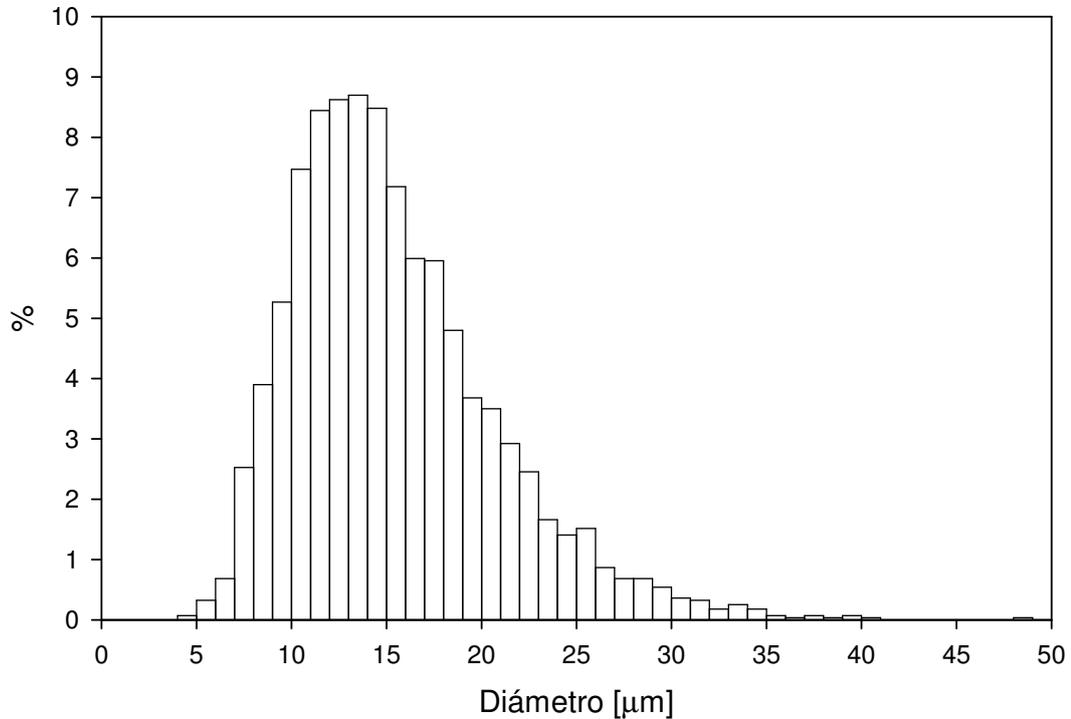


Figura 2.8: Espectro de gotas correspondiente a los experimentos de altos contenidos efectivos de agua líquida.

2.3.3. Resultados

El método de medición utilizado en este trabajo permite comparar el valor de la corriente de cargado del granizo para dos valores de contenido efectivo de agua líquida distintos ya que los otros parámetros relevantes al mecanismo de transferencia de carga se mantienen constante durante una misma medición. En la Figura 2.10 se muestra la corriente transferida al granizo en función del contenido efectivo de agua líquida para el intervalo de temperaturas entre -27 y -29°C . Los puntos conectados por una línea punteada corresponden a una misma medición. En este gráfico se muestran las barras de errores de los puntos experimentales. El error en la corriente de cargado está representado por la desviación estándar del valor medio de la corriente. El error en la determinación del valor del primer contenido efectivo de agua líquida incluye las incertezas de la velocidad del flujo de aire y de las temperaturas ambiente y de la acreción. El error en el valor del segundo EW es debido, principalmente, al error experimental en la determinación de la masa acrecida sobre el blanco durante el tiempo de la medición que corresponde a este contenido efectivo de agua líquida. Para los otros rangos de temperaturas medidos, el error asociado a los puntos experimentales es similar a los mostrados en la Figura 2.10 y se decidió no graficarlos con la barra de errores para una mayor claridad de los puntos experimentales.

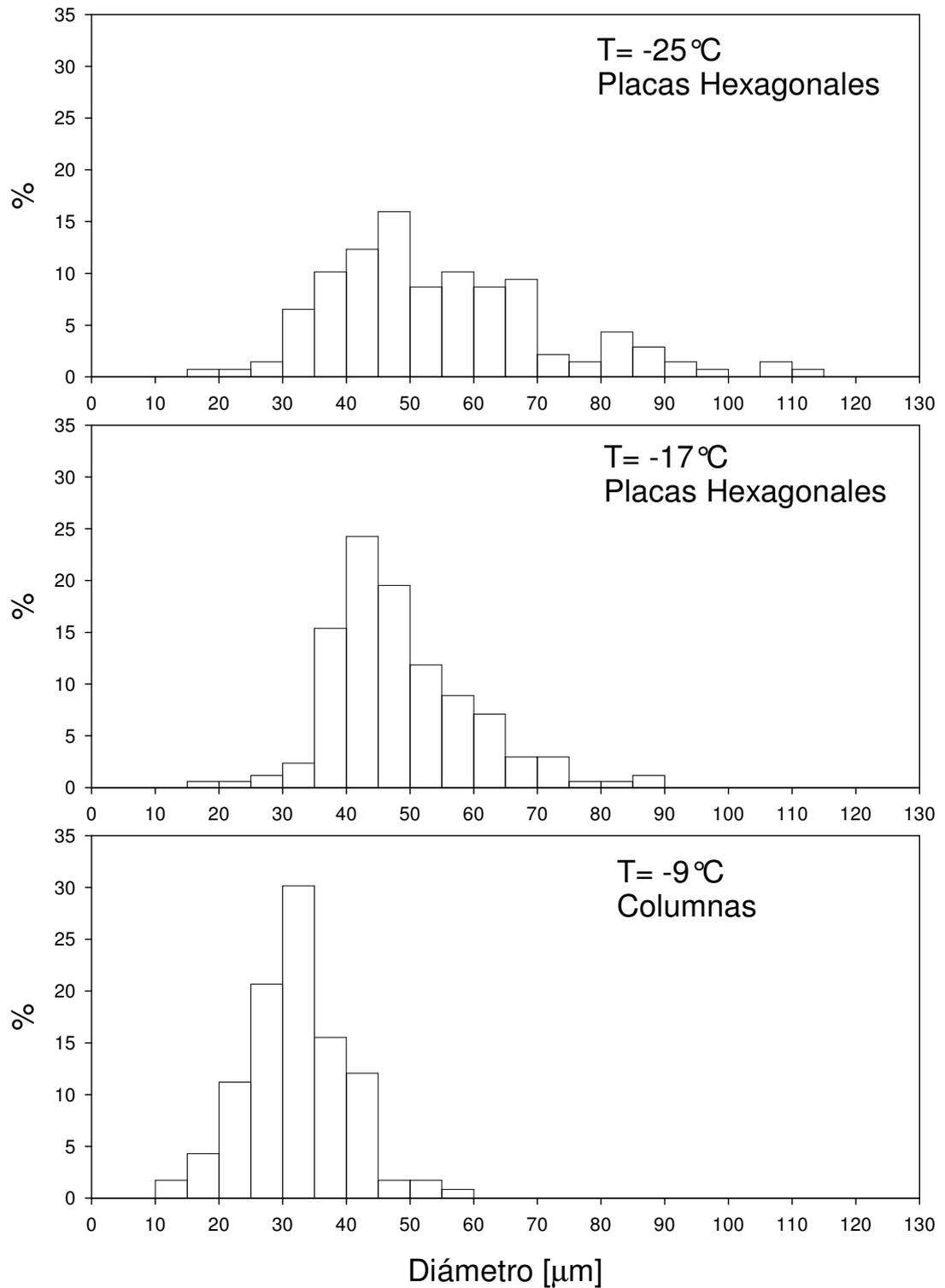


Figura 2.9: Espectro de tamaños y hábitos de los cristales de hielo en función de la temperatura correspondiente a los experimentos de altos contenidos efectivos de agua líquida.

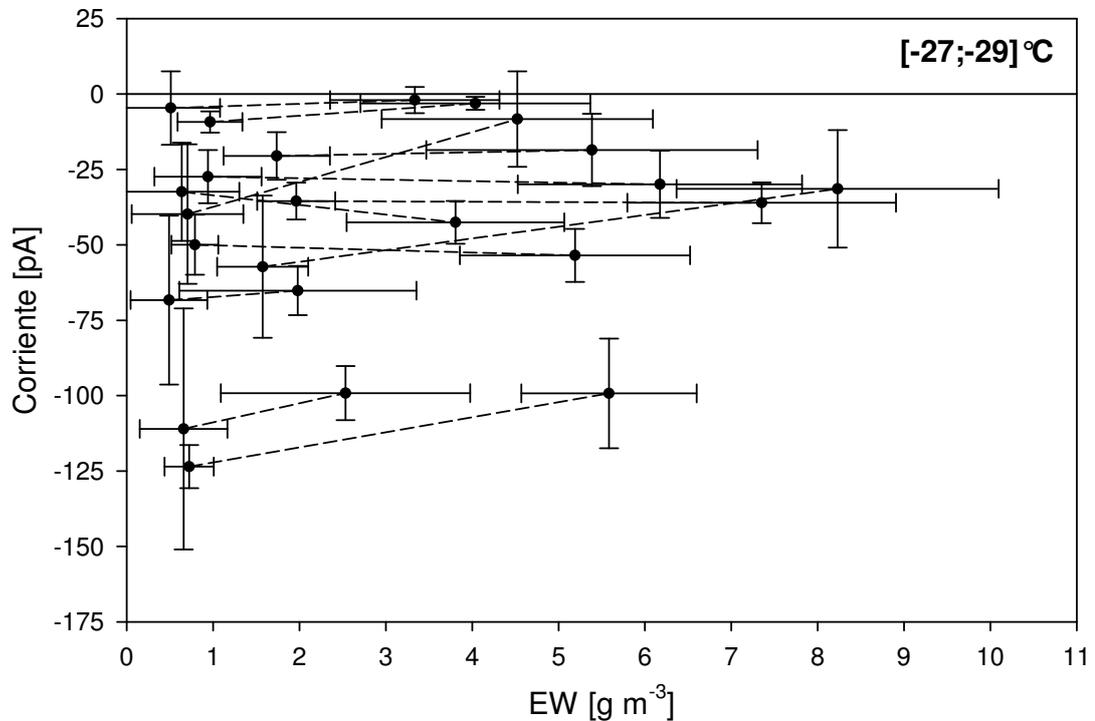


Figura 2.10: Corriente transferida al granizo durante la colisión de cristales de hielo en función del contenido efectivo de agua líquida en el intervalo de temperaturas entre -27 y -29°C donde se muestran las barras de errores correspondientes. Los puntos correspondientes a una misma medición están conectados por una línea punteada.

En las Figuras 2.11 y 2.12 se muestra los gráficos de la corriente transferida al granizo debido a la colisión de cristales de hielo en función del contenido efectivo de agua líquida para distintos intervalos de temperaturas. La Figura 2.10 corresponde a la Figura 2.11 (a).

En la Figura 2.13 se muestra el diagrama del signo de cargado del granizo en función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquida obtenido de las mediciones de alto contenido de agua líquida efectiva. Los círculos vacíos representan resultados de cargado positivo del granizo y los círculos llenos, resultados de cargado negativo del granizo.

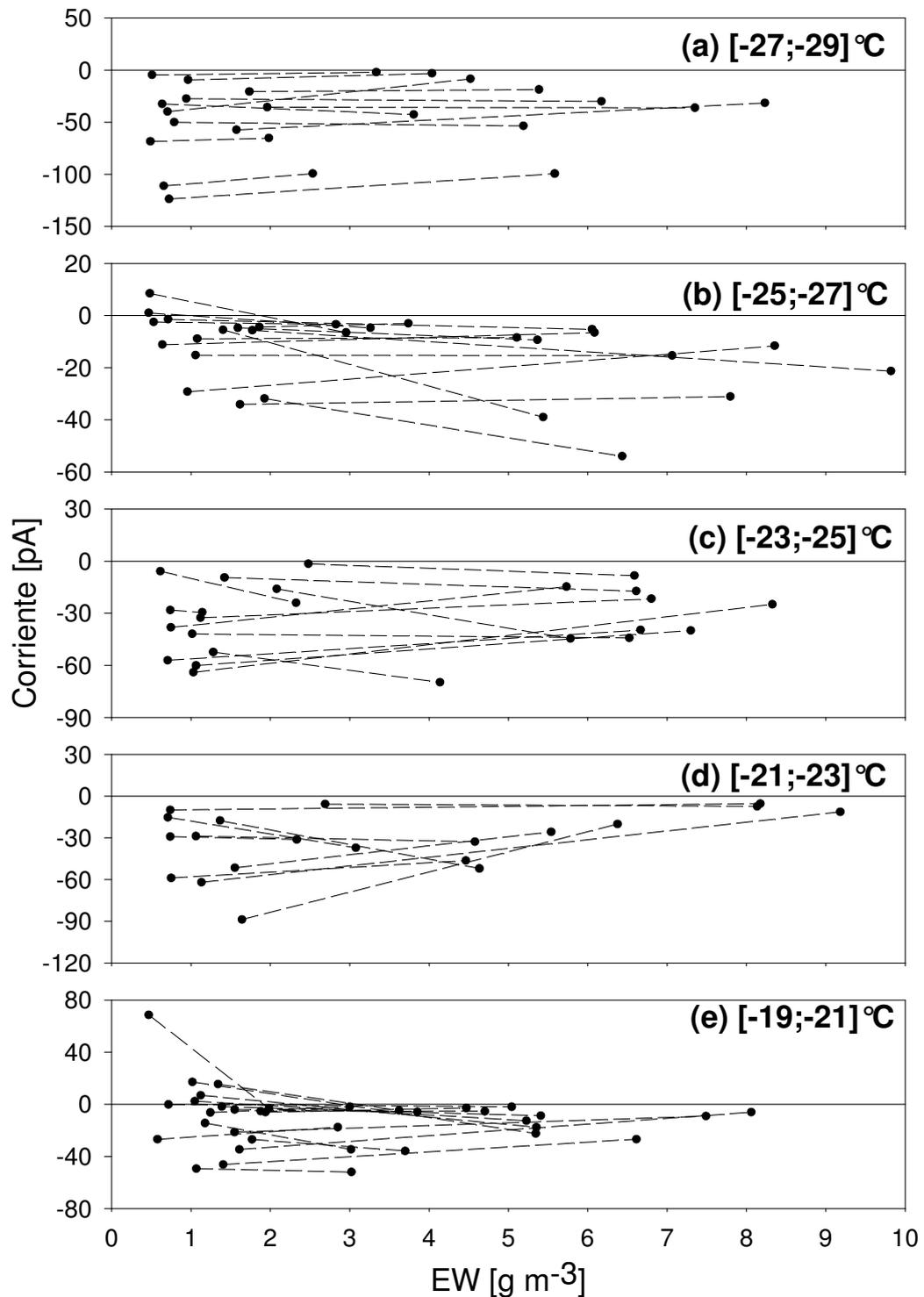


Figura 2.11: Corriente transferida al granizo durante la colisión de cristales de hielo en función del contenido efectivo de agua líquida, en el intervalo de temperaturas entre -19 y -29°C . Los puntos correspondientes a una misma medición están conectados por una línea punteada.

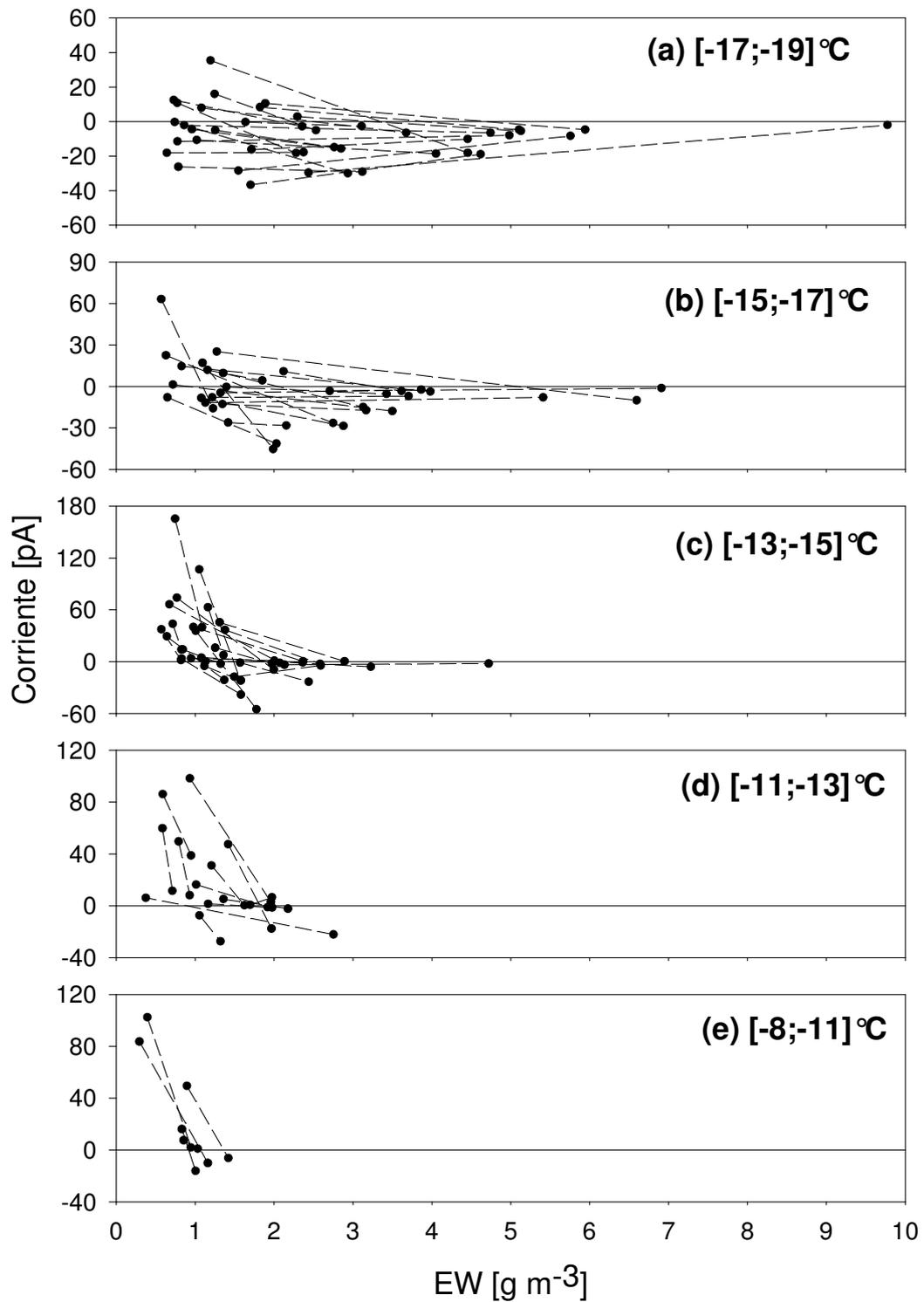


Figura 2.12: Corriente transferida al granizo durante la colisión de cristales de hielo en función del contenido efectivo de agua líquida, en el intervalo de temperaturas entre -8 y -19°C . Los puntos correspondientes a una misma medición están conectados por una línea punteada.

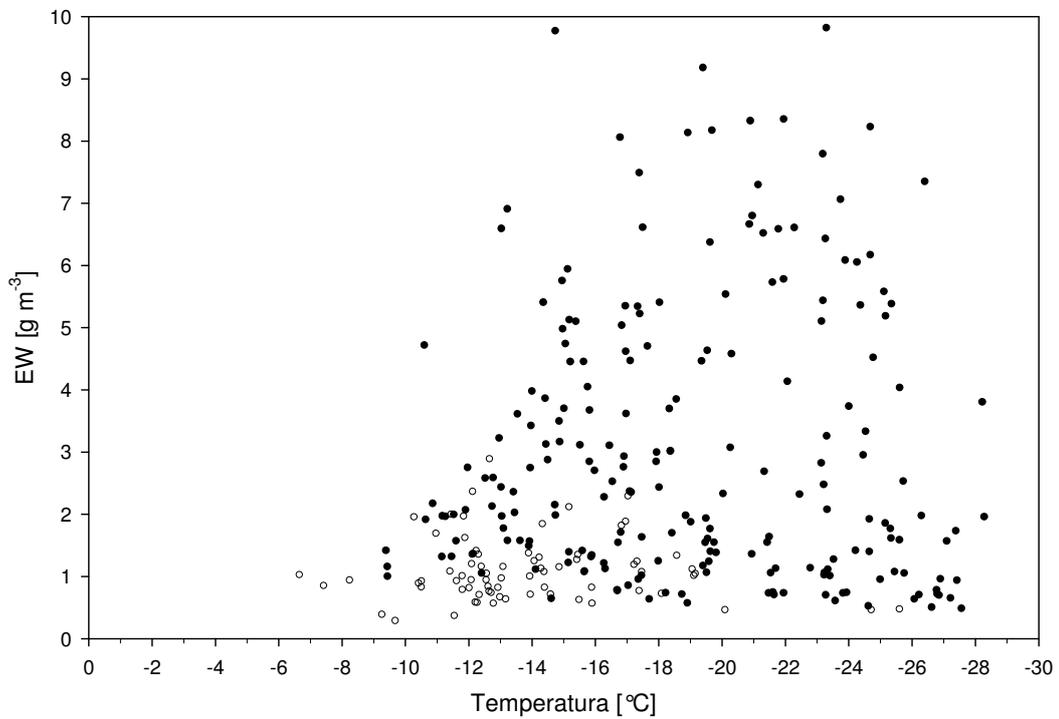


Figura 2.13: Diagrama del signo de carga obtenidos en las mediciones de alto contenido de agua líquida como función del contenido efectivo de agua líquida y de la temperatura ambiente para 8 m s^{-1} . Los círculos vacíos representan resultados positivos y los círculos llenos, negativos.

Capítulo 3

Discusión y Conclusiones

3.1. Intervalos elegidos de los parámetros

Para que los resultados obtenidos en los experimentos de laboratorio puedan ser utilizados en modelos numéricos o en la formulación de teorías sobre la electrificación de nube, los valores de los parámetros utilizados (temperatura, contenido de agua líquida, velocidad, etc) deben estar comprendidos en rangos representativos de las condiciones presentes en las nubes de tormentas.

Las nubes de tormentas deben extenderse, al menos, entre 2 y 3 *km* por sobre la isoterma de $0^{\circ}C$ para que en ellas se produzcan descargas eléctricas. En general, las nubes de tormentas presentan un desarrollo vertical de 6 *km*. Este desarrollo vertical implica que el tope de la nube se encuentre a una temperatura de aproximadamente $-40^{\circ}C$. Así, el intervalo de temperatura utilizado en los experimentos, entre -5 y $-30^{\circ}C$, es representativo del gradiente de temperatura presente en las nubes de tormenta bajo estudio.

Las condiciones microfísicas de las nubes son muy variables dependiendo del tipo de nube de tormenta (Williams, 1995a [83]). Por ejemplo, las nubes estratiformes y las tormentas de invierno tienen poco desarrollo vertical con bajas velocidades de las corrientes verticales de aire, con un contenido de agua líquida bajo y, en general, con condiciones para un crecimiento lento de las partículas de hielo. Las nubes de tormentas ordinarias, en cambio, tienen un mayor desarrollo vertical con valores del contenido de agua líquida y de las velocidades de las corrientes verticales de aire mayores que los de las nubes estratiformes, lo que lleva a la formación de granizo de alta densidad. Por último, las tormentas severas tienen altos valores de contenido de agua líquida y de las velocidades de las corrientes verticales de aire, lo cual lleva a que este tipo de nubes de tormentas puedan producir grandes piedras de granizo, y que, incluso se llegue a un régimen de crecimiento húmedo de las partículas de hielo. En el Cuadro 3.1 se presenta estas y algunas otras características de las nubes estratiformes, de las tormentas de invierno, de tormentas ordinarias y severas presentadas por Williams (1995a) [83].

Los valores de EW utilizados en el presente trabajo ($0 < EW < 10 \text{ g m}^{-3}$) abarcan desde las nubes estratiformes y de invierno hasta las tormentas severas. Sin

Características	De Invierno Estratiformes	Ordinarias	Severas
Tasa de Descargas	0,1 – 1 <i>Flash</i> /min	1 – 50 <i>Flash</i> /min	> 50 <i>Flash</i> /min
Velocidad del <i>Updraft</i>	< 1 $m s^{-1}$	1 – 50 $m s^{-1}$	> 50 $m s^{-1}$
Precipitación de hielo	Granizo de baja densidad	Granizo de alta densidad	pedras de granizo con crec. húmedo
Velocidad de caída de las partículas de hielo	1 – 3 $m s^{-1}$	3 – 10 $m s^{-1}$	> 10 $m s^{-1}$
Contenido de agua líquida	< 0,2 $g m^{-3}$	0,2 – 5 $g m^{-3}$	> 5 $g m^{-3}$

Cuadro 3.1: Características de las nubes de tormentas

embargo, los experimentos realizados en este trabajo sólo son representativos de las tormentas ordinarias ya que las velocidades de impacto utilizadas están en el rango de la velocidad de caída de los granizos correspondientes a las nubes de tormentas ordinarias.

Cabe destacar que las tormentas ordinarias son las que presentan mayor frecuencia de ocurrencia en la atmósfera, lo que hace de suma importancia su caracterización.

Distintos estudios (Jayaratne y Saunders (1985) [43], Pereyra et al. (2000) [63], Ávila et al. (1998) [2]) han mostrado que el tamaño de las gotas de nube influye en el proceso de transferencia de carga, y por lo tanto, se necesita que los tamaños de las gotas utilizados en los estudios de laboratorio sean representativos de los tamaños presentes en la nube. Korolev et al. (2001) [47] encontraron gotas en nubes de tormenta ordinarias de hasta 100 μm de diámetro con un diámetro efectivo de 12 μm . Williams y Zhang (1996) [85] reportaron diámetros medios de gota, pesados por volumen, en el rango comprendido entre 12 y 26 μm para varios estudios de tormenta severa. Blyth y Latham (1993) [9] reportaron diámetros medios de 20 a 50 μm en nubes de tormenta ordinarias de Nuevo Mexico. Willis et al. (1994) [87], en una nube convectiva de verano en Florida, encontraron gotas de hasta 40 μm con un pico en diámetro de alrededor de 20 μm . Entonces, la distribución de tamaños de gotas, presentada en la Figuras 2.3 y 2.8, con diámetros medios de 18 y 15 μm utilizadas en ambas partes de este trabajo, son representativos de la distribución de tamaños existentes en las nubes de tormenta ordinarias.

Otro parámetro que es relevante en la transferencia de carga durante la colisión entre un granizo y cristales de hielo, es la velocidad con la que el cristal de hielo impacta sobre el granizo (Keith y Saunders (1990) [46], Brooks et al. (1987) [5], Saunders y Pecks (1998) [72]). Esta velocidad, conocida como velocidad de impacto, puede ser aproximada por la velocidad de caída de los granizos, ya que al ser los cristales de

hielo muy pequeños, éstos viajan prácticamente a la velocidad de la corriente vertical de aire.

La velocidad de caída de las partículas de hielo de mayor tamaño es función de su diámetro, de su densidad y de la densidad del aire. Utilizando la parametrización dada por Heymsfield y Kajikawa (1987)[34] se puede determinar la velocidad de caída del granizo dado su tamaño y las condiciones de temperatura y contenido de agua líquida de la nube (Ver Capítulo 4. Apéndice. Sección 4.2).

De esta parametrización, se puede ver que una partícula de hielo de 4 mm de diámetro con una densidad de $0,3 \text{ g cm}^{-3}$ cae a una velocidad de alrededor de 6 m s^{-1} para una temperatura ambiente de $-10 \text{ }^\circ\text{C}$, y a $6,5 \text{ m s}^{-1}$ para una temperatura ambiente de $-25 \text{ }^\circ\text{C}$. Para una partícula de densidad igual a $0,5 \text{ g cm}^{-3}$, la velocidad de caída es de $6,9 \text{ m s}^{-1}$ y de $8,2 \text{ m s}^{-1}$ para una temperatura ambiente de $-10 \text{ }^\circ\text{C}$ y de $-25 \text{ }^\circ\text{C}$, respectivamente. Las partículas de hielo con densidad de $0,9 \text{ g cm}^{-3}$ caen a una velocidad de $8,8 \text{ m s}^{-1}$ para una temperatura de $-10 \text{ }^\circ\text{C}$ y a $10,6 \text{ m s}^{-1}$ para una temperatura de $-25 \text{ }^\circ\text{C}$.

De acuerdo a estos cálculos se puede observar que las velocidades utilizadas en los experimentos de bajo y alto contenido efectivo de agua líquida pueden representar a partículas de hielo de baja densidad en el caso de 6 m s^{-1} , de densidad media para el caso de 8 m s^{-1} y de densidad cercana a la del hielo, como son las gotas de agua congeladas, en el caso de la velocidad de 11 m s^{-1} .

Williams (1995b) [84] presenta un resumen de la literatura, existente hasta el momento, sobre la densidad de acreción de granizos, medida in situ, para distintas situaciones meteorológicas. Este resumen, muestra que la densidad del hielo acrecido sobre los granizos varía en más de un orden de magnitud, según el tipo de tormenta en el que se desarrollan; desde menos de $0,1 \text{ g cm}^{-3}$ en tormentas de invierno, hasta la densidad del hielo en tormentas severas. Aunque se observa este ancho rango de densidades de los granizos en las nubes de tormentas, es ampliamente aceptado por los investigadores que las partículas predominantes que intervienen en la electrificación de las nubes de tormentas son aquellos granizos con densidades comprendidas entre $0,33 \text{ g cm}^{-3}$ y $0,61 \text{ g cm}^{-3}$ (Reynolds et al., 1957 [68]; Raymond y Blyth, 1989 [67]). En las Figuras 3.1 y 3.2 se muestran los diagramas del signo de la carga eléctrica adquirida por el granizo en función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquida para las mediciones con distintas velocidades y de alto contenido efectivo de agua líquida, respectivamente. En las figuras también se trazaron las curvas correspondientes a densidades del granizo constantes e iguales a $0,33 \text{ g cm}^{-3}$, a $0,61 \text{ g cm}^{-3}$ y a la densidad del hielo, ρ_{hielo} (Ver Capítulo 4. Apéndice. Sección 4.4). Estas figuras muestran que un gran número de los resultados experimentales obtenidos se realizaron con granizos de densidades comprendidas en el rango de interés para la electrificación de las nubes de tormenta.

De lo expuesto resulta que las condiciones bajo las cuales se realizó este trabajo se refieren a nubes de tormentas ordinarias con mezcla de fase y con corrientes de aire verticales moderadas, en las cuales granizos de tamaños del orden de los milímetros y con un amplio rango de densidades de la acreción, están creciendo en un contenido de agua líquida entre moderado y alto. Los granizos colisionan con cristales de hielo de tamaños del orden de las decenas de micrómetros, los cuales están creciendo por

deposición de vapor, en presencia de gotas de agua sobreenfriadas con diámetros de algunas decenas de micrómetros.

3.2. Diferencias en los métodos de medición

La mayoría de los investigadores acepta que la colisión entre granizos, creciendo por acreción de gotas de agua sobreenfriadas, y cristales de hielo es el principal mecanismo de electrificación de nubes de tormentas. Se han realizado numerosos experimentos a los fines de estudiar este fenómeno y se observa que, en general, los resultados obtenidos por los distintos investigadores no concuerdan.

Actualmente, se piensa que esta discrepancia en los resultados se debe a la diferencia en la técnicas de medición utilizadas.

En general, las técnicas de medición utilizan una alta concentración de cristales de hielo en las mediciones de la corriente de cargado eléctrico de una granizo. Esto se debe a que, como la carga transferida a un granizo por la colisión de un cristal de hielo es muy pequeña, es necesario que una gran cantidad de cristales de hielo impacte, por unidad de tiempo, sobre el granizo para así poder obtener un valor de la corriente de cargado distinguible del ruido eléctrico. Entonces, en la mayoría de los trabajos experimentales de transferencia de carga se utiliza una concentración de cristales de hielo mucho mayor a la existente en una nube de tormenta.

Los autores de los trabajos anteriores (Brooks et al. (1997) [11], Saunders et al. (1998) [72], Takahashi (1978) [77]) utilizaron un dispositivo de medición que consistía de una cámara fría, en la cual se generaba la nube de gotas de agua sobreenfriadas y la nube de cristales de hielo. Para ello, primero se formaba la nube de gotas de agua introduciendo vapor de agua en la cámara fría, y luego, se generaba los cristales de hielo mediante la introducción de un alambre metálico enfriado con nitrógeno líquido. Los cristales de hielo generados crecían a expensas de las gotas de agua presentes, y en orden de mantener la nube de gotas se mantenía el suministro de vapor de agua a la cámara fría. De esta manera, estos investigadores obtenían una nube con mezcla de fase.

Este método para generar a la nube con mezcla de fase presenta la desventaja de que el tamaño de las gotas de agua y de los cristales de hielo varían durante una medición.

Keith y Saunders (1990) [46] realizaron mediciones de transferencia de carga a un granizo acrecido durante la colisión de éste con cristales de hielo de diferentes tamaños. Estos autores no encontraron una dependencia del signo de la carga con el tamaños de los cristales de hielo, pero observaron que la magnitud de la carga transferida dependía del tamaño de los mismos. Por otra parte, Ávila y Pereyra (2000) [4] realizaron mediciones del cargado de un granizo para dos espectros de tamaños de gotas de nube diferentes, y encontraron que el signo de la carga transferida dependía de este parámetro. Entonces, debido a que tanto el tamaño de los cristales de hielo como el de las gotas de agua sobreenfriadas influyen en el mecanismo de transferencia de carga, no es aconsejable que durante un experimento estos parámetros varíen con el tiempo.

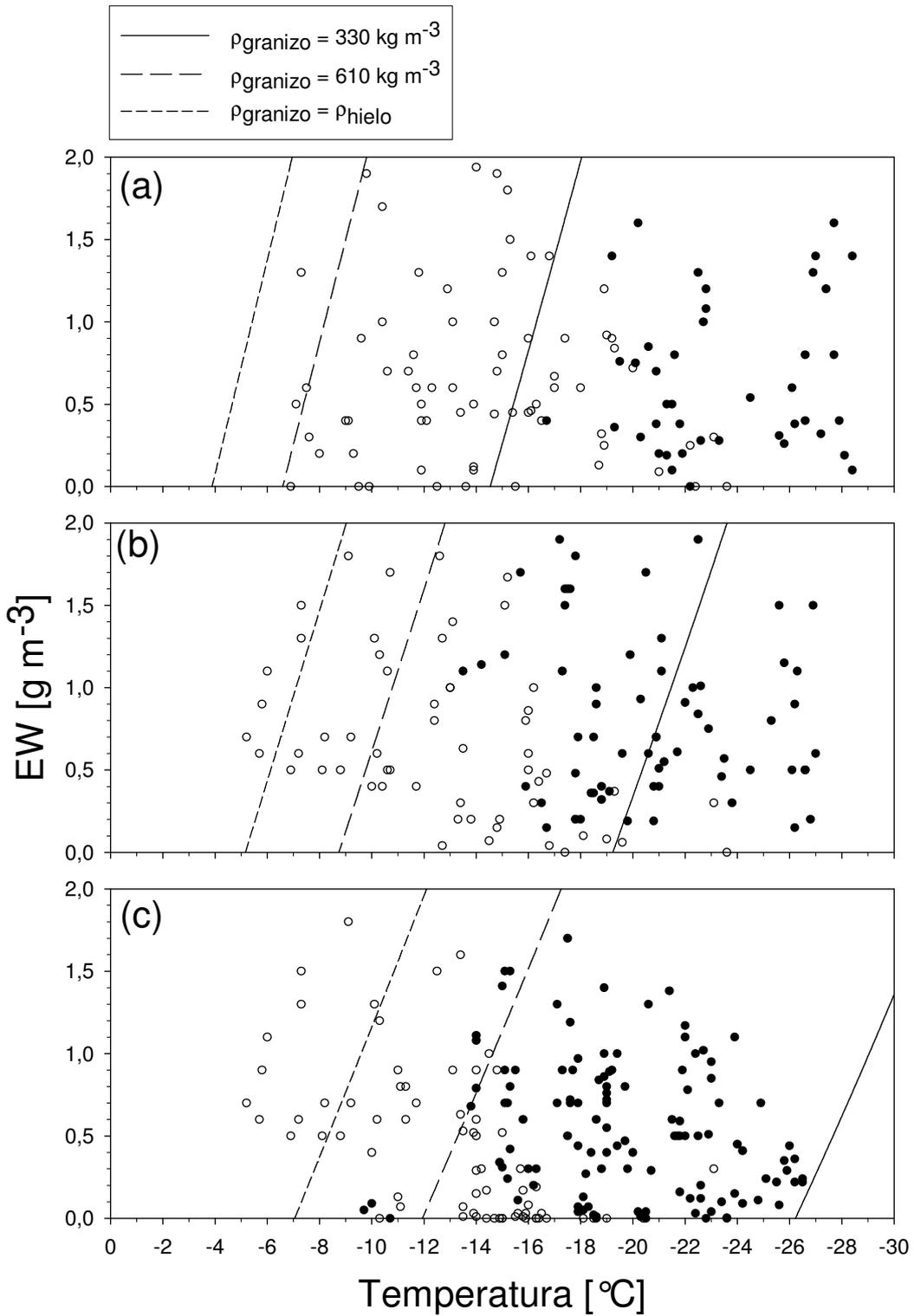


Figura 3.1: Diagrama del signo de la carga adquirida por el granizo para los experimentos de bajo contenido de agua líquida como función del contenido efectivo de agua líquida y la temperatura para (a) 6 m s^{-1} , (b) 8 m s^{-1} y (c) 11 m s^{-1} . Los círculos llenos representan una carga negativa y los círculos vacíos una carga positiva. Las curvas representan valores de la densidad del granizo constante e iguales a $0,33 \text{ g m}^{-3}$, a $0,61 \text{ g m}^{-3}$ y a la densidad del hielo (ρ_{hielo}).

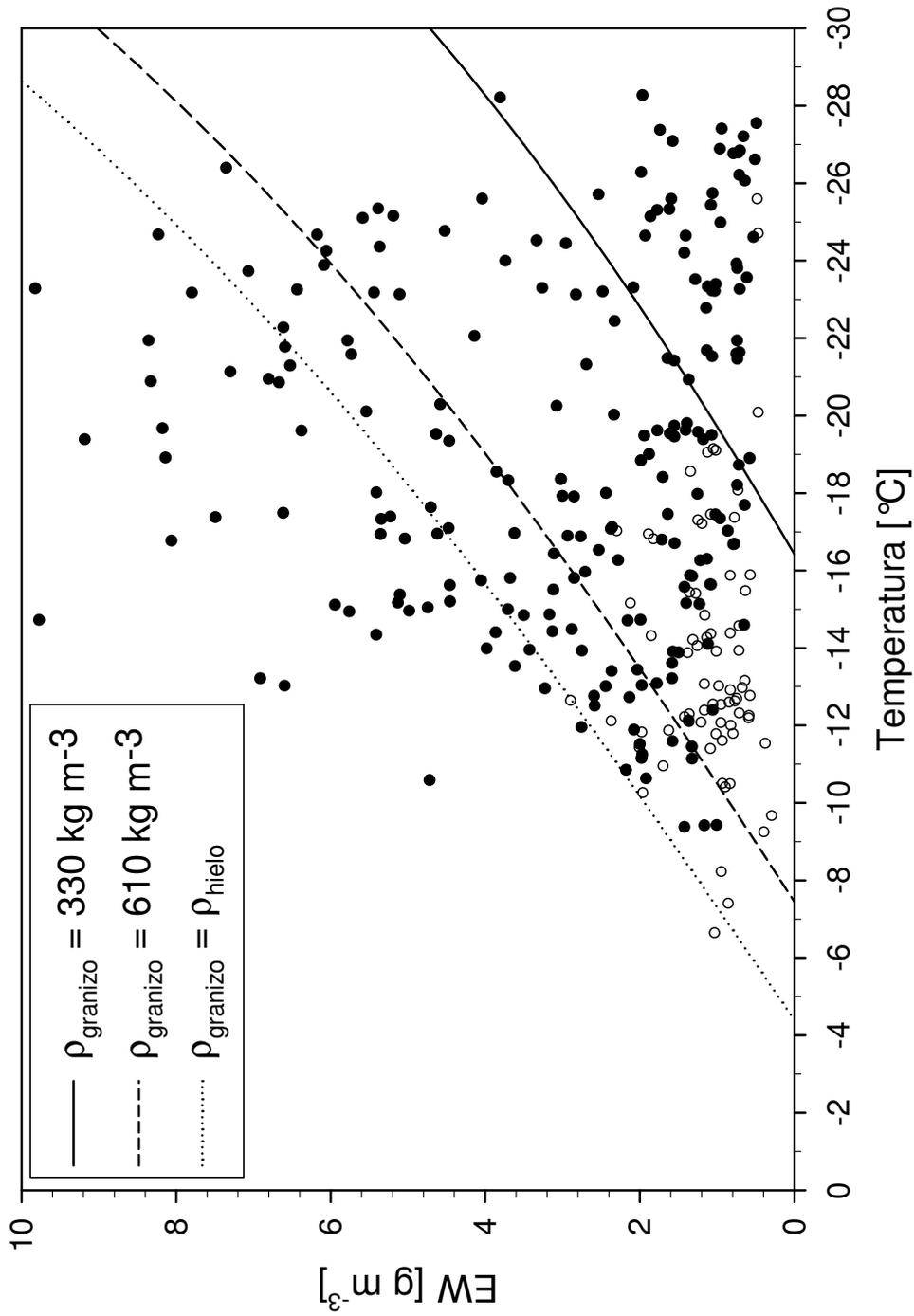


Figura 3.2: Diagrama del signo de la carga adquirida por el granizo para los experimentos de alto contenido de agua líquida como función del contenido efectivo de agua líquida y la temperatura. Los círculos llenos representan una carga negativa y los círculos vacíos una carga positiva. Las curvas representan valores de la densidad del granizo constante e iguales a $0,33 \text{ g m}^{-3}$, a $0,61 \text{ g m}^{-3}$ y a la densidad del hielo (ρ_{hielo}).

La técnica de medición utilizada en este trabajo, en la cual se generaban las nubes de gotas de agua sobreenfriadas y de cristales de hielo en cámaras separadas, permite un mayor control de los espectros de tamaños de las gotas de agua y de los cristales de hielo, asegurando que los mismos se mantengan constantes durante toda la medición. De esta manera, se puede estudiar el efecto en la transferencia de carga de los otros parámetros relevantes sin tener presente el efecto de la variación del espectro de tamaño de las gotas de agua sobreenfriadas y de los cristales de hielo.

Otro efecto, debido a las diferencias en las técnicas de medición, es la diferencia en la temperatura de los cristales de hielo durante su crecimiento. Durante el crecimiento por deposición de vapor, los cristales de hielo son calentados por el calor latente liberado por el vapor al pasar al estado sólido, y a su vez, este calor reduce la tasa de deposición de vapor de agua. En la cámara de cristales, los cristales de hielo crecen por deposición de vapor de agua que es suministrado por las gotas de agua presentes en la cámara fría. Cuando los cristales de hielo consumen todas las gotas de agua, su crecimiento se detiene y, por lo tanto, disminuye su temperatura a la temperatura de la cámara fría. En cambio, en la técnica de una sola cámara, se mantiene el suministro de gotas de agua durante el experimento y no se detiene el proceso de crecimiento de los cristales de hielo. Entonces, los cristales de hielo que crecen en una cámara de cristales separada están más fríos que los cristales de hielo que crecen en una nube. Esto provoca que los cristales de hielo experimenten un aumento en su tasas de crecimiento cuando se los mezcla con la nube de gotas de agua sobreenfriadas. Este crecimiento reforzado de los cristales de hielo durante la mezcla es transitorio y sólo dura mientras los cristales de hielo se calientan por el aumento en el suministro de vapor de agua. Pero si, durante este aumento de la tasa de crecimiento de los cristales de hielo, se produce la colisión con el granizo, podría afectar a la transferencia de carga.

Distintos resultados experimentales (Jayaratne (1993) [41], Mason y Dash (1999) [54], Baker et al. (1987) [5], Baker y Dash (1989) [6]) sugieren que el estado superficial del granizo y de los cristales de hielo es importante en el mecanismo de transferencia de carga. Las condiciones superficiales de las partículas de hielo están reguladas por distintos parámetros como son la temperatura del aire y el contenido de agua líquida. En el caso de los cristales de hielo, un parámetro relevante para determinar su estado superficial es el tiempo de coexistencia con la nube de gotas de agua sobreenfriada. En la Figura 3.3 se muestra los diagramas del signo de la carga adquirida por el granizo obtenido con los experimentos de bajo y alto contenido de agua líquida para una velocidad de 8 m s^{-1} . De los diagramas se puede observar que para temperaturas menores a -20°C , la carga transferida al granizo fue negativa para todos los valores de EW utilizados y para temperaturas mayores a -10°C , la carga transferida fue positiva. Si bien para el diagrama de los experimentos de alto contenido efectivo de agua líquida, para temperaturas ambientes mayores a -10°C , existen pocos puntos experimentales, la mayoría de los investigadores aceptan que para este rango de temperaturas la carga transferida al granizo es positiva para todos los valores de EW utilizados. En el rango intermedio de temperaturas, rango en que se encuentra la temperatura de inversión del signo, se observan diferencias importantes entre ambos diagramas. Para el diagrama correspondiente a los experimentos de bajo contenido de agua líquida, la

temperatura de inversión del signo es aproximadamente igual a $-16^{\circ}C$ y es independiente del valor de EW , en cambio para los experimentos de alto contenido de agua líquida, la temperatura de inversión muestra una tendencia a aumentar con el valor del EW . En el rango de temperaturas comprendido entre -10 y $-16^{\circ}C$, y para EW menores a $1 g m^{-3}$, la carga adquirida por el granizo es positiva en ambos diagramas, y para valores del EW mayores, el diagrama correspondiente a los experimentos de alto contenido muestra que el granizo puede adquirir tanto carga negativa como positiva, mientras que para los experimentos de bajo contenido, la carga transferida al granizo es positiva.

Estas diferencias en los diagramas para el rango de temperaturas comprendido entre -10 y $-20^{\circ}C$ puede ser debido a los pocos puntos experimentales que presenta el diagrama para los experimentos de bajo contenido efectivo de agua líquida respecto al diagrama de alto contenido. Sin embargo, existe una diferencia importante entre los experimentos de alto y bajo contenido efectivo de agua líquida que es el tiempo de coexistencia entre la nube de agua sobreenfriada y la nube de cristales de hielo. En los experimentos de bajo contenido de agua líquida efectiva la nube de cristales ingresaba al túnel de viento a una altura de $1 m$ por sobre el blanco (Ver Figura 2.1). Esto permite un tiempo de coexistencia de la nube de cristales de hielo con la nube de gotas de agua sobreenfriada de 2 segundos. En cambio, en los experimentos de alto contenido de agua líquida efectiva, la nube de cristales de hielo ingresaba al túnel de viento por la cámara de nube (Ver Figura 2.6) lo que permitía un tiempo de coexistencia entre las nubes de gotas de agua sobreenfriada y de cristales de hielo del orden de 10 segundos.

Esta diferencia en los tiempos de coexistencia produce un cambio en el estado superficial de los cristales de hielo ya que estos pueden crecer, por deposición de vapor, durante un tiempo mayor. Esto se evidencia en la diferencia que existe en los espectros de tamaño de las gotas de nube y de los cristales de hielo para las mediciones de alto y bajo contenido de agua líquida. Así, en las mediciones de bajo contenido efectivo de agua líquida, el diámetro medio y de volumen medio de las gotas de nube fue de 18 y $20 \mu m$, respectivamente, mientras que para las mediciones de alto contenido efectivo de agua líquida, fue de 15 y $17 \mu m$, respectivamente. Esta disminución del tamaño medio de las gotas de nube se debe al mayor tiempo de coexistencia entre ambas nubes, ya que los cristales de hielo crecen por deposición de vapor, el cual es cedido por las gotas de agua sobreenfriadas. Entonces, cuanto mayor es el tiempo de coexistencia de las gotas de agua sobreenfriadas con los cristales de hielo, las gotas de agua presentan menor tamaño medio. También se observa un estrechamiento del espectro de tamaño de las gotas de agua sobreenfriadas utilizadas en los experimentos de alto EW respecto a los de bajo EW , con una disminución en la cantidad de gotas de menor y mayor tamaño. Esto acuerda con numerosos trabajos que han mostrado que durante la coexistencia de gotas de agua y cristales de hielo, las gotas de agua de menor tamaño son las primeras en desaparecer. Por otro lado, esta diferencia en el tiempo de coexistencia también se evidencia en los espectros de tamaño de los cristales de hielo (Figuras 2.4 y 2.9). Se puede observar que los tamaños promedios de los cristales de hielo son más grandes en las mediciones de alto contenido de agua líquida que en las mediciones de bajo contenido. Además, se observa una diferencia en

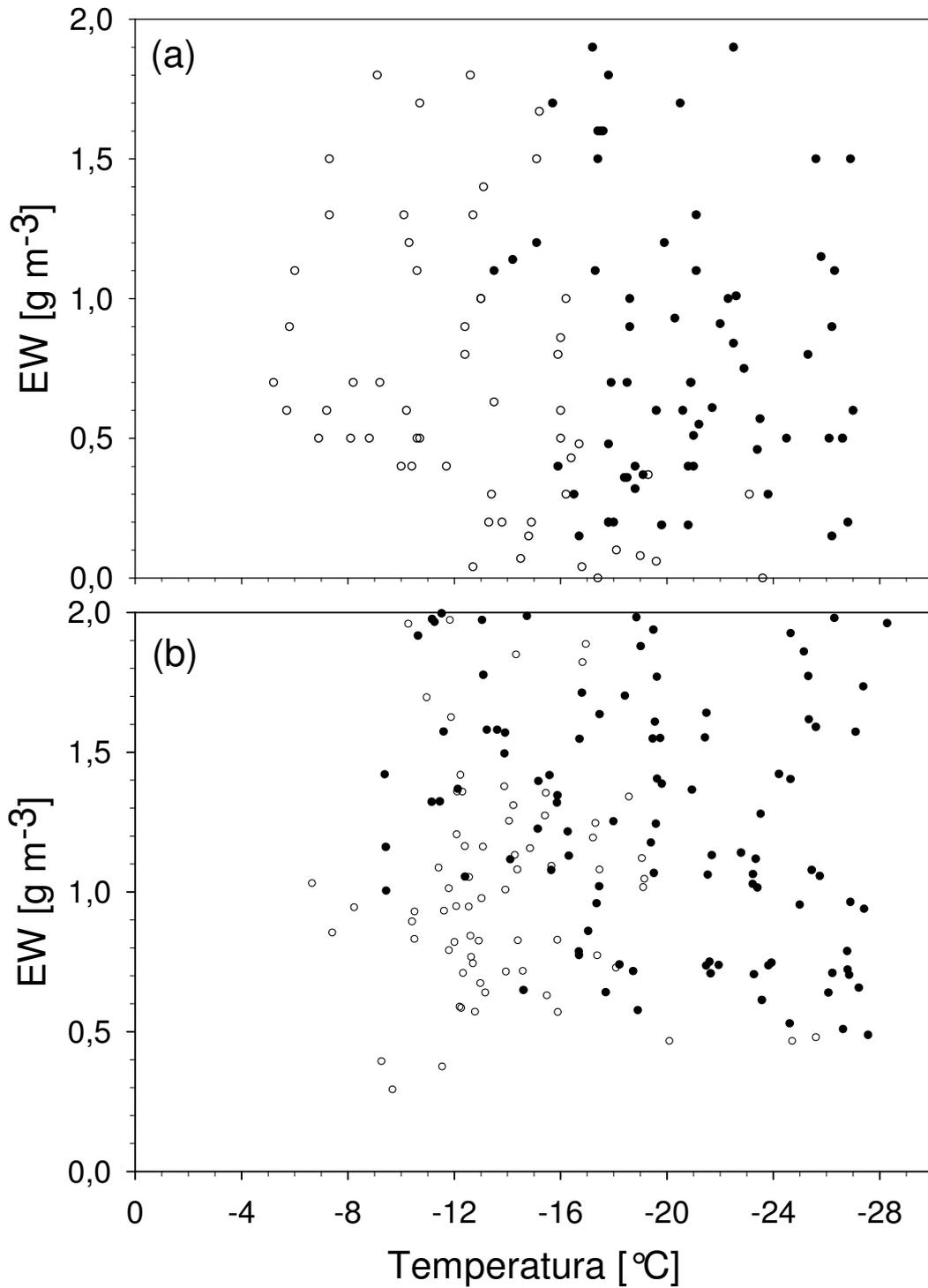


Figura 3.3: Diagrama del signo de la carga adquirida por el granizo para una velocidad de 8 m s^{-1} para (a) los experimentos de bajo contenido de agua líquida y (b) los experimentos de alto contenido de agua líquida, como función del contenido efectivo de agua líquida y de la temperatura. Los círculos llenos representan una carga negativa y los círculos vacíos una carga positiva.

los hábitos cristalinos para altas temperaturas, aunque no existe ninguna evidencia experimental que indique que los hábitos de crecimiento de los cristales de hielo tengan algún efecto en el proceso de transferencia de carga. Jayaratne et al. (1983) [44] no encontraron ninguna diferencia en los resultados de los experimentos de transferencia de carga cuando utilizaron cristales de hielos placas o columnas.

Entonces, las diferencias observadas en los diagramas del signo de la carga transferida al granizo para los experimentos de alto y bajo contenido efectivo de agua líquida, muestran que el mecanismo de transferencia de carga es muy sensible a las condiciones superficiales de los cristales de hielo en el rango de temperaturas comprendido entre -10 y $-16^{\circ}C$. Este rango de temperaturas coincide con el correspondiente al de tasa máxima de crecimiento de los cristales de hielo y representa, en la nube, un espesor de alrededor de 1 km . Entonces, si bien esta diferencia puede no ser relevante para el proceso de electrificación de las nubes de tormentas, sí puede ser importante cuando se quiere comparar los resultados experimentales de distintos investigadores.

3.3. Resultados de los experimentos con distintas velocidades de impacto

Los resultados encontrados en estos experimentos muestran que la temperatura de inversión del signo de cargado del granizo depende de la velocidad de colisión de los cristales de hielo con el granizo.

En la Figura 3.4 se muestra nuevamente el diagrama del signo de la carga adquirida por el granizo en función de la temperatura ambiente y del contenido efectivo de agua líquida para las tres velocidades utilizadas en los experimentos. En cada diagrama se traza la curva que divide las regiones de carga con distinto signo, la cual se denomina temperatura de inversión de signo. De los diagramas se puede observar que, para las tres velocidades utilizadas, cuando la temperatura es mayor a $-10^{\circ}C$ el granizo adquiere una carga positiva y cuando la temperatura es menor a $-22^{\circ}C$, adquiere una carga negativa, para todos los valores de contenido efectivo de agua líquida utilizados. Sólo en el rango de temperaturas entre -10 y $-22^{\circ}C$ el signo de la carga adquirida por el granizo depende de la velocidad.

Esta dependencia del signo de la carga adquirida por el granizo con la velocidad fue constatada directamente mediante experimentos subsidiarios. En estos experimentos y durante una misma medición se cambiaba la velocidad del flujo de aire. A modo de ejemplo, la Figura 3.5 muestra la corriente de cargado del granizo en función del tiempo correspondiente a dos mediciones realizadas a una temperatura de $-17^{\circ}C$ y con un contenido efectivo de agua líquida de alrededor de $0,4\text{ g m}^{-3}$. En la medición de la Figura 3.5 (a) se utilizó una velocidad de 6 m s^{-1} para la primera parte y una velocidad de 11 m s^{-1} para la segunda. Y se observa que la corriente de cargado del granizo es positiva en la primera parte y negativa en la segunda. En cambio, en la medición de la Figura 3.5 (b), la velocidad se cambio de 11 m s^{-1} a 6 m s^{-1} entre la primera y la segunda parte de la medición, y en este caso, se observa que la corriente es negativa en la primera parte y positiva en la segunda. Como todos los parámetros relevantes a la transferencia de carga, salvo la velocidad, se mantuvieron

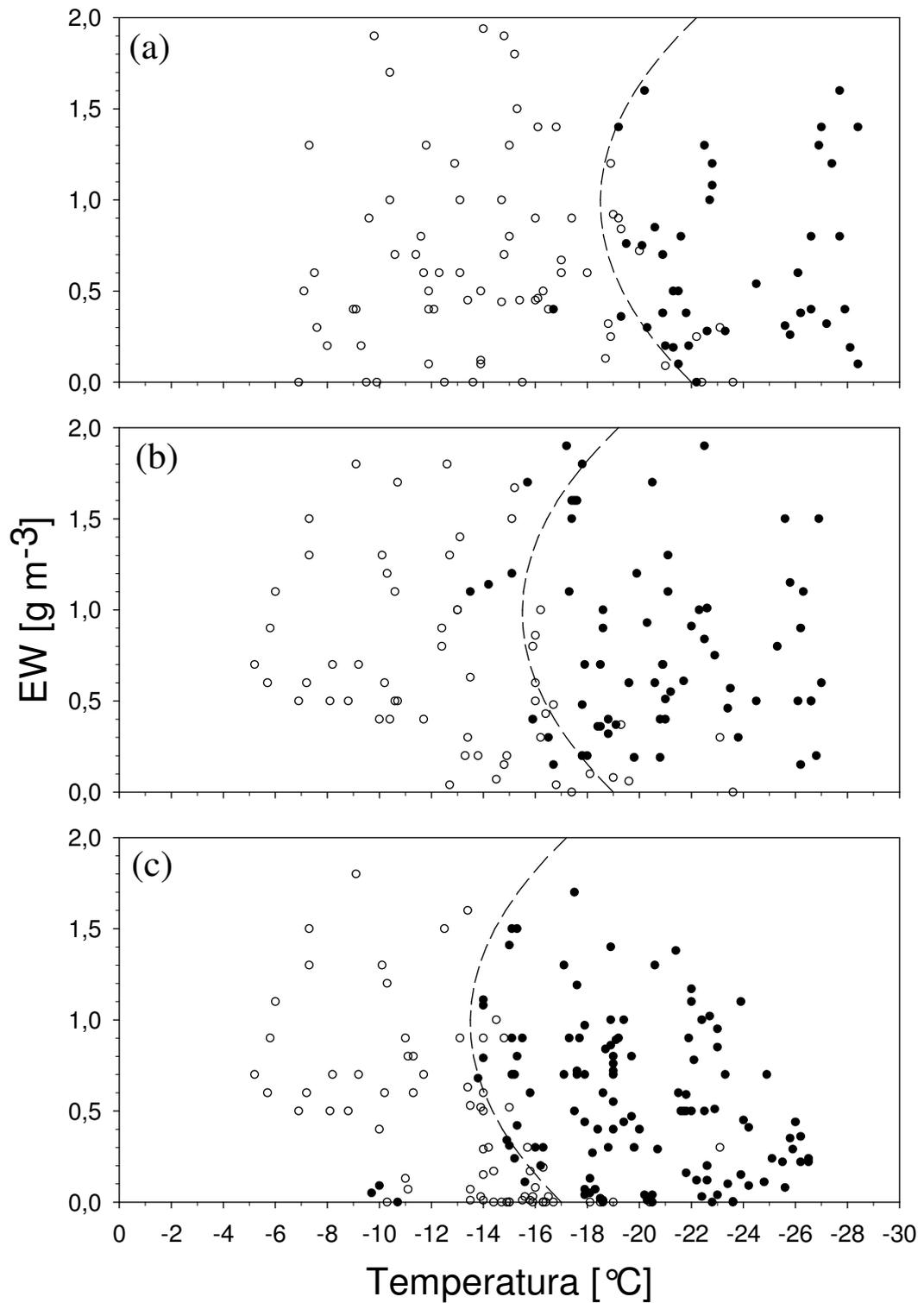


Figura 3.4: Diagrama del signo de la carga junto con la temperatura de inversión del signo de carga como función del contenido efectivo de agua líquida y la temperatura para (a) 6 m s^{-1} , (b) 8 m s^{-1} y (c) 11 m s^{-1} .

aproximadamente constantes durante cada medición, la inversión en el signo de la corriente de cargado del granizo es, entonces, una consecuencia del cambio en la velocidad.

De los diagramas del signo de la carga mostrados en la Figura 3.4 se puede observar que la curva de la temperatura de inversión se mueve a temperaturas mayores cuando aumenta la velocidad. Además, los diagramas parecen indicar que la dependencia de la temperatura de inversión con el contenido efectivo de agua líquida no es afectada por el cambio en la velocidad de impacto, y que sólo existe un corrimiento de la temperatura de inversión debido al cambio en la velocidad.

Este corrimiento de la temperatura de inversión con la velocidad se puede explicar utilizando la hipótesis de Baker et al. (1987) [5]. Para una dada velocidad, cuando la temperatura es menor a la temperatura de inversión del signo de cargado eléctrico, el granizo adquiere una carga negativa, y para una temperatura mayor, el granizo adquiere una carga positiva. Entonces, de acuerdo a la hipótesis de Baker et al., para una temperatura menor a la temperatura de inversión de signo, el granizo está creciendo más lentamente que los cristales de hielo, y para una temperatura mayor, está creciendo más rápidamente que estos. Si, para un dado valor de contenido efectivo de agua líquida, se aumenta la velocidad, la tasa de crecimiento de los cristales de hielo no se ve afectada ya que estos son muy pequeños y viajan con la corriente de aire. En cambio, las gotas de agua sobreenfriadas van a aumentar su momento lineal, y por lo tanto, cuando impacten con el granizo, se dispersarán más sobre la superficie del mismo. Esto provoca que las gotas de agua se congelen más rápido. Luego, habrá menos fuentes locales de vapor sobre la superficie del granizo, lo cual provoca que la velocidad de crecimiento del granizo por deposición de vapor disminuya y esta disminución puede ser suficiente para que ahora el granizo crezca más lentamente que los cristales de hielo para esta dada temperatura y dado valor de EW . En consecuencia, el granizo adquiere una carga negativa. Entonces, la temperatura de inversión aumentará su valor si se aumenta la velocidad de impacto. Si, en cambio, se disminuye la velocidad, las gotas tardarán más en congelarse, por lo tanto habrá una mayor cantidad de fuentes locales de vapor sobre la superficie del granizo, aumentando su tasa de crecimiento. Entonces, la temperatura de inversión disminuye con la disminución de la velocidad de impacto.

3.3.1. Comparación con estudios anteriores

Estudios anteriores no encontraron una dependencia del signo de la carga eléctrica transferida al granizo con la velocidad de impacto debido a la colisión de cristales de hielo.

Jayaratne et al. (1983)[44] midieron la magnitud de la carga transferida al granizo en función de la velocidad de impacto y encontraron que el signo de la carga transferida fue positivo para velocidades entre 1 y 4 $m s^{-1}$ y una temperatura ambiente de $-11\text{ }^{\circ}C$. Estos resultados concuerdan con los obtenidos en los presentes experimentos ya que para todas las velocidades utilizadas, la carga transferida fue positiva para esa temperatura.

Keith y Saunders (1990)[46] realizaron mediciones de la carga eléctrica transferida

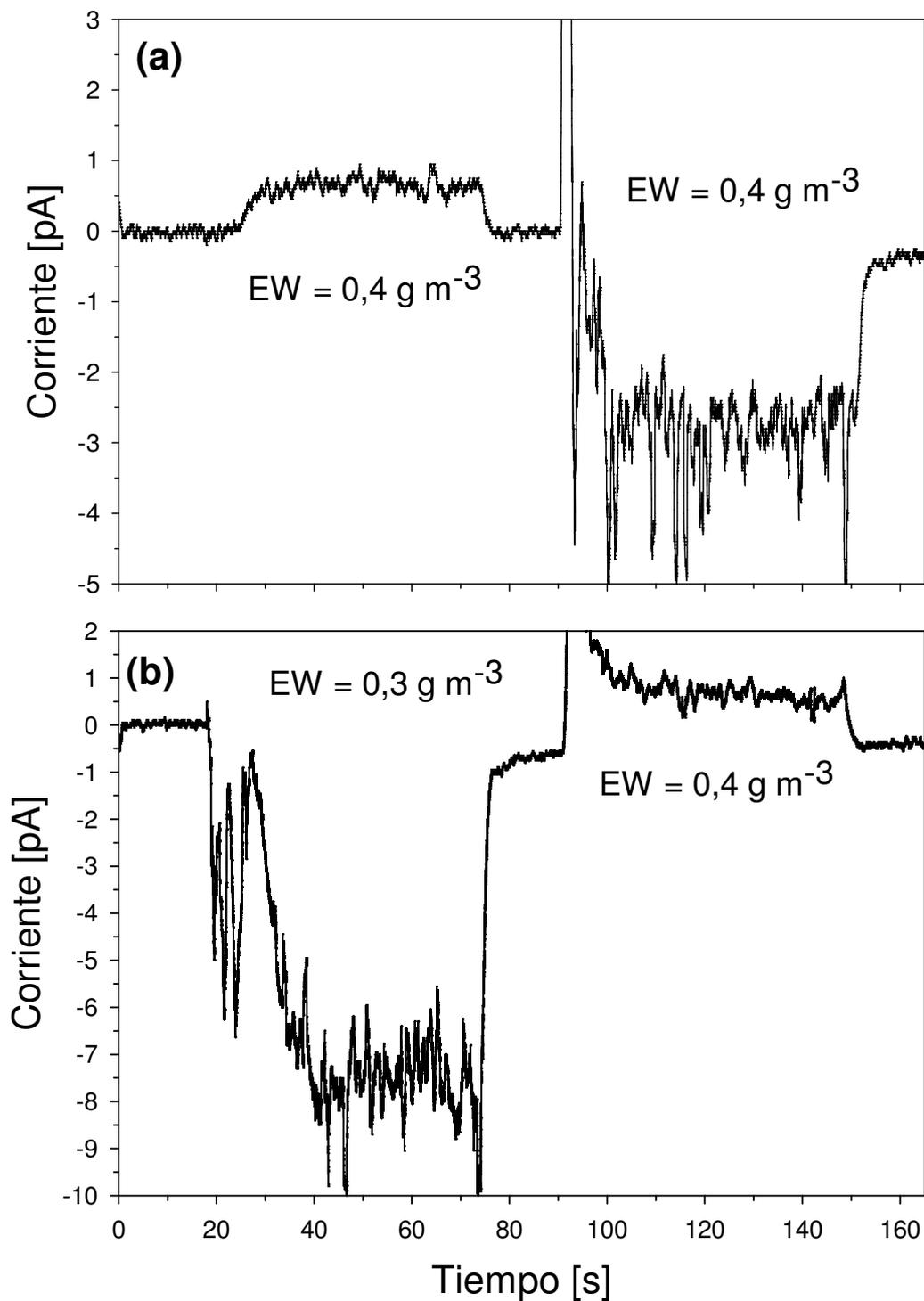


Figura 3.5: Corriente de cargado del granizo en función del tiempo para una temperatura de -17°C . En las Figuras se muestra el valor del EW para cada parte de las mediciones. La Figura (a) corresponde a una velocidad de impacto de 6 m s^{-1} y de 11 m s^{-1} para la primera y la segunda parte respectivamente. La Figura (b) corresponde a una velocidad de impacto de 11 m s^{-1} para la primera parte y de 6 m s^{-1} para la segunda.

al granizo en función de la velocidad de impacto, la cual variaron entre 2 y 25 $m s^{-1}$. Encontraron que la magnitud de la carga transferida depende del valor de la velocidad pero no así el signo de la misma. Estos autores observaron que el signo de la carga transferida era siempre positivo para temperaturas entre -6 y -15 $^{\circ}C$, y negativo para temperaturas entre -15 y -30 $^{\circ}C$. Estos resultados no concuerdan parcialmente con los obtenidos en nuestras mediciones, ya que, para las tres velocidades medidas en este trabajo, se encontró que la carga transferida al granizo fue siempre positiva para temperaturas mayores a $-10^{\circ}C$ y negativa para temperaturas menores a $-22^{\circ}C$. En el rango de temperaturas intermedio, nuestros resultados muestran que el signo de la carga adquirida por el granizo depende de la velocidad a la cual se realizó la medición. Este desacuerdo en nuestros resultados y los de Keith y Saunders puede deberse a las diferencias entre los métodos de medición utilizados. Keith y Saunders realizaron las mediciones en una cámara fría dividida en dos partes: en la parte superior generaban la nube de cristales de hielo y en la parte inferior, donde se encontraba el cilindro metálico que simulaba al granizo, generaban la nube de gotas de agua sobreenfriadas. Al iniciar la medición permitían el ingreso de los cristales de hielo a la parte inferior de la cámara fría donde los cristales de hielo se mezclaban con las gotas de agua sobreenfriadas y se formaba la nube con fase de mezcla. Keith y Saunders medían la corriente de cargado del granizo simulado para un valor de la velocidad de acreción (RAR , Ecuación 1.3) constante e igual a $10 mg cm^{-2} min^{-1}$. En orden de mantener el valor del RAR constante, suministraban vapor de agua a la cámara fría durante toda la medición. Las mediciones presentadas en su trabajo muestran que el tamaño y la concentración de los cristales de hielo variaban durante una medición, y esto producía una variación en el valor de la corriente de cargado. Por otro lado, el valor del RAR utilizado indica que los valores de EW de las mediciones fue menor a $0,9 g m^{-3}$ para todas las velocidades investigadas. Para las velocidades utilizadas en este trabajo, el EW necesario para obtener este valor del RAR debe ser siempre menor a $0,3 g m^{-3}$.

Brooks et al. (1997)[11] sugirieron que una variable más adecuada que el valor de EW para estudiar la transferencia de carga eléctrica es la velocidad de acreción (RAR) (Ecuación 1.3). Estos autores encontraron que un aumento en la velocidad de impacto, para valores fijos del contenido efectivo de agua líquida y de temperatura ambiente, invertía el signo de la carga adquirida por el granizo, de negativa a positiva. Así, un aumento en la velocidad de impacto provoca un corrimiento en la temperatura de inversión del signo de la carga a temperaturas menores. Este resultado es opuesto al comportamiento observado en nuestras mediciones.

Saunders y Peck (1998) [72] extendieron los resultados de Brooks et al. (1997) y encontraron una parametrización de la curva de inversión del signo de la carga transferida al granizo en función del RAR y de T_a . En la Figura 3.6 se muestran las curvas obtenidas por estos autores y las obtenidas a partir de los resultados conseguidos en este trabajo. Se puede observar que no existe relación entre las distintas parametrizaciones. Esta diferencia en los diagramas del signo de la carga transferida al granizo puede deberse al método de medición utilizado por Saunders y Peck. Estos autores realizaron los experimentos en una cámara fría donde generaban una nube de gotas de agua sobreenfriadas, y activaban en la misma los núcleos de hielo mediante la introducción de un alambre metálico enfriado con nitrógeno líquido. De esta manera,

estos autores obtenían una nube con mezcla de fase. Inmediatamente después de la activación de los núcleos de hielo, generaban un flujo de aire, el cual bañaba a un cilindro metálico y transportaba la nube con mezcla de fase, y comenzaban a medir la corriente de cargado sobre el cilindro. Durante los instantes iniciales de la medición, la corriente de cargado del granizo era nula y luego comenzaba a aumentar a medida que los cristales de hielo crecían a expensas de las gotas de agua sobreenfriadas. En general, esta corriente de cargado inicial era positiva. Saunders y Peck continuaban con la medición hasta que observaban que la magnitud de la corriente disminuía e invertía su signo. Según estos autores el valor del RAR había disminuido por debajo de un valor crítico, valor para el cual se invierte el signo de la carga transferida al granizo. Esta disminución del valor del RAR se debía a la disminución en el valor del EW ya que los cristales de hielo crecían a expensas de las gotas de agua y por lo tanto, disminuían la cantidad de agua líquida presente en la cámara fría. A los fines de determinar el valor del EW correspondiente al RAR crítico, Saunders y Peck utilizaron otro blanco metálico, igual al utilizado para medir la corriente de cargado, sobre el cual se permitía la acreción de gotas de agua sobreenfriadas durante 30 s, 15 s antes de que se produjera la inversión en el signo de la corriente y 15 s después de la misma.

En base a los valores de RAR críticos determinados por Saunders y Peck (1998) [72], se pudo calcular que los valores de EW , para una velocidad de 4 m s^{-1} , correspondientes a esos valores de RAR , fueron siempre menores a $0,9 \text{ g m}^{-3}$ para todas las temperaturas ambientes utilizadas, y muestra que para temperaturas mayores a -15°C , fueron menores a $0,5 \text{ g m}^{-3}$. Estos valores de contenido de agua líquida son lo suficientemente bajos como para que sea probable que la nube de gotas de agua haya sido totalmente consumida por los cristales de hielo durante su crecimiento, y la inversión de signo observada haya sido debida a la colisión de cristales de hielo en ausencia de acreción de gotas de agua sobreenfriada por parte del granizo. El valor de RAR medido puede haber correspondido a los primeros 15 s previos a la inversión de signo, cuando todavía había gotas de agua sobreenfriadas.

Berdeklis y List (2001) [8] realizaron mediciones de laboratorio de la carga transferida para distintas velocidades: 3, 4, 5 y 6 m s^{-1} , aunque la mayoría de sus mediciones fueron realizadas para una velocidad de 5 m s^{-1} . Estos autores encontraron que, para una temperatura de -16°C y un EW de $0,5 \text{ g m}^{-3}$, la carga transferida al granizo fue negativa para todas las velocidades utilizadas. Según los resultados obtenidos en este trabajo para una velocidad de 6 m s^{-1} y para ese valor de temperatura y EW , la carga transferida al granizo fue positiva. Berdeklis y List utilizaron un dispositivo similar al usado en este trabajo en cuanto a que generaban y crecían a los cristales de hielo en cámaras separadas. Una diferencia entre el trabajo de estos investigadores y el presente, es el tamaño medio de las gotas de agua sobreenfriadas. Berdeklis y List utilizaron un diámetro medio de gotas de $24,8 \mu\text{m}$, mientras que el diámetro medio utilizado en este trabajo fue de $18 \mu\text{m}$. Ávila y Pereyra (2000) [4] observaron que el espectro de tamaños de las gotas de nube influyen en el mecanismo de transferencia de carga. Según sus resultados, un aumento en el tamaño medio de las gotas de agua sobreenfriadas produce un corrimiento de la temperatura de inversión a temperaturas mayores para valores de EW menores a 1 g m^{-3} . Este corrimiento podría explicar la

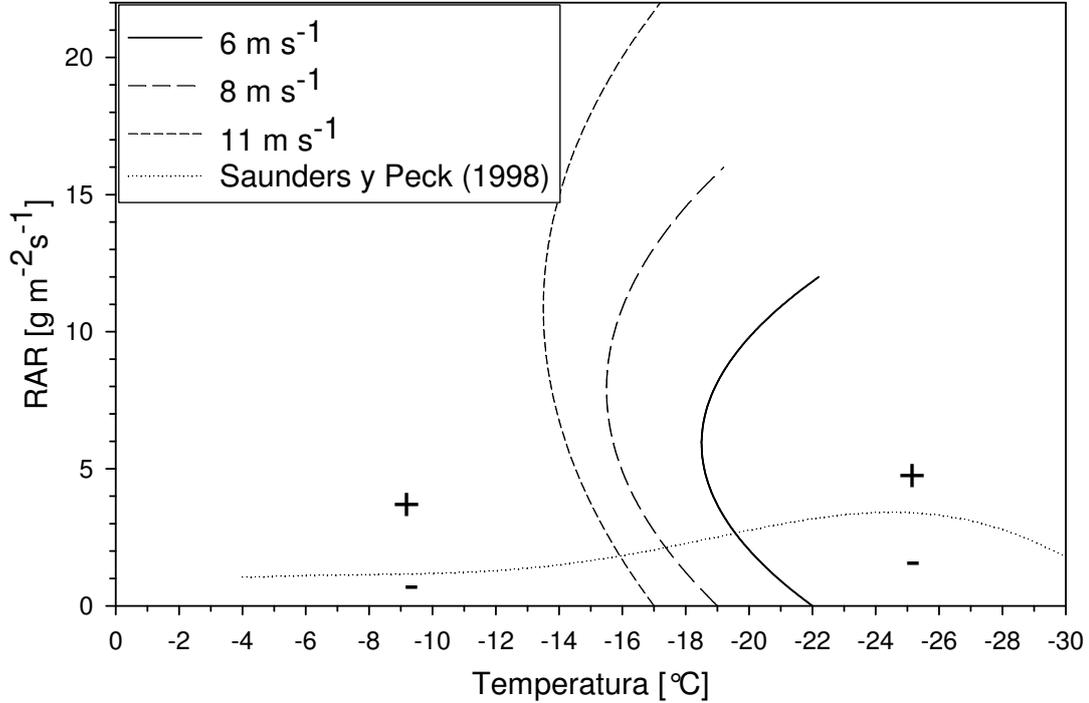


Figura 3.6: Temperatura de inversión del signo de carga como función de la velocidad de acreción para $6 m s^{-1}$, $8 m s^{-1}$, $11 m s^{-1}$ y la obtenida por Saunders y Peck (1998)[72]. El signo + indica la región de cargado positivo del granizo y el signo -, de cargado negativo según Saunders y Peck.

diferencia en el signo de la carga adquirida por el granizo observado por Berdeklis y List y el observado en este trabajo.

Takahashi (1978) [77] realizó mediciones del cargado eléctrico de un granizo por colisión con cristales de hielo para una velocidad de $9 m s^{-1}$. Esta velocidad se encuentra comprendida en el rango de velocidades utilizadas en este trabajo. En la Figura 3.7 se muestra la curva de inversión del signo obtenida por este autor junto con las obtenidas en este trabajo en función de la temperatura ambiente y del contenido efectivo de agua líquida. Takahashi reportó sus mediciones en función de la temperatura y del contenido de agua líquida. En orden de poder comparar sus resultados con los del presente trabajo, se utiliza una eficiencia de colección de las gotas de agua para el granizo de 0,8, la cual fue determinada utilizando los resultados presentados por Ranz y Wong (1952) [64]. Se puede observar que existen diferencias entre los resultados obtenidos por Takahashi y los obtenidos en este trabajo. Takahashi midió transferencia de carga positiva para temperaturas de hasta $-30^{\circ}C$ y para valores del contenido efectivo de agua líquida menores a $0,2 g m^{-3}$. Esta transferencia positiva puede ser debida al espectro de tamaños de gotas utilizado por este autor. Takahashi reportó un tamaño medio de las gotas de agua de $10 \mu m$. Los resultados encontrados

por Ávila y Pereyra (2000) [4] muestran que cuando se disminuye el espectro de tamaños de las gotas de agua sobreenfriadas, el granizo adquiere una carga positiva para temperaturas de hasta -30°C y para valores del contenido efectivo de agua líquida menores a $0,2 \text{ g m}^{-3}$. Entonces, la diferencia en los tamaños medios de las gotas de nube utilizadas podría explicar la diferencia en el signo de la carga transferida al granizo. Takahashi (1978) también midió una transferencia de carga negativa para una temperatura de -10°C y un EW de 1 g m^{-3} . Esta diferencia puede ser explicada por la diferencia en los métodos de medición. Takahashi utilizó una misma cámara fría para generar la nube de gotas de agua sobreenfriadas y de cristales de hielo, y como ya se ha explicado esto puede producir diferencias en los resultados obtenidos.

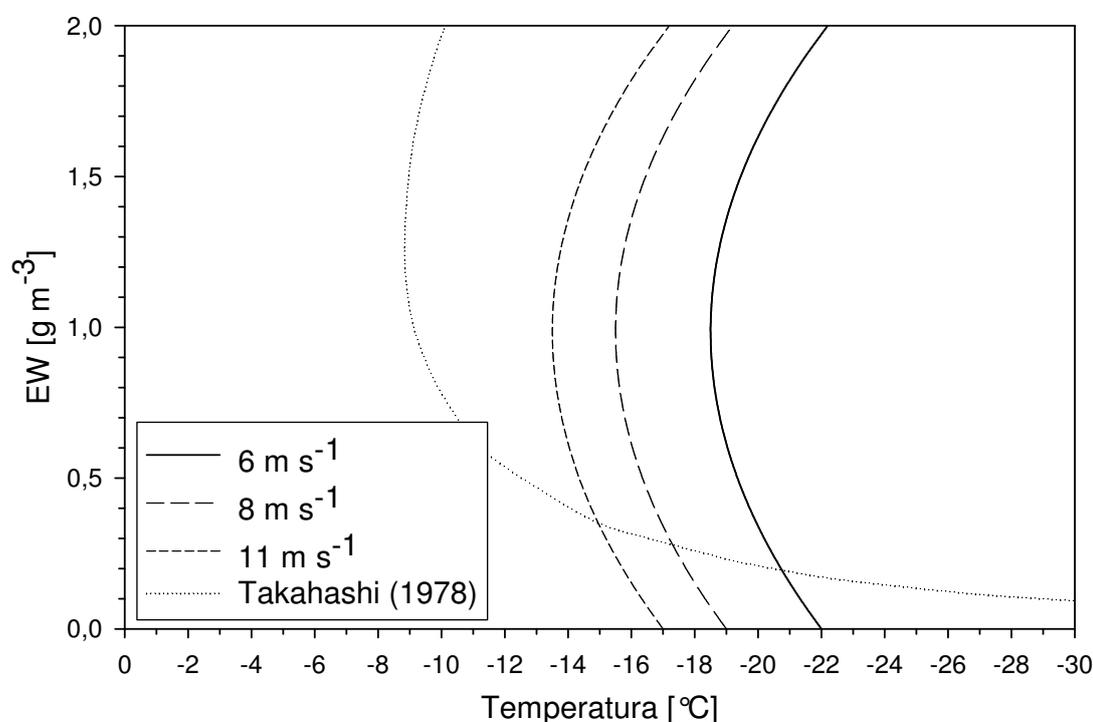


Figura 3.7: Temperatura de inversión del signo de carga como función del contenido efectivo de agua líquida para 6 m s^{-1} , 8 m s^{-1} , 11 m s^{-1} y la obtenida por Takahashi (1978) [77].

3.4. Resultados de los experimentos para altos contenidos de agua líquida

De las Figuras 2.11 y 2.12 se puede observar que existen distintos comportamientos de la corriente eléctrica según el rango de temperaturas. En el rango de temperaturas

entre -19 y -29°C y para valores del $EW < 10 \text{ g m}^{-3}$ (Figura 2.11), la corriente fue siempre negativa y constante, lo cual indica que la misma no depende del contenido efectivo de agua líquida en este rango de temperaturas. Entonces la carga transferida al granizo en este rango de temperaturas es siempre negativa e independiente del valor de EW .

En el rango de temperaturas entre -15 y -19°C y para valores del $EW < 2 \text{ g m}^{-3}$ (Figura 2.12 (a) y (b)), se observa que la corriente toma tanto valores positivos como negativos. Esto se debe a que en este rango de temperatura se encuentra la temperatura de inversión de signo de la carga. También se observa, en este rango de temperaturas ambientes, que para valores del contenido efectivo de agua líquida altos ($EW > 5 \text{ g m}^{-3}$) el valor de la corriente disminuye y tiende a cero.

En el rango de temperaturas entre -8 y -15°C (Figura 2.12 (c), (d) y (e)), se observa que el signo de la corriente eléctrica se mantuvo siempre positivo y que la magnitud de la corriente tiende a disminuir con el aumento del contenido efectivo de agua líquida. En este rango de temperaturas, el contenido efectivo de agua líquida fue limitado a valores menores a 3 g m^{-3} , ya que este valor del contenido efectivo de agua líquida marca la transición del régimen de crecimiento de seco a húmedo del granizo.

En la Figura 3.8 se muestra el diagrama del signo de la carga eléctrica adquirida por el granizo durante colisiones con cristales de hielo en los experimentos con altos contenidos efectivos de agua líquida. Los círculos llenos representan una carga negativa, los círculos vacíos una carga positiva y las cruces una carga nula. Los puntos correspondientes a carga nula se determinaron usando los valores de la corriente de cargado que son indistinguibles con el valor cero teniendo en cuenta el error ($I \pm \sigma(I)$). Se debe observar que varios experimentos, donde la corriente fue cero, pueden haber sido consecuencia de una baja concentración de los cristales de hielo, lo cual no aporta información sobre el cargado del granizo. Esto podría explicar los puntos experimentales con una transferencia de carga cero que se encuentran mezclados entre los puntos de carga positiva y negativa.

En el diagrama también se graficó la curva de transición entre los regímenes de crecimiento seco y húmedo del granizo. Esta curva se determinó teóricamente utilizando la ecuación de Macklin y Payne (1967)[52] y una temperatura del granizo igual a 0°C (Ver Capítulo 4. Apéndice. Sección 4.3). Se puede observar que esta curva teórica se ajusta bastante bien con los puntos correspondientes a una transferencia de carga nula para los valores de contenido efectivo de agua líquida entre 4 y 10 g m^{-3} y en el rango de temperaturas comprendido entre -10 y -21°C . Para temperaturas mayores, los valores de EW correspondiente a una carga nula son menores que los predichos por la curva teórica de transición. Estudios anteriores (Saunders y Brooks (1992) [70] y Pereyra et al. (2000) [63]) mostraron que el mecanismo de transferencia de carga por colisión no actúa en el régimen de crecimiento húmedo. Esto se debe a que cuando el granizo está en este régimen de crecimiento se forma sobre él una capa de agua líquida, la cual evita que los cristales de hielo reboten luego de colisionar con el granizo. Así, los cristales de hielo quedan pegados a la capa líquida y en consecuencia no se produce separación de carga eléctrica. Debido a estos resultados, no se realizaron mediciones en el rango de contenidos de agua líquida de crecimiento

húmedo del granizo.

En el diagrama de la Figura 3.8 también se graficó la curva correspondiente a la transición entre los estados de sublimación y de crecimiento por deposición de vapor de agua del granizo. Por debajo de esta curva el granizo está creciendo por acreción de gotas de agua sobreenfriadas y por deposición de vapor de agua. Y por encima de esta curva, y por debajo de la curva correspondiente a la transición entre el crecimiento seco y húmedo del granizo, el granizo gana masa por acreción de gotas de agua sobreenfriadas y pierde masa por sublimación.

Estos diferentes regímenes de crecimientos se deben a que cuando un granizo está creciendo por acreción de gotas de nube, la temperatura del mismo (T_g) es mayor a la temperatura del medio debido al calor latente liberado durante el congelamiento de las gotas de agua sobreenfriadas. Entonces, si la temperatura del granizo es menor a $0^\circ C$, el incremento de temperatura del granizo respecto a la temperatura del medio promovería la sublimación del mismo. Por lo tanto, el granizo estaría ganando masa por acreción pero perdiendo masa por sublimación. Pero si la presión de vapor de equilibrio respecto del hielo a la temperatura del granizo es menor a la presión de vapor de equilibrio respecto del agua a la temperatura ambiente, se produce un cambio en la dirección del flujo de vapor de agua, y el granizo deja de sublimar y comienza a crecer por deposición de vapor de agua.

Para determinar la curva de transición entre los regímenes de sublimación y deposición de vapor, en función del contenido efectivo de agua líquida y de la temperatura, se utilizó la temperatura del granizo, calculada usando la relación de Macklin y Payne (1967) [52], y la ecuación de Clausius - Clapeyron (Ver Capítulo 4. Apéndice. Sección 4.4).

Entonces, de acuerdo a la hipótesis de Baker et al. (1987) [5], la partícula de hielo que presenta un crecimiento por deposición de vapor más rápido, adquiere una carga neta positiva durante la interacción. Si se considera que la sublimación del hielo es un crecimiento negativo, el granizo crece más lento que los cristales de hielo cuando está sublimando. Esto implicará que el granizo debería adquirir una carga negativa en la región del diagrama que corresponde al régimen de sublimación. De la Figura 3.8 se puede observar que en esta región, los resultados muestran que el granizo adquiere tanto carga negativa como positiva debido a la interacción con los cristales de hielo.

Este desacuerdo de los resultados con la hipótesis de Baker et al. (1987) [5] puede ser debida a la manera simplificada de determinar la condición de crecimiento del granizo. Esta manera de calcular la curva de transición, utilizando la relación de Macklin y Payne (1967), ignora la naturaleza discreta de las gotas de nube que llegan al granizo. Esta naturaleza discreta se debe al hecho que las gotas de nube que colisionan con el granizo se calientan rápidamente hasta los $0^\circ C$ debido al calor latente liberado localmente durante el congelamiento, y permanecen a esta temperatura un tiempo finito antes de congelarse completamente para luego enfriarse hasta la temperatura del granizo. Esto implica que una gota congelándose sobre la superficie del granizo actúa como una fuente de vapor local. Entonces, sobre la superficie del granizo creciendo por acreción, existen zonas donde la deposición de vapor de agua domina sobre la sublimación.

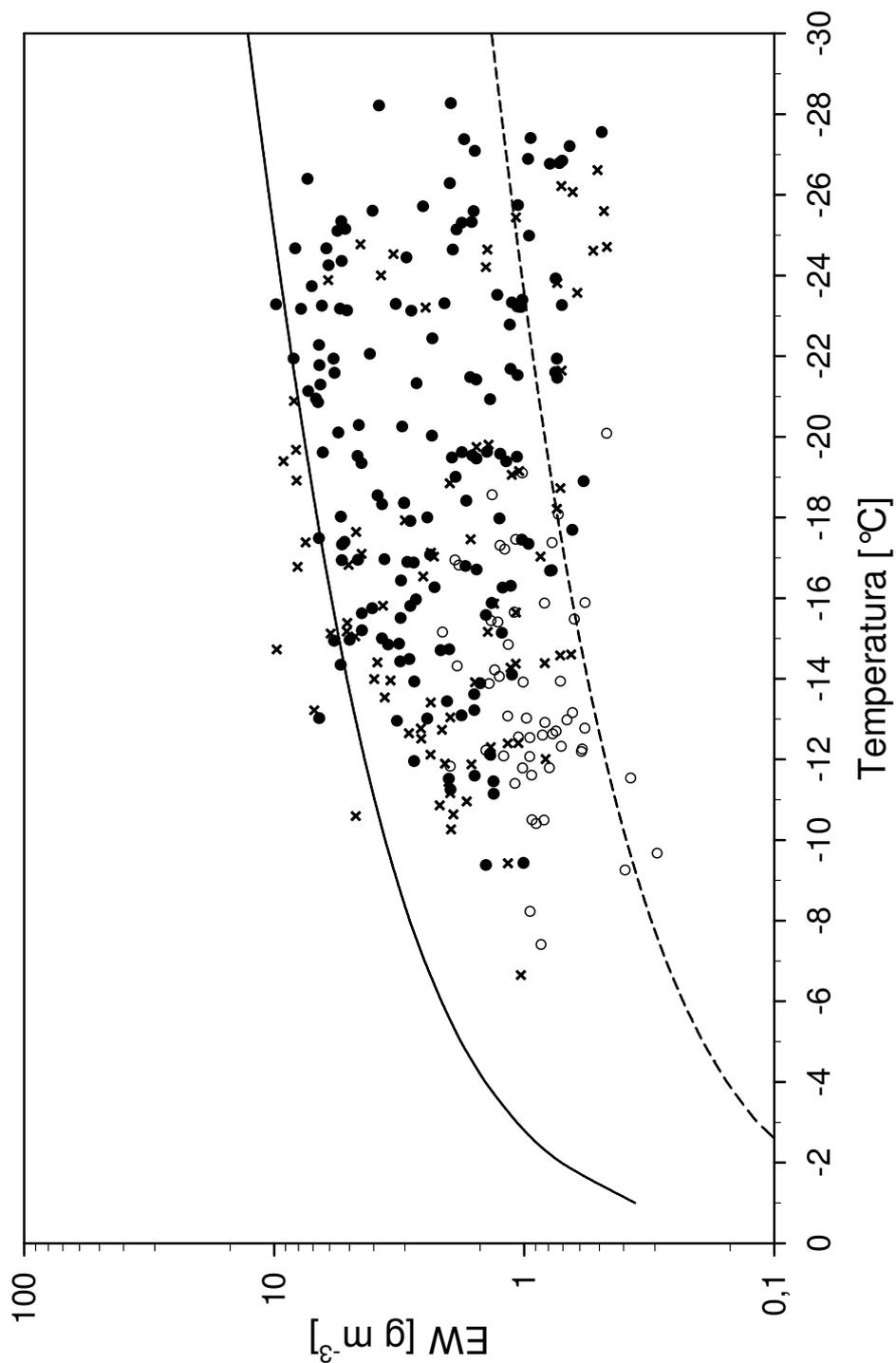


Figura 3.8: Diagrama del signo de la carga adquirida por el granizo en función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquida. Los círculos llenos representan carga negativa, los vacíos, positiva y las cruces, carga cero. La línea llena representa la curva teórica de la transición del regimen de crecimiento del granizo, y la línea punteada, representa la frontera de deposición - sublimación del granizo.

Williams et al. (1991) [86], realizaron cálculos numéricos para determinar el área fraccional de la superficie de un granizo sublimando que experimenta deposición de vapor de agua debido a las gotas de nube congelándose sobre su superficie. Estos autores encontraron que esta área fraccional es mucho menor a uno en la región de sublimación. También encontraron que esta área fraccional disminuye cuando la temperatura y el EW se acercan a los valores correspondientes a la curva de transición de crecimiento seco a húmedo y que sobre esta curva, el área fraccional es cero. En cambio, si los valores de la temperatura y del EW se acercan a la curva de sublimación-deposición, el área fraccional toma el valor 1. Entonces, estos autores concluyeron que la deposición asociada a las gotas congelándose sobre la superficie del granizo no afecta de manera substancial al campo de sublimación predicho por la relación de Macklin y Payne.

Podemos concluir que no contamos hasta el presente con una teoría que pueda explicar los resultados que se obtienen en los experimentos de laboratorio.

3.4.1. Comparación con estudios anteriores

Existe un único trabajo, anterior a este, en el cual se midió la carga transferida a un granizo simulado por colisión con cristales de hielo para contenidos efectivos de agua líquida altos ($EW > 2 \text{ g m}^{-3}$) y es el trabajo de Takahashi (1978) [77], en el cual realizó experimentos de laboratorio para contenidos de agua líquida de hasta 30 g m^{-3} .

En la Figura 3.9 se presenta el diagrama del signo de la corriente de cargado obtenido con nuestras mediciones junto a la curva de inversión del signo de la carga obtenida por Takahashi (1978), en función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquida. Como se explicó anteriormente, Takahashi reportó sus mediciones en función de la temperatura y del contenido de agua líquida, entonces, a los fines de poder comparar sus resultados se utilizó una eficiencia de colección de gotas de agua de 0,8, la cual fue determinada utilizando los resultados presentados por Ranz y Wong (1952) [64]. En el diagrama se puede observar que la curva de inversión de signo obtenida por Takahashi (1978) no coincide con la obtenida en este trabajo. La diferencia más importante entre ambos diagramas es que Takahashi midió una transferencia de carga al granizo en la región del diagrama correspondiente a un crecimiento húmedo del mismo. Esta carga adquirida por el granizo puede ser debida a la acreción de gotas de agua cargadas y no a la transferencia por colisión con cristales de hielo. Takahashi utilizó una pistola de spray para obtener altos valores del contenido de agua líquida, y es conocido que este método de generar gotas de agua por ruptura produce gotas de agua cargadas (Iribarne, 1972 [38]; Iribarne y Klemes, 1974 [39]). En su trabajo, Takahashi explicó que utilizó una diferencia de potencial en la salida de la pistola de spray para neutralizar la carga transportada por las gotas de agua. Sin embargo, la carga adquirida por las gotas durante la ruptura depende de varios parámetros y el signo de la misma es totalmente azaroso, y como Takahashi midió siempre una transferencia de carga positiva en este rango de EW , esto no podría explicar esta diferencia.

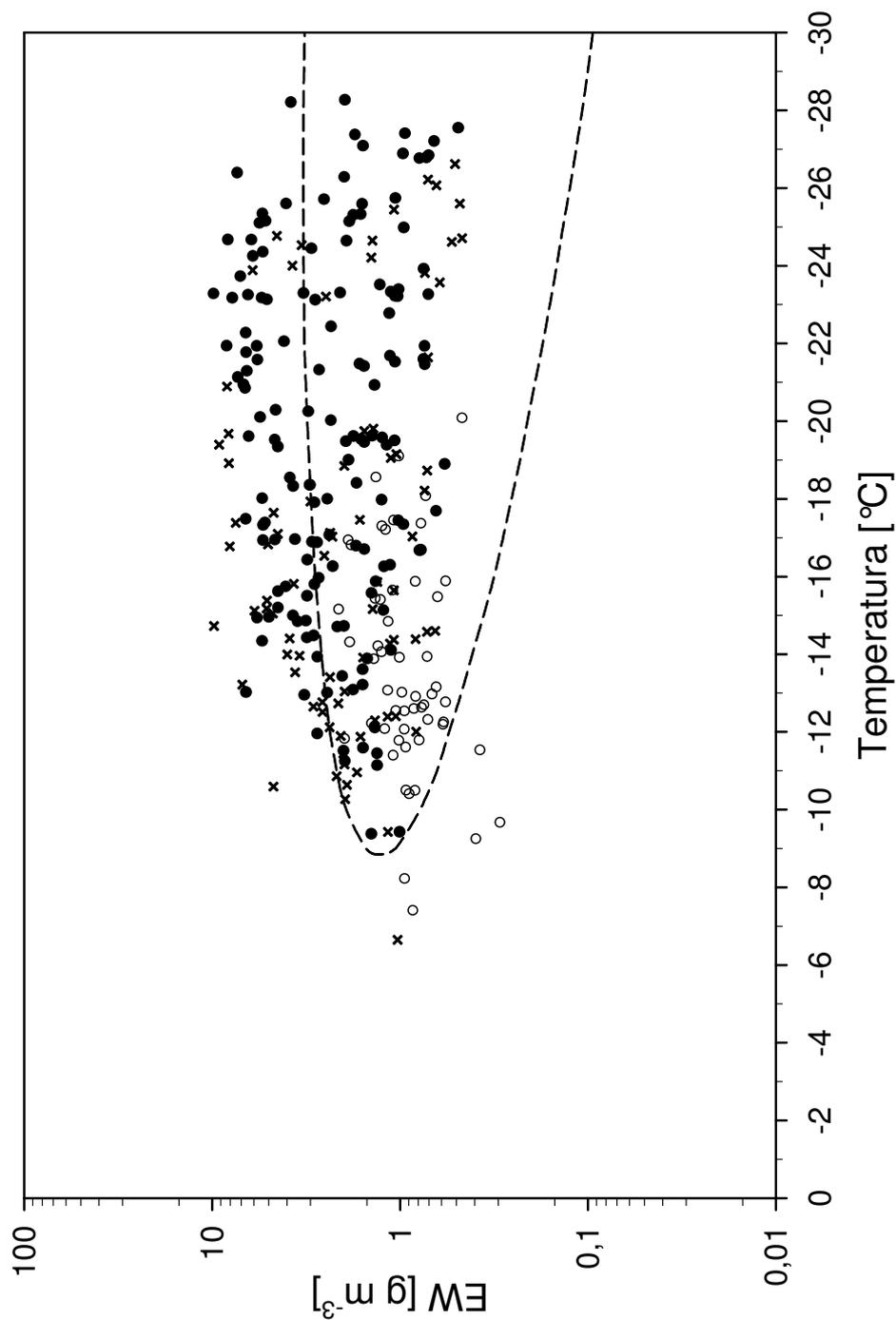


Figura 3.9: Diagrama del signo de la carga adquirida por el granizo en función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquida obtenido en el presente trabajo. Los círculos llenos representan carga negativa, los vacíos, positiva y las cruces, carga cero. La línea quebrada es la curva de inversión del signo obtenida por Takahashi (1978) [77].

Del diagrama también se puede observar que Takahashi midió una transferencia de carga positiva para valores de EW mayores a 3 g m^{-3} en todo el rango de temperatura, mientras que los resultados encontrados en este trabajo muestran que para este rango de EW el granizo adquirió siempre una carga negativa. Además, Takahashi midió una carga negativa en el rango de temperaturas comprendido entre -10 y -30°C para valores de EW intermedios, y nuestros resultados muestran que en ese mismo rango, el granizo adquirió tanto una carga negativa como positiva.

Takahashi (1978) [77] midió una transferencia de carga negativa en el rango de temperaturas entre -19 y -29°C pero, según este autor, el valor de la carga disminuye con el aumento del valor del contenido efectivo de agua líquida. Sin embargo, Takahashi no mostró muchos puntos experimentales en esta región del diagrama ya que la mayoría de sus mediciones fueron realizadas para contenidos efectivos de agua líquida menores que 3 g m^{-3} .

Takahashi también encontró la temperatura de inversión del signo en el rango de temperaturas entre -15 y -19°C . Sin embargo, este autor observó que cuando se aumenta el contenido efectivo de agua líquida, el signo de la carga adquirida por el granizo se invierte de negativo a positivo aún para valores del contenido efectivo de agua líquida mayores al necesario para la transición de crecimiento seco a húmedo del granizo.

Todas estas diferencias pueden deberse a la diferencias en los métodos de medición ya que Takahashi utilizó una sola cámara fría donde generaba la nube con mezcla de fase, y esta diferencia en las técnicas de medición puede provocar diferencias importantes tanto en la magnitud como en el signo de la carga adquirida por el granizo durante la colisión de cristales de hielo. Además, Takahashi utilizó diferentes espectros de gotas de agua sobreenfriadas para los distintos rangos de EW en los cuales midió.

3.4.2. Parametrización de la carga transferida al granizo

Si asumimos que la corriente de cargado eléctrico (I) del granizo, debido a la colisión del mismo con cristales de hielo, puede ser estimada utilizando la siguiente ecuación,

$$I = n p \bar{q} \quad (3.1)$$

donde n es el número de cristales de hielo que colisionan con el granizo por unidad de tiempo, \bar{q} es la carga promedio transferida al granizo por colisión y p es la probabilidad de separación, donde a la probabilidad de separación se la define como la probabilidad de que un cristal de hielo impacte con el granizo y luego se separe del mismo. Así, se puede definir a la carga transferida al granizo en una colisión efectiva (Q) como,

$$Q = p \bar{q} \quad (3.2)$$

Debido a la forma en que fueron llevados a cabo los experimentos y al rápido cambio en el contenido de agua líquida entre las dos partes de una misma medición,

es razonable asumir que el número de cristales que colisionan con el granizo por unidad de tiempo permanece constante. Si $EW1$ y $EW2$ son dos valores del contenido efectivo de agua líquida para las dos partes de una misma medición, entonces se espera que la razón entre las corrientes eléctricas de cada parte de la medición sea igual a la razón entre las cargas transferidas por colisión,

$$\frac{I_{EW1}}{I_{EW2}} = \frac{Q_{EW1}}{Q_{EW2}} \quad (3.3)$$

Como todos los parámetros involucrados en la transferencia de carga se mantienen constantes durante toda la medición a excepción del contenido efectivo de agua líquida, este método de medición permite estudiar la dependencia de la carga transferida al granizo por colisión de cristales de hielo con el contenido efectivo de agua líquida.

Entonces, de acuerdo a los resultados encontrados en el rango de temperaturas entre -29 y $-19^\circ C$, mostrados en la Figura 2.11, la carga media transferida por colisión no depende substancialmente del contenido efectivo de agua líquida.

De las Figuras 2.12 (a) y (b), correspondientes al rango de temperaturas entre -19 y $-15^\circ C$, y para valores del contenido efectivo de agua líquida menores a 2 g m^{-3} , se puede observar que la corriente eléctrica toma valores positivos y negativos. También, se observa que, para valores del EW mayores a 2 g m^{-3} , la magnitud de la corriente disminuye y tiende a cero cuando aumenta el contenido efectivo de agua líquida. Esta disminución en el valor de la corriente puede ser una consecuencia de que el valor de la probabilidad de separación decrece cuando aumenta la temperatura del granizo, y este aumento de la temperatura se debe al aumento en el valor del contenido efectivo de agua líquida.

Esta disminución en el valor de la probabilidad de separación se puede explicar utilizando la evidencia experimental encontrada por Hobbs et al. (1974) [36]. Estos autores establecieron que el proceso de agregación de partículas de hielo no es significativo para temperaturas menores a $-20^\circ C$, pero que la importancia de este proceso aumenta a medida que aumenta la temperatura. Entonces, basándose en el hecho de que el hielo es menos adhesivo para temperaturas menores a $-19^\circ C$, se puede asumir que la probabilidad de separación p es constante e igual a uno a estas temperaturas. Esto permite aseverar que la carga transferida por colisión no depende del contenido efectivo de agua líquida para temperaturas entre $-19^\circ C$ y $-29^\circ C$, y para contenidos efectivos de agua líquida entre $0, 5 \text{ g m}^{-3}$ y 10 g m^{-3} .

En este rango de temperaturas se puede estimar, utilizando la ecuación de Macklin y Payne (1967) [52] (Ecuación 2.2), que la temperatura del granizo es mayor a $-4^\circ C$ para un $EW = 5 \text{ g m}^{-3}$. De acuerdo a estos cálculos, es probable que el hielo sea más adhesivo y, por lo tanto, que la probabilidad de separación disminuya a medida que aumenta el contenido efectivo de agua líquida en este rango de temperaturas. Esta disminución de la probabilidad de separación también puede explicar el comportamiento de la corriente para temperaturas mayores a $-15^\circ C$ (Figuras 2.12 (c), (d) y (e)), la cual disminuye rápidamente a medida que aumenta el contenido efectivo de agua líquida, y cae a cero para $EW \sim 2 \text{ g m}^{-3}$.

Basados en estos resultados, se proponen las siguientes hipótesis para la carga Q transferida al granizo,

1. Q es independiente del contenido efectivo de agua líquida para temperaturas menores a $-19^\circ C$, y sólo depende de la temperatura.
2. Q depende de la temperatura y disminuye linealmente con el aumento del contenido efectivo de agua líquida para temperaturas mayores a $-19^\circ C$.
3. Para temperaturas mayores a $-19^\circ C$, Q cae a cero cuando el contenido efectivo de agua líquida alcanza el valor correspondiente a la transición de crecimiento seco a húmedo.
4. Q es cero para temperaturas mayores a $-19^\circ C$ y para contenidos efectivos de agua líquida mayores al correspondiente al crecimiento húmedo del granizo.

En la Figura 3.10 se muestra el comportamiento cualitativo de la carga transferida durante una colisión efectiva como función del contenido efectivo de agua líquida para distintas temperaturas, como fue propuesto por las cuatro hipótesis.

Entonces, de acuerdo a las hipótesis realizadas, la carga transferida durante una colisión efectiva puede ser parametrizada como sigue,

$$Q(EW, T) = \begin{cases} Q_0(T) & \text{si } T \leq -19^\circ C \\ Q_0(T) \frac{(EW_{wg} - EW)}{(EW_{wg} - EW_0)} & \text{si } T < -19^\circ C, EW_0 \leq EW \leq EW_{wg} \\ 0 & \text{si } T > -19^\circ C, EW \geq EW_{wg} \end{cases} \quad (3.4)$$

donde, Q_0 es la carga transferida durante una colisión efectiva para un contenido efectivo de agua líquida EW_0 y una temperatura T , y EW_{wg} es el contenido efectivo de agua líquida para la transición entre el régimen de crecimiento seco y el régimen de crecimiento húmedo del granizo.

Para una dada velocidad y un dado tamaño del granizo, el valor de EW_{wg} es una función de la temperatura y puede ser obtenido utilizando la ecuación de balance de Macklin y Payne (1967) [52] para un colector cilíndrico. Los valores de EW_{wg} calculados, utilizando un cilindro de 4 mm de diámetro y una velocidad del viento de 8 m s^{-1} , pueden ser ajustados por la siguiente función (Ver Capítulo 4. Apéndice. Sección 4.3),

$$EW_{wg} = 0,0033 T^2 - 0,319 T \quad (3.5)$$

donde, la temperatura está dada en $^\circ C$ y EW_{wg} en $g \text{ m}^{-3}$. Esta relación es válida para temperaturas mayores a $-30^\circ C$.

Pereyra y Ávila (2002) [62] midieron la carga eléctrica separada durante una colisión individual de un cristal de hielo (\bar{q}) con una granizo artificial, simulado por un cilindro metálico de 4 mm de diámetro, creciendo por acreción de gotas de agua sobreenfriada para una velocidad de $8,5 \text{ m s}^{-1}$. Estos autores encontraron que la carga transferida al granizo varía linealmente con la temperatura ambiente y que ésta no

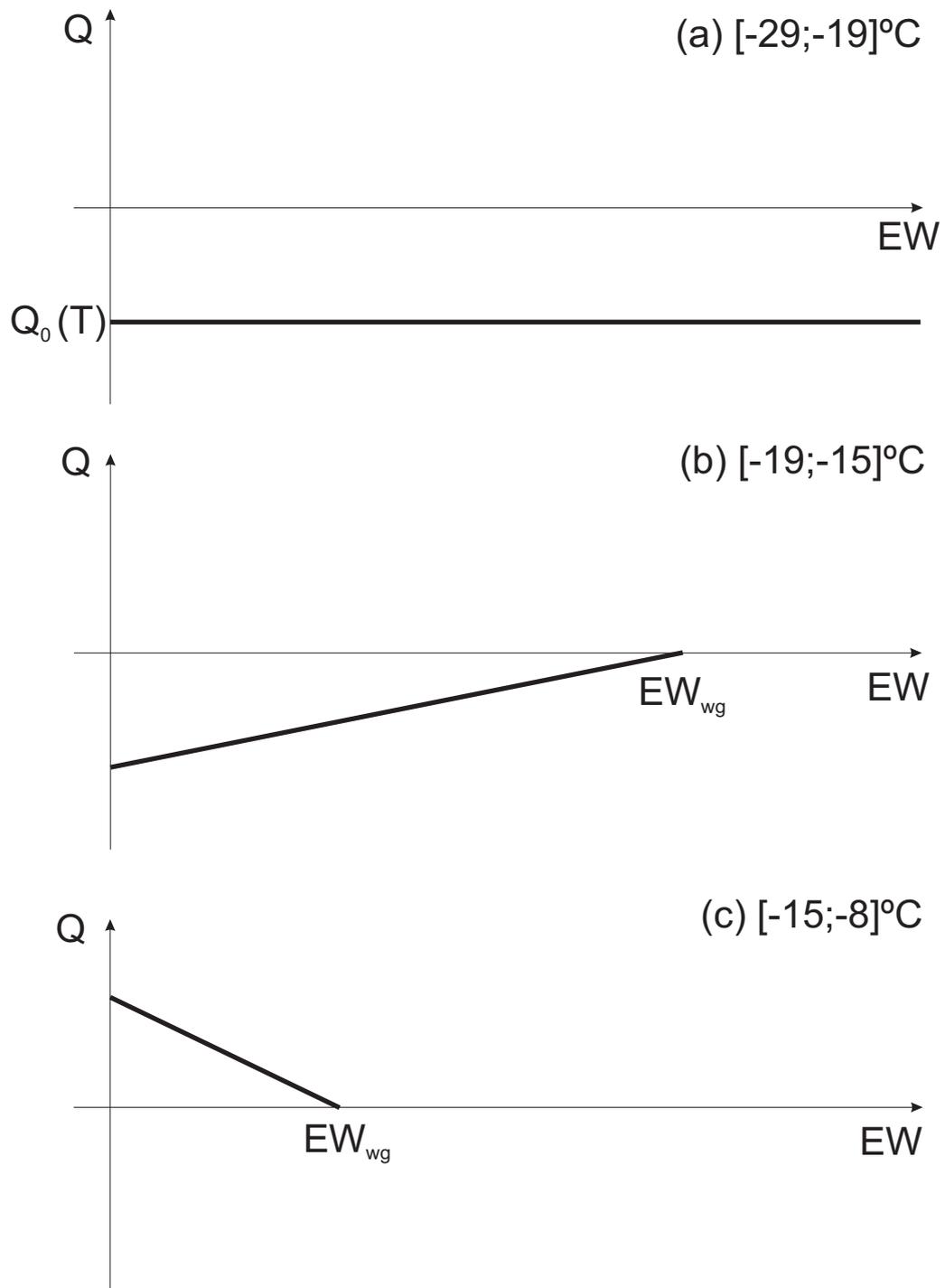


Figura 3.10: Comportamiento cualitativo de la carga transferida durante una colisión efectiva como función del contenido efectivo de agua líquida para diferentes rangos de temperaturas.

dependía de manera apreciable con el valor del contenido efectivo de agua líquida en el rango entre 0,3 y 1 $g\ m^{-3}$. Pereyra y Ávila presentaron la siguiente parametrización de sus resultados,

$$\bar{q}(T) = 2 T + 30 \quad \text{para } 0,3 < EW < 1\ g\ m^{-3} \quad (3.6)$$

donde \bar{q} está dado en fC y la temperatura en $^{\circ}C$.

Se quiere relacionar los resultados de Pereyra y Ávila con los resultados encontrados en las mediciones de alto EW de forma tal de obtener $Q_0(EW_0, T)$. Sin embargo, es importante notar que Pereyra y Ávila midieron la carga transferida por colisión de un solo cristal de hielo, mientras que Q_0 es la carga transferida durante una colisión efectiva. Entonces, para relacionar ambos resultados, se debe medir la probabilidad de separación de un cristal que impacta contra el granizo y luego rebota.

Puesto que no se conoce esta probabilidad de separación como función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquida, asumimos que esta probabilidad es igual a uno para contenidos efectivos de agua líquida menores a 1 $g\ m^{-3}$ y para todas las temperaturas medidas. Esta suposición es razonable para temperaturas menores a $-10^{\circ}C$, pero puede no ser realista para temperaturas mayores ya que la temperatura del granizo, aún para contenidos efectivos de agua líquida bajos, puede disminuir el valor de la probabilidad de separación, y en ese caso, se puede sobreestimar el valor de Q_0 .

Con estas suposiciones, y tomando los resultados de Pereyra y Ávila (2002)[62] como referencia, se toma al valor del EW_0 igual a 1 $g\ m^{-3}$ y se puede escribir que,

$$Q_0(T) = 2 T + 30 \quad \text{para } T \leq -19^{\circ}C \quad (3.7)$$

$$Q_0(EW_0, T) = 2 T + 30 \quad \text{para } T > -19^{\circ}C \text{ y } EW_0 = 1\ g\ m^{-3} \quad (3.8)$$

con Q_0 en fC .

Luego, reemplazando las ecuaciones 3.7 y 3.8 en la ecuación 3.4, se obtiene una parametrización de la carga transferida durante una colisión efectiva como función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquida.

$$Q(EW, T) = \begin{cases} 2 T + 30 & \text{si } T \leq -19^{\circ}C \\ (2 T + 30) \frac{(EW_{wg} - EW)}{(EW_{wg} - 1)} & \text{si } T < -19^{\circ}C, EW_0 \leq EW \leq EW_{wg} \\ 0 & \text{si } T > -19^{\circ}C, EW \geq EW_{wg} \end{cases} \quad (3.9)$$

Esta parametrización es válida para granizos de tamaño de 4 mm y para una velocidad del flujo de viento de 8 $m\ s^{-1}$, aunque puede ser usada con partículas con tamaños entre 3 y 5 mm y velocidades entre 7 y 9 $m\ s^{-1}$.

3.5. Conclusiones

En este trabajo se presenta una serie de nuevos experimentos de laboratorio donde se midió la carga eléctrica separada durante la colisiones entre un granizo artificial y cristales de hielo, bajo condiciones similares a las que ocurren en las nubes de tormentas con el fin de estudiar el desempeño del mecanismo de carga no inductivo. Para alcanzar los objetivos propuestos se debió diseñar, construir y poner a punto el equipamiento experimental adecuado para cada uno de los experimentos planeados.

Los principales resultados obtenidos en este estudio son los siguientes:

- Para temperaturas entre -15 y $-20^{\circ}C$, la velocidad de impacto puede influenciar al signo del cargado del granizo. Se observó que un aumento de la velocidad produce un corrimiento de la temperatura de inversión del signo, a temperaturas mayores.
- No se observó separación de carga eléctrica durante colisiones entre el granizo y los cristales de hielo, cuando el granizo crece en el régimen de crecimiento húmedo.
- Para un cierto rango de temperaturas, el mecanismo de transferencia de carga eléctrica es sensible a las condiciones superficiales de los cristales de hielo, ya que diferentes tiempos de coexistencia entre la nube de cristales de hielo y la nube de gotas de agua producen cambios substanciales en los diagramas de carga obtenidos. Esto puede explicar las discrepancias en los resultados obtenidos por otros investigadores.
- A temperaturas menores que $-19^{\circ}C$, los granizos se cargan negativamente y la magnitud de la carga separada por cada colisión individual no depende del contenido de agua líquida del entorno. A temperaturas mayores a $-19^{\circ}C$, la magnitud de la carga transferida al granizo decrece cuando se incrementa el contenido de agua líquida, como consecuencia de la disminución de la probabilidad de que los cristales de hielo puedan despegarse de los granizos después de impactar con ellos.
- El método de medición permitió determinar cuantitativamente la carga media transferida al granizo por colisiones individuales de los cristales de hielo. Se obtuvo una parametrización de la carga transferida al granizo en función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquida. Esta parametrización puede ser utilizada en modelos numéricos de electrificación de nubes de tormentas.

$$Q(EW, T) = \begin{cases} 2 T + 30 & \text{si } T \leq -19^{\circ}C \\ (2 T + 30) \frac{(EW_{wg} - EW)}{(EW_{wg} - 1)} & \text{si } T < -19^{\circ}C, EW_0 \leq EW \leq EW_{wg} \\ 0 & \text{si } T > -19^{\circ}C, EW \geq EW_{wg} \end{cases} \quad (3.10)$$

donde, T viene dada en $^{\circ}C$, EW en $g m^{-3}$, y Q en fC .

Si bien aún queda mucho por conocer acerca de los mecanismo de electrificación de las nubes de tormenta, los resultados obtenidos en este estudio proporcionan un avance en el conocimiento de los procesos físicos involucrados en los mecanismo de separación de carga eléctrica en las colisiones entre granizos y cristales de hielo.

Capítulo 4

Apéndice

4.1. Cálculo del valor de EW para un granizo cilíndrico

La ecuación de balance de calor por unidad de área de superficie para un colector cilíndrico de radio R expuesto a un flujo de aire que con velocidad V y un contenido de agua líquida W es,

$$EW V [L_f + C_w(T_a - T_o) + C_h(T_o - T_g)] \frac{1}{\pi} = [Nu K_a(T_g - T_a) + L_s Sh D(\rho_g - \rho_a)] \frac{1}{2R} \quad (4.1)$$

Donde E es la eficiencia de colección de gotas por el cilindro, y T_a y T_g son, respectivamente, las temperaturas ambiente y superficial promedio del granizo, en grados centígrados.

El lado izquierdo de la ecuación 4.1 representa la tasa a la cual el colector cilíndrico libera calor debido al congelamiento de las gotas. Mientras que el lado derecho de la ecuación representa el intercambio de calor con el entorno: el primer término representa la disipación de calor por conducción y convección forzada al entorno, y el segundo, el intercambio de calor por la sublimación o deposición de vapor.

Despejando de la ecuación 4.1 el término EW se obtiene la relación de Macklin y Payne (1967)[52] (Ecuación 2.2).

$$EW = \frac{\pi [Nu K_a(T_g - T_a) + Sh L_s D(\rho_h - \rho_a)]}{2 V R [L_f - C_w(T_o - T_a) + C_h(T_o - T_g)]} \quad (4.2)$$

Los números de Nusselt (Nu) y Sherwood (Sh) dependen de la posición, sobre la superficie del cuerpo, respecto de la dirección del flujo de aire incidente. Sin embargo, los números utilizados por Macklin y Payne corresponden a los valores medios de los mismos. De la relación empírica dada por Hilpert (1933) [35], para un cilindro circular en un flujo transversal, se obtienen las siguientes relaciones para Nu y Sh ,

$$Nu = \chi Pr^{1/3} Re^{0,6} \quad (4.3)$$

$$Sh = \chi Sc^{1/3} Re^{0,6} \quad (4.4)$$

Donde Pr , Sc y Re son los números de Prandtl, de Schmidt y de Reynolds respectivamente, y χ es un coeficiente de transferencia de calor, el cual toma en cuenta la rugosidad de la superficie del cuerpo.

Los números de Prandtl, de Schmidt y de Reynolds son números adimensionales que se definen de la siguiente manera,

$$Pr = \frac{\eta C_a}{K_a} \quad (4.5)$$

$$Sc = \frac{\eta}{D \rho_{aire}} \quad (4.6)$$

$$Re = \frac{2 V \rho_{aire} R}{\eta} \quad (4.7)$$

Donde η es la viscosidad dinámica del aire, que se puede determinar mediante la siguiente relación (Mason, [55]),

$$\eta [N s m^{-2}] = (2,953989144 \times 10^{-10} + 4,896933734 \times 10^{-10} T_a)^{1/2} \quad (4.8)$$

C_a es el calor específico del aire a presión constante (Mason, [55]),

$$C_a [J kg^{-1} K^{-1}] = exp\left(\frac{6,913612327 + 0,024581206 T_a}{1 + 0,003551539 T_a - 6,9475 \times 10^{-8} T_a^2}\right) \quad (4.9)$$

K_a es la conductividad térmica del aire (Mason, [55]),

$$K_a [J m^{-1} s^{-1} K^{-1}] = 0,02394285714 + 0,00008 T_a \quad (4.10)$$

D es el coeficiente de difusión molecular del vapor de agua en el aire corregido por presión (Mason, [55]),

$$D [m^2 s^{-1}] = [-2,64882831 \times 10^{-5} + 4,896933734 \times 10^{-5} exp\left(\frac{T_a}{351,591598}\right)] \frac{P_0}{P} \quad (4.11)$$

Con P_0 la presión atmosférica a nivel del mar y P , la presión considerada en Pascales.

ρ_{aire} es la densidad del aire suponiendo al mismo como gas ideal

$$\rho_{aire}[kg m^{-3}] = \frac{P}{R_d(T_a + 273,15)} \quad (4.12)$$

Donde R_d es la constante específica del aire.

$$R_d = 287,09979 \text{ Pa m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad (4.13)$$

Para determinar la presión (P) se utiliza la condición de balance hidrostático de la atmósfera, de la cual se obtiene la siguiente ecuación,

$$P [\text{Pa}] = 101396,16 \exp\left[-\int_0^z \frac{g}{R_d (T_a(z') + 273,15)} dz'\right] \quad (4.14)$$

Donde g es la aceleración de la gravedad.

$$g = 9,8 \text{ m s}^{-1} \quad (4.15)$$

Ávila et al. (1999)[3] realizaron experimentos de acreción sobre un colector cilíndrico y encontraron que el coeficiente de transferencia de calor, χ , depende del espectro de tamaño de las gotas de agua sobreenfriadas contenidas en el flujo de aire. Estos autores determinaron la siguiente relación para el valor de χ ,

$$\chi = \begin{cases} 0,28 + 0,3945 \exp(-0,173 \text{ Ns}) & \text{si } EW < 2 \text{ g m}^{-3} \\ 0,28 & \text{si } EW \geq 2 \text{ g m}^{-3} \end{cases} \quad (4.16)$$

Donde Ns es el parámetro de Stokes que se define de la siguiente manera,

$$Ns = \frac{2 V r_v^2 \rho_w}{9 \eta R} \quad (4.17)$$

Con r_v el radio de volumen medio de las gotas sobreenfriadas y ρ_w la densidad del agua,

$$\rho_w = 1000 \text{ kg m}^{-3} \quad (4.18)$$

El resto de los parámetros en la ecuación del contenido efectivo de agua líquida (Ecuación 4.2) se determinan de la siguiente manera,

L_s es el calor latente de sublimación del hielo (Mason, [55]),

$$L_s [\text{J kg}^{-1}] = \frac{2835000 - 142050 T_g}{1 - 0,05 T_g} \quad (4.19)$$

ρ_s es la densidad del vapor de agua del aire (Mason, [55]),

$$\rho_s [\text{kg m}^{-3}] = \frac{0,0180515 P_w}{8,3144 (T_a + 273,15)} \quad (4.20)$$

Donde P_w es la presión de saturación del vapor respecto del agua a la temperatura ambiente (Mason, [55]),

$$P_w [Pa] = 100 \exp\left(21,84779951 - \frac{5473,01221}{T_a + 273,15}\right) \quad (4.21)$$

ρ_i es la densidad del vapor de saturación respecto del hielo (sobre la superficie del granizo) (Mason, [55]),

$$\rho_i [kg\ m^{-3}] = \frac{0,0180515 P_g}{8,3144 (T_g + 273,15)} \quad (4.22)$$

Donde P_g es la presión de saturación del vapor respecto del hielo a la temperatura del granizo (Mason, [55]),

$$P_g [Pa] = 100 \exp\left(24,31718252 - \frac{6147,99589}{T_g + 273,15}\right) \quad (4.23)$$

L_f es el calor latente de fusión del agua,

$$L_f = 334000\ J\ kg^{-1} \quad (4.24)$$

C_w es el calor específico del agua (Mason, [55]),

$$C_w [J\ kg^{-1}\ K^{-1}] = 4167,57356 + 54,276251 \exp\left(\frac{-T_a}{16,61438776}\right) \quad (4.25)$$

Y C_h es el calor específico del hielo (Mason, [55]),

$$C_h [J\ kg^{-1}\ K^{-1}] = 2105,2 + 7,311429 T_g \quad (4.26)$$

4.2. Determinación de V , ρ_g y T_g para un granizo esférico

4.2.1. Determinación de T_g

La determinación de la temperatura del granizo (T_g) se realiza mediante la relación de Macklin y Payne (1967)[52] para un colector esférico de radio R . En este caso, la ecuación de balance de calor es,

$$EW = \frac{4[Nu K_a(T_g - T_a) + Sh L_s D(\rho_h - \rho_a)]}{2 V R[L_f - C_w(T_0 - T_a) + C_h(T_0 - T_g)]} \quad (4.27)$$

Donde los números de Nusselt y de Sherwood medios para esta geometría se definen de la siguiente manera (Ranz y Marshall, 1952a [65], b [66]),

$$Nu = 2 + \chi Pr^{1/3} Re^{1/2} \quad (4.28)$$

$$Sh = 2 + \chi Sc^{1/3} Re^{1/2} \quad (4.29)$$

Castellano et al. (1999)[17] obtuvieron la siguiente relación para el coeficiente de transferencia de calor χ para colectores esféricos,

$$\chi = \begin{cases} 0,6 + 1,31 \exp(-0,335 Ns) & \text{si } EW < 2 \text{ g m}^{-3} \\ 0,6 & \text{si } EW \geq 2 \text{ g m}^{-3} \end{cases} \quad (4.30)$$

El resto de los parámetros en la ecuación 4.27 se calculan de igual manera que en la sección 4.1.

Utilizando la ecuación 4.27 y los parámetros de entrada: temperatura ambiente (T_a), radio del granizo (R), radio de volumen medio de la gotas (r_v), velocidad del flujo de aire (V) y contenido efectivo de agua líquida (EW) se determina, por métodos numéricos de aproximaciones sucesivas iterativas, la temperatura del granizo (T_g).

Como algunos parámetros en la ecuación 4.27 dependen de la presión de la atmósfera, se debe determinar la altura correspondiente a la temperatura ambiente de entrada. Por ello se utiliza la siguiente parametrización del perfil de temperatura entre los 0 y 20 km dada por Mason [55],

$$T_a(z) [^{\circ}C] = \begin{cases} 25 - 9 \times 10^{-3}z & \text{si } 0 \leq z < 2500 \text{ m} \\ 2,5 - (z - 2500)[9 \times 10^{-3} - 1,5 \times 10^{-6}(z - 2500)] & \text{si } 2500 \leq z < 4000 \text{ m} \\ -7,625 - 4,5 \times 10^{-3}(z - 4000) & \text{si } 4000 \leq z < 5000 \text{ m} \\ -12,125 - (z - 5000) \times 10^{-3} \{5,5 - \exp[-\frac{(z-5000)}{500}]\} & \text{si } 5000 \leq z < 10000 \text{ m} \\ -39,625 - 15 \{1 - \exp[-\frac{(z-10000)}{3000}]\} & \text{si } z \geq 10000 \text{ m} \end{cases}$$

4.2.2. Determinación de ρ_g

La determinación de la densidad del granizo (ρ_g) se realiza mediante la siguiente parametrización dada por Macklin (1962) [51],

$$\rho_g [kg \text{ m}^{-3}] = 110 X^{0,76} \quad (4.31)$$

donde el parámetro de Macklin, X , se define como,

$$X [\mu\text{m m s}^{-1} \text{ } ^{\circ}C^{-1}] = \frac{r V}{-T_g} \quad (4.32)$$

r es el radio de volumen mediano de las gotas de agua, V es la velocidad de impacto de las gotas en el punto estanco del cuerpo y T_g es la temperatura media del granizo.

La densidad del granizo debe ser menor que la densidad del hielo a esa temperatura, por eso se compara ρ_g con el valor de la densidad del hielo compacto (ρ_h), el cual se determina mediante la siguiente relación (Mason [55]),

$$\rho_h [kg\ m^{-3}] = 898,005027 + 18,39074 \exp\left(-\frac{T_g}{203,8535207}\right) \quad (4.33)$$

En caso que el valor de ρ_g sea mayor que el valor de ρ_h para T_g , se utiliza este último en los cálculos.

4.2.3. Determinación de la velocidad terminal de caída del granizo

La velocidad terminal de caída del granizo se calcula a partir de la relación empírica del número de Reynolds en función del número de Davies dada por Hemsfield y Kajikawa (1987) [34],

$$Re = \begin{cases} 0,688\ Davies^{0,769} & \text{si } Davies < 10900 \\ 0,347\ Davies^{0,595} & \text{si } Davies < 658000 \\ 3,6184\ Davies^{0,42} & \end{cases}$$

Donde el número de Davies se define como

$$Davies = \frac{8\ masa\ R^2\ g\ \rho_{aire}}{\eta^2\ area} \quad (4.34)$$

Donde *masa* y *area* se refieren a la masa y al área del granizo perpendicular al flujo de aire.

4.3. Determinación de la transición entre el régimen de crecimiento húmedo y seco de un granizo cilíndrico

La determinación del contenido efectivo de agua líquida necesario para el crecimiento húmedo del granizo, EW_{wg} , se realizó utilizando la relación de Macklin y Payne (1967) [52] para un colector cilíndrico (Ecuación 4.2) con una temperatura del granizo igual a $0^\circ C$.

Para el cálculo de la curva EW_{wg} se utilizó un flujo de aire con velocidad de $8\ m\ s^{-1}$, un radio del granizo de $2\ mm$, un diámetro de volumen medio de las gotas de agua de $20\ \mu m$ y una presión atmosférica igual a una atmósfera. Se realizaron los

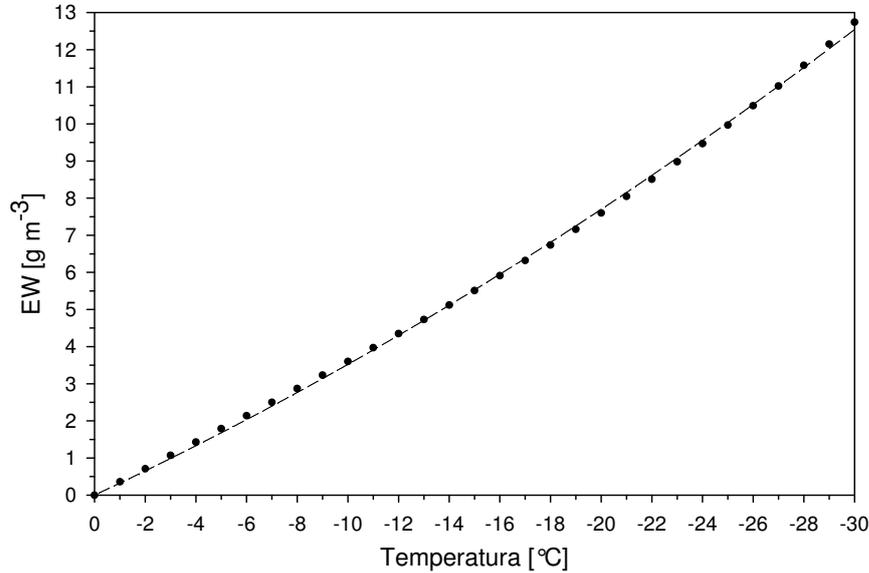


Figura 4.1: Contenido efectivo de agua líquida para crecimiento húmedo del granizo, EW_{wg} , en función de la temperatura para un granizo cilíndrico.

cálculos de EW_{wg} para temperaturas entre 0 y $-30^{\circ}C$, con un paso de $1^{\circ}C$. En la Figura 4.1 se presenta los valores del EW_{wg} obtenidos en función de la temperatura y el mejor ajuste de los mismos.

El ajuste de los puntos obtenidos es el siguiente,

$$EW_{wg} = A T^2 - B T \quad (4.35)$$

donde los parámetros A y B toman los valores,

$$A = (0,0033 \pm 0,0002)^{\circ}C^{-2} \quad (4.36)$$

$$B = (0,319 \pm 0,004)^{\circ}C^{-1} \quad (4.37)$$

4.4. Cálculo de la curva de transición entre la sublimación y la deposición de vapor de un granizo cilíndrico

Cuando la temperatura del granizo, T_g , es mayor que la temperatura ambiente, T_a , pero menor a $0^{\circ}C$, el granizo podrá perder masa por sublimación o ganar masa por deposición de vapor de agua según sea la presión parcial de vapor del aire del entorno. Si se considera que la presión parcial de vapor del entorno es la correspondiente a

la de saturación sobre agua, entonces cuando la presión de vapor de equilibrio sobre hielo, a la temperatura del granizo, sea menor a la presión de vapor de equilibrio sobre agua, a la temperatura ambiente, el granizo está ganando masa por deposición de vapor de agua, en caso contrario está perdiendo masa por sublimación.

Para determinar la curva de transición entre estos dos regímenes (sublimación y deposición) se debe igualar las presiones de equilibrio de vapor respecto del agua (Ecuación 4.21) y respecto del hielo (Ecuación 4.23) para una dada T_a y así determinar la temperatura del granizo. De este cálculo resulta que el valor de T_g se puede determinar de,

$$T_g[^\circ\text{C}] = \frac{6147,99589 (T_a + 273,15)}{5473,01221 + 2,46938301 (T_a + 273,15)} - 273,15 \quad (4.38)$$

Donde T_a está expresada en $^\circ\text{C}$.

Luego, con los valores de T_a y T_g se determina el contenido efectivo de agua líquida correspondiente, utilizando la relación de Macklin y Payne (1967) [52] para un colector cilíndrico (Ecuación 4.1) de radio 2 mm. En la Figura 4.2 se muestra las curvas de transición entre los distintos regímenes de crecimiento del granizo; crecimiento húmedo, crecimiento seco con sublimación y con deposición de vapor, en función de la temperatura ambiente y del contenido efectivo de agua líquida.

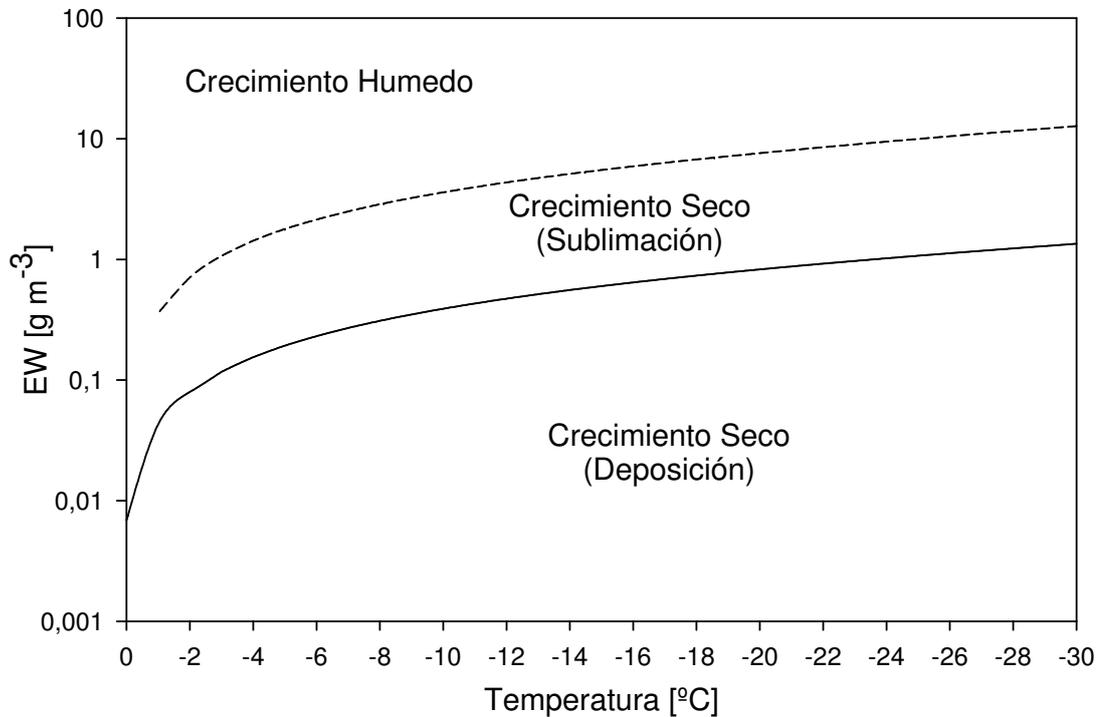


Figura 4.2: Regiones de crecimientos del granizo en función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquida.

Capítulo 5

Acta

Declaración: Rodrigo Exequiel Bürgesser
 Tribunal Especial de Teis: Dres. Matilde Nicolini - Silvia Lane y Giorgio M. Caranti. Suplentes:
 Rosa Compagnucci y Olga B. Uszello. (B. Dec. 302/08)

81

En la ciudad de Córdoba, el día 9 de diciembre del 2008, se reúne el Tribunal Especial de Tesis designado por Resolución Decanal No. 302/08, integrado por los doctores: Matilde Nicolini, Silvia Lane y Giorgio M. Caranti.

Habiendo analizado el trabajo de Teis Doctoral presentado por el Lic. Rodrigo Exequiel Bürgesser, titulado: "Transferencia de carga eléctrica durante la colisión de granizos y cristales de hielo y luego de la exposición oral y pública del mismo, este Tribunal resuelve por unanimidad declarar aprobado el trabajo presentado por el Lic. R. Bürgesser para optar al grado de *Doctor en Física de la Universidad Nacional de Córdoba*.

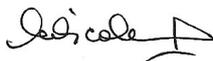
El trabajo es original e innovativo en cuanto a que la metodología experimental utilizada en la cual se generan las gotas de agua sobreenfridas y cristales de hielo en cámaras separadas (a diferencia de lo realizado por otros investigadores) permitió el estudio del efecto, en la transferencia de carga, de otros parámetros relevantes sin tener presente el efecto de la variación del espectro de tamaño de las gotas de agua sobreenfridas y de los cristales de hielo. Ello permitió determinar cuantitativamente no sólo la corriente de cargado, sino también la carga media transferida al granizo por colisiones individuales de los cristales de hielo, obteniéndose una parametrización de la carga transferida al granizo en función de la temperatura y del contenido efectivo de agua líquida. Esta parametrización puede utilizarse en modelos numéricos de electrificación de nubes de tormenta.

El trabajo está claramente redactado y los objetivos son claros, precisos y acotados. La bibliografía citada es completa y abarca estudios previos propios y de otros investigadores, contemplando así los antecedentes en el tema y brindando un adecuado marco de discusión. Las figuras son correctas y apropiadas para la presentación de los resultados y su comparación con los obtenidos por otros investigadores.

Los resultados encontrados importan un avance en el conocimiento de los procesos físicos involucrados en los mecanismos de electrificación de nubes de tormenta y permiten explicar discrepancias entre las observaciones realizadas por otros investigadores.

Los resultados de la presente Tesis han dado origen a publicaciones en revistas internacionales de reconocido prestigio.

Siendo las dieciocho horas del día 9 de diciembre de 2008, este Tribunal dá por finalizado su cometido, dejando constancia del mismo mediante la rúbrica de dos actas de igual tenor asentadas en los respectivos Libros de Actas de la Facultad de Matemática, Astronomía y Física.


 Matilde Nicolini


 Silvia Lane


 Giorgio M. Caranti

ES COPIA FIEL DEL ORIGINAL
QUE TUVE ANTE MÍ.
MATILDE SAMBATARO
DIRECTORA
ÁREA POSGRADO
Córdoba, 11 / 12 / 2008.



Capítulo 6

Publicaciones

Charge separation in updraft of convective regions of thunderstorm

R. E. Bürgesser,^{1,2} R. G. Pereyra,^{1,2} and E. E. Avila^{1,2}

Received 5 July 2005; revised 20 December 2005; accepted 29 December 2005; published 8 February 2006.

[1] The experiments described in this work are concerned with ice-crystal graupel interactions. The influence of the impact velocity on charge separation during collisions is analyzed for three different velocities: 6, 8 and 11 m s⁻¹. The ambient temperature was varied in the range -5 to -30°C and the effective water content between 0 to 2 g m⁻³. Charge diagrams of the sign of the electric current on the graupel as a function of the ambient temperature and the effective liquid water content for each velocity are presented. The results indicate that increasing the velocity leads to negative particle charging during riming at higher velocity and the implications of these findings to non-severe thunderstorm are discussed. **Citation:** Bürgesser, R. E., R. G. Pereyra, and E. E. Avila (2006), Charge separation in updraft of convective regions of thunderstorm, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L03808, doi:10.1029/2005GL023993.

1. Introduction

[2] The basic charge structure in the updraft of convective regions of a thunderstorm has four charge regions alternating in polarity, and the lowest is positive [Stolzenburg *et al.*, 1998]. The upper region has a negative charge which is usually explained with a screening layer formation near the upper cloud boundary in convective regions. The three lower charge regions fit well with the classical tripole charge model of thunderstorm. The tripole model proposes that there is a main negative charge region located between a main upper positive charge region and a lower positive charge region [Williams, 1989].

[3] A possible mechanism that usually is used to explain the charge separation inside the thunderstorm is the non-inductive mechanism. This mechanism assumes that: (1) Ice crystals collide with graupel particles, defined as growth as heavily riming snow particles and bounce off their surface particles. (2) During the brief time of contact electric charge is separated between the two particles. (3) Electric field is not relevant for charge separation. The charged ice particles are then carried away at different regions of the cloud due to convective currents and gravitational force. This mechanism has been the subject of extensive study in several laboratories [Reynolds *et al.*, 1957; Takahashi, 1978; Jayaratne *et al.*, 1983; Saunders *et al.*, 1991; Pereyra *et al.*, 2000]. These studies have shown that under some circumstances similar to those inside thunderclouds, originally uncharged ice particles can acquire substantial electrical charge as a

consequence of collisions with ice crystals in the absence of external electrical fields.

[4] The sign of the charge transfer to riming graupel particles during interactions with ice crystals has been shown to depend on the cloud temperature (T) and the concentration of supercooled cloud droplets of the environment (W) or the effective liquid water content (EW) defined as the part of the liquid water content involved in riming [Takahashi, 1978; Jayaratne *et al.*, 1983; Saunders *et al.*, 1991; Pereyra *et al.*, 2000], as well as on the cloud droplet size distribution [Avila *et al.*, 1998; Avila and Pereyra, 2000]. Most of the studies did not find any dependence of the sign of the charge transfer with the impact velocity (V) of the ice crystals nor the particle sizes [Keith and Saunders, 1990; Jayaratne *et al.*, 1983]. However, Brooks *et al.* [1997] suggested that the velocity could affect the sign of the charge transfer via the rate of graupel rime accretion (RAR), with higher RAR favoring positive rimers during crystal collisions.

[5] The following experiments were designed to study the effect of the impact velocity of the ice crystals on the charging of rimed ice in a mixed phase cloud. A set of measurements were performed for three different velocities, over an extended range of temperature and liquid water content. The results obtained are compared with results of previous work and the consequences of these results to thunderstorm having conditions simulated in this work are discussed.

2. Experiments and Results

[6] The charge transfer measurements were carried out in a cold room system described by Pereyra *et al.* [2000] and Pereyra and Avila [2002]. The arrangements consist on a wind tunnel mounted inside the cold room and connected to two separated chambers. One of them is the cloud droplet chamber (CDC) where a cloud of supercooled water droplets is produced and the another one is the ice crystal chamber (ICC) where a cloud of ice crystals is generated.

[7] A source of hot water provides vapor throughout the experiment to create the cloud of supercooled water droplets in the CDC. This is the principal source of water droplets riming the target. The ice crystals in the ICC are initiated by inserting a piece of metal cooled to liquid nitrogen temperature and then grow at the expense of the droplets through the Bergeron mechanism. After allowing the crystals to grow for a few minutes, the cloud of crystals and supercooled water droplets from both chambers are drawn together so that the two clouds mix. The resultant cloud coexists between 2 to 3 seconds before encountering a 4 mm diameter metal rod target that represents a falling ice particle. Thus, the ice crystal surface was growing by vapor deposition before impacting the target.

¹Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba, 5000, Córdoba, Argentina.

²Also at Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Buenos Aires, Argentina.

L03808

BÜRGESESSER ET AL.: CHARGE SEPARATION IN CONVECTIVE UPDRAFT

L03808

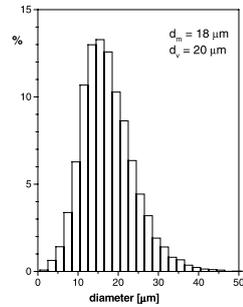


Figure 1. Cloud droplets spectrum formed by vapor condensation produced in the CDC and used to rime the target. d_m and d_v are the mean and mean volume diameter respectively.

[8] Figure 1 shows the histogram of the droplet size distribution produced by this method; the spectrum extends to 50 μm diameter with a mean and mean volume diameters of 18 and 20 μm respectively. The ice crystal size distribution used in the experiments is showed in Figure 2. Figures 2a–2d belong to ice crystals present at different temperatures. The average size of the crystals depends on the temperature; in fact, at -10°C the average size is 32 μm , at -15°C the average size is 36 μm , at -20°C the average size is 29 μm and at -25°C the average size is 22 μm . The cloud droplet and ice crystal sizes were obtained by taking cloud samples with a glass strip of 4 mm width covered with a thin film of 3% formvar solution. It was observed that the ice crystals were mainly hexagonal plates at all sampled temperatures. Only few crystals with broad branches were observed at -15°C . The crystal structure reveals that they were grown in a regime of low supersaturation relative to ice due to the high crystal concentration in the ICC.

[9] The speed of the ice crystals and droplets past the target (V) was controlled by adjusting the power to an air

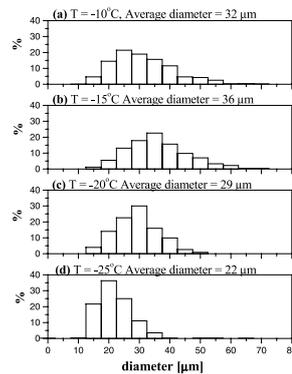


Figure 2. Ice crystal sizes distribution used in the experiments at different temperature ranges.

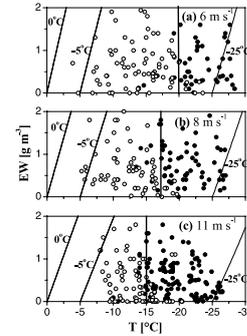


Figure 3. Experimental points of the rimer charge sign as a function of EW and T at three different velocities: (a) 6 m s^{-1} , (b) 8 m s^{-1} and (c) 11 m s^{-1} . Open circles belong to positive results and solid circles to negative. The curves are isotherms for rime temperature.

pump, placed outside the cold room and measured by a Pitot tube with an accuracy of $\pm 0.5 \text{ m/s}$. The charge transferred during the crystal/graupele collisions is detected by a sensitive current amplifier capable of detecting currents larger than 1 pA.

[10] The effective liquid water content is equal to the concentration of supercooled cloud droplets times the collection efficiency coefficient of the graupele for droplets ($EW = E \times W$). EW was determined by using the heat balance equation [Macklin and Payne, 1967; Avila et al., 1999] for a cylindrical collector of radius 2 mm and with the knowledge of T, V and the rime temperature. The ambient temperature was determined by a thermistor and the rime temperature was measured throughout the experiments by a small bead thermistor located on the surface of the cylinder and in contact with the accretion. In this work EW was varied between 0 and 2 g m^{-3} .

[11] Figure 3 shows diagrams of the sign of the charge to the target as a function of the ambient temperature (T) and the effective liquid water content for three different velocities. Solid circles indicate T-EW combinations for which the laboratory rimer charged negatively and open circles indicate positive charging of the rimer.

[12] Figures 3a, 3b and 3c show the data corresponding to velocities of 6, 8 and 11 m s^{-1} , respectively. In Figure 3 it is possible to note a modification of the positive and negative charging regions for the different velocities. Broadly speaking, at values of $EW > 0.2 \text{ g m}^{-3}$ the positive and negative charging regions are separated by a vertical line $T = \text{constant}$ whose value changes with the velocity. At 6 m s^{-1} , there is a positive rimer charging zone at temperatures above -20°C and a negative zone at lower temperatures. At 8 m s^{-1} , there is a positive charging zone at temperatures above -17°C and a negative zone at lower temperatures. Finally, at 11 m s^{-1} the positive and negative regions are separated by the isotherm $T = -15^\circ\text{C}$. For values of $EW < 0.2 \text{ g m}^{-3}$ the three charging diagrams show that the graupele charges positively at temperatures above -20°C . This charging region was already reported by Takahashi [1978] and Pereyra et al. [2000].

L03808

BÜRGESESSER ET AL.: CHARGE SEPARATION IN CONVECTIVE UPDRAFT

L03808

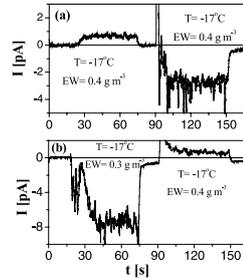


Figure 4. The sign of the rimer charging sign is reversed when the velocity is shifted. (a) from 6 to 11 m s^{-1} and (b) from 11 to 6 m s^{-1} .

[13] Subsidiary experiments were performed in order to check how the sign changes when the velocity is changed. Figure 4a shows the result of an experiment where the sign of the electrical current is reversed from positive to negative when the velocity shifted from 6 to 11 m s^{-1} . In the first part of the run, between 20 to 75 seconds, the air velocity was 6 m s^{-1} , then it was stopped and restarted at 90 s at 11 m s^{-1} . The temperature of this run was around -17°C and the effective liquid water content was 0.4 g m^{-3} . In Figure 4b the velocity changes from 11 to 6 m s^{-1} and the current reverses from negative to positive. The temperature of this run was -17°C and EW was 0.3 g m^{-3} during the first part of the run and 0.4 g m^{-3} in the last part.

3. Discussion

[14] In previous studies of the dependence of the charge transfer on velocity was found that the sign of the charge is independent of the velocity. *Jayarathne et al.* [1983] measured the dependence of the magnitude of charge transfer on velocity and noted that the charge sign was positive for velocities between 1 and 4 m s^{-1} at -11°C . *Keith and Saunders* [1990] varied the velocity between 2 and 25 m s^{-1} and found that at -12°C the charge was always positive while at -25°C the charge was always negative. Both results are consistent with the current results. However, measurements by *Brooks et al.* [1997] do not show the same correlation as the present results. They found that increasing the velocity changed negative charging to positive during crystal collisions and suggested that the sign depends on the rime accretion rate (RAR) which is defined as $\text{RAR} = \text{EW} \times V$. The reasons for this discrepancy are still unresolved. However, it is important to remark that these experiments were performed producing the supercooled water droplets and the ice crystals in a single-cloud chamber, unlike the experimental setup employed in the current work which grows droplets and ice crystals in separate chambers (two chamber method). It was already noted by *Pereyra et al.* [2000] that both techniques produce different results and the differences need for further investigation. The fact that the ice crystals and supercooled cloud droplets were prepared in separated chambers ensures that the experiments were performed under controlled conditions

because the concentrations and spectra of crystals and droplets were fairly constant.

[15] The microphysical conditions in thunderclouds are highly variable. In order to apply the laboratory results to thundercloud conditions it is important to identify the microphysical conditions of the interacting particles involved in the study. Figure 3 shows the isotherms of graupel temperature (T_g) on the EW-T diagram for $T_g = 0, -5$ and -25°C . The 0°C isotherm represents the transition from dry to wet growth of the graupel and under the studied conditions wet growth can be reached only at ambient temperature close to 0°C . It is possible to observe that in all the experiments the rime was growing in the dry surface mode and in most of the experiments T_g was confined between -5 and -25°C . The structure of the rimed surface depends on T_g and V [*Macklin*, 1962; *Dong and Hallett*, 1989]. At higher T_g the structure is compact and smooth while at lower T_g the structure may be rough and porous and the density low. In considering rime density in laboratory simulations, it is useful to consider the wide range of rime density encountered in convective clouds. *Williams and Zhang* [1996] show that the dominant precipitation particles contributing to ordinary thunderstorm electrification are graupel particles with density in an intermediate range of density (0.2 to 0.7 g cm^{-3}) and their fall speed are between 3 to 10 m s^{-1} .

[16] The fall velocity of the graupel is approximately the same as the velocity which the smaller ice crystals impact the graupel. This velocity depends on the ice particle size and the ice and air densities, increasing with altitude in a cloud. By using the equations given by *Heymsfield and Kajikawa* [1987] it can be seen that an ice particle of 4 mm in diameter with 0.3 g cm^{-3} density falls at 5.6 m s^{-1} at -10°C and 6.4 m s^{-1} at -25°C ; with 0.5 g cm^{-3} falls at 6.9 m s^{-1} at -10°C and 8.2 m s^{-1} at -25°C and with 0.9 g cm^{-3} falls at 8.8 m s^{-1} at -10°C and 10.6 m s^{-1} at -25°C . According to these calculations we observe that the velocity of 6 m s^{-1} used in this work could be representative of ice particles of low density such as soft graupel pellets, while the velocity of 8 m s^{-1} is representative of graupel with intermediate density and 11 m s^{-1} is representative of ice particles of density near 0.9 g cm^{-3} such as frozen droplets. Thus, the microphysical conditions of the ice particles involved in the study include particles originated as heavily rimed snow particles as well as high density frozen drops.

4. Charging in Updrafts of Convective Regions

[17] The scenario we consider here is a mixed phase convective updraft where millimeter graupel are growing at moderate W and colliding with micrometer ice crystals growing by vapor deposition. The larger ice particles acquire one charge, and small ones the opposite.

[18] Under the studied conditions we found that there is a charge reversal temperature (T^*) dependent on the velocity and roughly independent on W . Then, in the regions where $T < T^*$ the smaller ice crystals obtain a net positive charge. They are carried aloft by the convective currents and give rise to the main upper positive charge region, while the graupel pellets negatively charged cannot reach the upper regions of the clouds because of the gravitational force, instead they contribute to the main negative charge region.

L03808

BÜRGESESSER ET AL.: CHARGE SEPARATION IN CONVECTIVE UPDRAFT

L03808

Those graupel pellets that are falling relative to the upward currents and cross the region $T = T^*$ have a negative initial charge. Further collisions with ice crystals will discharge the precipitation particles, since the collisions charge positively the graupel and negatively the ice crystals in regions where $T > T^*$. Thus, the charge of the precipitation particles will become less and less negative at lower altitudes. On other hand, the ice crystals will be carried aloft by the updraft and will enhance the main negative charge region, together with the negative precipitation particles [Bateman *et al.*, 1999].

[19] It is reasonable to assume that at temperatures between -5 to -8°C there is a peak in the ice particle concentration produced by the Hallett-Mossop mechanism [Harris-Hobbs and Cooper, 1987]; particularly, the smaller ice particles could be the most abundant. Then, the electric charge of the precipitation particles can be reversed to a positive net charge as a consequence of the multiple collisions in this region. Thus, the charge of the lower positive charge region should be carried almost entirely by precipitation particles [Bateman *et al.*, 1999]. If it is possible to reverse to positive the initial negative charge that the graupel bring before crossing the charge reversal temperature, then the contribution of the ice crystals to the main negative charge region should be of the same order of magnitude than the contribution of the graupel pellets.

[20] This conceptual framework helps to understand some basic processes in thunderclouds. However, it is important to remark that the thunderstorm electrification processes are more complex than this simple model. Thunderstorms usually cover a wider range of conditions (higher W and ice particle size) than those considered here. This implies that the graupel could be growing in the wet growth regime and electrification no longer occurs in this condition. Besides, some thunderstorms can present horizontal temperature gradients and advection of charged particles due to wind shear [Black and Hallett, 1999].

5. Conclusion

[21] The results show that under the specific conditions of the current work there is a charge reversal temperature which can be considered independent on the liquid water concentration and slightly dependent on the velocity. Previous works have shown that the charge reversal temperature can also depend on the cloud droplet spectrum, in the present case this was nearly the same in all the experiments. The conditions at which the experiments were conducted (T , W and V) can be considered within the range of typical values of convective regions in ordinary thunderstorms and a qualitative analysis of the charge separation inside an updraft shows that the noninductive collisional charging of ice crystals and graupel could be able to account for the lower three of the four basic charge in the updraft regions.

[22] **Acknowledgments.** This work was supported by SECYT-UNC, CONICET and FONCYT. We want to thank Jose Barcelona for his technical assistance.

References

- Avila, E. E., and R. G. Pereyra (2000), Charge transfer during crystal-graupel collisions for two different cloud droplet size distributions, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 3837–3840.
- Avila, E. E., G. M. Caranti, N. E. Castellano, and C. P. R. Saunders (1998), Laboratory studies of the influence of cloud droplet size on charge transfer during crystal-graupel collisions, *J. Geophys. Res.*, *103*, 8985–8996.
- Avila, E. E., N. E. Castellano, and C. P. R. Saunders (1999), Effect of cloud droplet spectra on the average surface temperature of ice accreted on fixed cylindrical collectors, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *125*, 1059–1074.
- Bateman, M. G., T. M. Marshall, M. Stolzenburg, and W. D. Rust (1999), Precipitation charge and size measurements inside a New Mexico mountain thunderstorm, *J. Geophys. Res.*, *104*, 9643–9653.
- Black, R. A., and J. Hallett (1999), Electrification of the hurricane, *J. Atmos. Sci.*, *56*, 2004–2028.
- Brooks, I. M., C. P. R. Saunders, R. P. Mitzeva, and S. L. Peck (1997), The effect on thunderstorm charging of the rate of rime accretion by graupel, *Atmos. Res.*, *43*, 277–295.
- Dong, Y. Y., and J. Hallett (1989), Droplet accretion during rime growth and the formation of secondary ice crystals, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *115*, 127–142.
- Harris-Hobbs, R. L., and W. A. Cooper (1987), Field evidence supporting quantitative predictions of secondary ice production rates, *J. Atmos. Sci.*, *44*, 1071–1082.
- Heymsfield, A. J., and M. Kajikawa (1987), An improved approach to calculating terminal velocities of plate-like crystals and graupel, *J. Atmos. Sci.*, *44*, 1088–1099.
- Jayarathne, E. R., C. P. R. Saunders, and J. Hallett (1983), Laboratory studies of the charging of soft hail during ice crystals interactions, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *109*, 609–630.
- Keith, W. D., and C. P. R. Saunders (1990), Charging of aircraft: High-velocity collisions, *J. Aircraft*, *27*, 218–222.
- Macklin, W. C. (1962), The density and structure of ice formed by accretion, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *88*, 30–50.
- Macklin, W. C., and G. S. Payne (1967), A theoretical study of the ice accretion process, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *93*, 195–214.
- Pereyra, R. G., and E. E. Avila (2002), Charge transfer measurements during single ice crystal collisions with a target growing by riming, *J. Geophys. Res.*, *107*(D23), 4735, doi:10.1029/2001JD001279.
- Pereyra, R. G., E. E. Avila, N. E. Castellano, and C. P. R. Saunders (2000), A laboratory study of graupel charging, *J. Geophys. Res.*, *105*, 20,803–20,813.
- Reynolds, S. E., M. Brook, and M. F. Gourley (1957), Thunderstorm charge separation, *J. Meteorol.*, *14*, 426–436.
- Saunders, C. P. R., W. D. Keith, and R. P. Mitzeva (1991), The effect of liquid water on thunderstorm charging, *J. Geophys. Res.*, *96*, 11,007–11,017.
- Stolzenburg, M., W. D. Rust, and T. C. Marshall (1998), Electrical structures in thunderstorm convective regions: 3. Synthesis, *J. Geophys. Res.*, *103*, 14,097–14,108.
- Takahashi, T. (1978), Riming electrification as a charge generation mechanism in thunderstorms, *J. Atmos. Sci.*, *35*, 1536–1548.
- Williams, E. R. (1989), The tripole structure of thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, *94*, 13,151–13,167.
- Williams, E. R., and R. Zhang (1996), Density of rime in laboratory simulations of thunderstorm microphysics and electrification, *J. Geophys. Res.*, *101*, 29,715–29,719.

E. E. Avila, R. E. Bürgesser, and R. G. Pereyra, Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba, 5000 Córdoba, Argentina. (avila@famaf.unc.edu.ar; rodexebur@gmail.com)



JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 113, D17203, doi:10.1029/2007JD009720, 2008

Charge separation in thunderstorm conditions

Rodolfo G. Pereyra,¹ Rodrigo E. Bürgesser,¹ and Eldo E. Ávila¹

Received 17 December 2007; revised 2 June 2008; accepted 10 June 2008; published 6 September 2008.

[1] A laboratory investigation of the electric charge transfer in collisions between vapor-grown ice crystals and a riming target is presented in this work. A series of experiments were conducted for ambient temperatures between -8°C and -29°C , air velocity of 8 m s^{-1} , and effective liquid water content from 0.5 to 10 g m^{-3} , with the goal of studying the performance of the noninductive mechanism under a wide range of temperature and liquid water content. At low temperatures (below -19°C), the results revealed no dependence of the charge separated per collision upon variations of the liquid water content. While at temperatures above -19°C , the efficiency of the graupel charging could decrease as the liquid water content increases, as a consequence of the decrease of the probability that the ice crystals impact and rebound from the graupel surface in the dry growth regime. We found that the dominant sign of the graupel charging was negative for temperatures below -15°C and positive at higher temperatures. A simple functional representation of our laboratory results is given so that they can be incorporated in cloud electrification models.

Citation: Pereyra, R. G., R. E. Bürgesser, and E. E. Ávila (2008), Charge separation in thunderstorm conditions, *J. Geophys. Res.*, 113, D17203, doi:10.1029/2007JD009720.

1. Introduction

[2] The noninductive mechanism is considered as the main charge separation mechanism in thunderstorms. Collisions between ice crystals and graupel particles in mixed-phase regions of clouds would be the main processes responsible of strong storm electrification [Williams, 1989; MacGorman and Rust, 1998]. Electric charge is separated during the contact time between the two particles and then particles with opposite charge could be carried away at different regions of the clouds due to gravitational force and convective currents. This process could develop the different charged regions in clouds.

[3] This mechanism has been extensively studied, both in field and laboratory experiments. Aircraft observations in thunderstorms have shown that substantial electric charge is to be found on millimeter-sized hydrometeors [Gaskell et al., 1978; Christian et al., 1980; Mo et al., 2007]. These measurements made in situ suggest that the ice phase dominates in the process of charge separation inside the clouds. Laboratory measurements of the interactions between ice crystal and riming ice targets have shown that sufficient charge is separated to explain thunderstorm electrification. These studies have also shown that the magnitude and sign of the charge transfer to riming graupel particles during interactions with ice crystals is a sensitive function of the cloud microphysical conditions. In fact, it

depends on the cloud temperature (T), liquid water content (W), cloud droplet size distribution, ice crystal size, and impact velocity [Reynolds et al., 1957; Takahashi, 1978; Jayaratne et al., 1983; Saunders et al., 1991; Pereyra et al., 2000; Ávila and Pereyra, 2000; Bürgesser et al., 2006].

[4] The cloud microphysical conditions are highly variable, depending on the type of thunderclouds [Williams, 1995]. For instance, stratiform clouds and winter storms are shallow with low speed updrafts, low W , and, in general, with conditions for slow particle growth; ordinary thunderstorms have a more vertical development with higher W and updrafts leading to the formation of graupel pellets. Instead, the severe storms have large W and updraft speed which can produce big hailstones. So, it is important to quantify the performance of the noninductive mechanism on a wide range of microphysical conditions in order to evaluate the relevance of this mechanism on the electrification processes in different type of clouds.

[5] The effect of the cloud liquid water content, W , or the effective liquid water content, EW (defined as the part of the liquid water content involved in riming) on the charge separation has been observed in many laboratory studies. However, few of these studies have quantified the sign and magnitude of the charge separated per collision as a function of W or EW [Takahashi, 1978; Jayaratne et al., 1983; Saunders et al., 1991; Berdeklis and List, 2001; Pereyra and Ávila, 2002]. In particular, only Takahashi [1978] has determined the charge transfer in ice-ice collisions at high liquid water content (W or $EW > 2\text{ g m}^{-3}$). Measurements of charge transfer at high liquid water content are complex due to the difficulty of dissipating the large amount of latent heat released during the vapor condensation. Takahashi [1978], solved this problem by

¹FaMAF, Universidad Nacional de Córdoba, CONICET, Córdoba, Argentina.

D17203

PEREYRA ET AL.: CHARGE SEPARATION IN SEVERE STORM

D17203

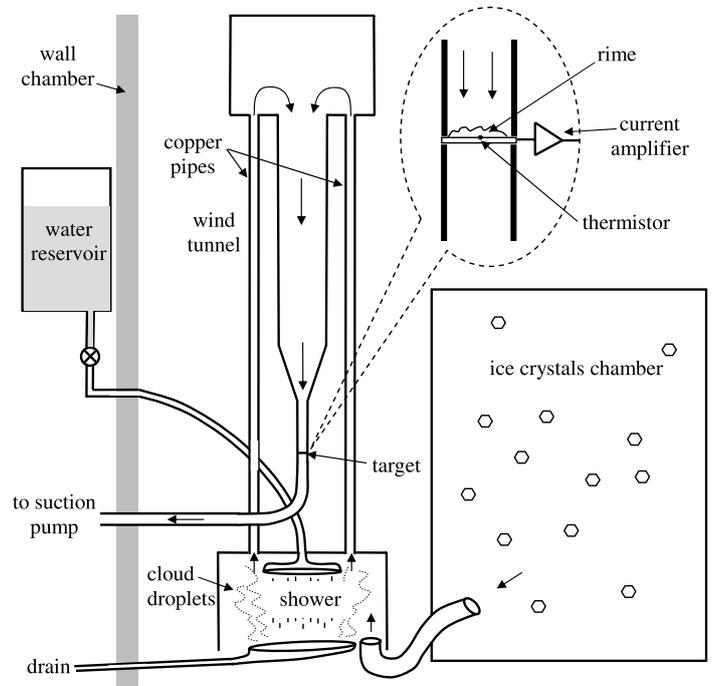


Figure 1. Sketch of the experimental chamber used for laboratory studies of riming electrification.

using a spray gun that produced cloud droplets between 30 and 130 μm in diameter in order to achieve high liquid water content (E. Williams, personal communication, 2008).

[6] The objective of the current work is to determine the charge transfer to riming graupel particles during interactions with ice crystals under microphysical conditions similar to some of those which occur in thunderstorms. A series of experiments were conducted under controlled conditions over a wide range of ambient temperatures and liquid water contents and at one value of velocity. We describe the experimental device (section 2) used to perform measurements at high liquid water content and present a new experimental methodology (section 3) for the study of the charge transfer per collisions as a function of the cloud liquid water content. Finally, we give a simple functional representation of our laboratory results (section 4) so that they can be incorporated in cloud electrification models.

2. Experimental Device

[7] The charge transfer measurements were carried out by using a wind tunnel mounted inside the cold room and connected to two separated chambers. One of them is the cloud droplet chamber (CDC) where a cloud of supercooled water droplets is produced and another one is the ice crystal chamber (ICC) where a cloud of ice crystals is generated.

Figure 1 shows a schematic of the apparatus used to perform the experiments. The device is based on the arrangement used by Pereyra *et al.* [2000], Pereyra and Avila [2002], and Bürgesser *et al.* [2006]; the modifications made in this device are described in detail in this section.

[8] The cloud droplets are generated inside the CDC by vapor condensation of water molecules evaporating from a hot shower. The total cloud water produced by this method depends on the temperature difference between the water and the surrounding air as well as the hot water flow. The reservoir of hot water is placed outside the cold chamber which facilitates the control of the water flow throughout the measurements (Figure 1). We found this method to be more efficient in producing high liquid water contents than the method used in previous studies [Pereyra *et al.*, 2000; Pereyra and Avila, 2002; Bürgesser *et al.*, 2006], where the water droplets were generated by vapor condensation from a boiler located inside the CDC. In fact, the hot shower method has the advantage of presenting more surface area of liquid water providing water molecules to the environment than the boiler method used in the previous works.

[9] Ice crystals were produced inside the ICC by popping a small rubber bubble inside a cloud of supercooled water droplets. Then, the crystals grow at the expense of the droplets through the Bergeron mechanism. After allowing the ice crystals to grow for about 60 s following nucleation,

D17203

PEREYRA ET AL.: CHARGE SEPARATION IN SEVERE STORM

D17203

the crystals were pumped into the CDC and then drawn together with the droplets into the wind tunnel as a mixture. Then, this mixed-phase cloud encounters a 4 mm diameter metal rod target that represents a falling small hail or graupel pellet. The surface of the target rapidly became covered with rime so that interactions were between the riming surface and ice crystals. The reasons for selecting a 4 mm target representing the larger ice particle will be discussed in section 4.

[10] The ice crystals coexist with the droplets before impact on the target for about 10 s. This time is longer than the coexistence time used in previous studies using the same technique of mixing ice and water clouds. For instance, *Pereyra et al.* [2000] had a mixing time of 2 ms, while *Pereyra and Avila* [2002] had a mixing time of 150 ms and *Bürgesser et al.* [2006] had a mixing time of 2 s. This time could be relevant to determine the surface state condition of the ice crystal before the collision on the target. It is expected that longer coexistence times will be more representative of the microphysical processes in clouds.

[11] The cloud droplet and ice crystal sizes were obtained by taking cloud samples with a glass strip of 4 mm width covered with a thin film of 5% formvar solution. Several cloud samples were taken at the position of the target for different temperatures and liquid water contents. For a given temperature, the cloud droplet spectra obtained with high liquid water content ($>4 \text{ g m}^{-3}$) have a mean diameter (d_m) up to $2 \mu\text{m}$ larger than the mean diameter of clouds with low liquid water content ($<1 \text{ g m}^{-3}$). This is a consequence of the larger amount of water vapor available at high liquid water content. The cloud droplet spectra obtained for different temperatures show a maximum difference of $3 \mu\text{m}$ in the mean diameter and $4 \mu\text{m}$ in the mean volume diameter (d_v). We observed that the differences of d_m and d_v did not present a systematic behavior with the temperature, which suggest that the cloud droplet spectrum has not marked dependence on this variable. Owing to the fact that cloud droplet spectra did not show substantial variation over the samples at different temperatures and liquid water contents, we will assume one cloud droplet size distribution for all the experiments described here. Figure 2a shows the histogram of the droplet size distribution obtained with all the measured cloud samples; the spectrum extends to $40 \mu\text{m}$ with a $d_m = (15 \pm 3) \mu\text{m}$ and $d_v = (17 \pm 4) \mu\text{m}$. On the other hand, Figures 2b–2d show the ice crystal size distribution at three different temperatures. At -9°C the average size of the crystals is $32 \mu\text{m}$, at -17°C the average size is $48 \mu\text{m}$ and at -25°C the average size of the crystals is $55 \mu\text{m}$. For a given temperature, no important variations were observed in the crystal sizes for samples obtained at different liquid water contents. For different temperatures the crystals have different habits, they were columns at high temperatures and plates at lower temperatures.

[12] The speed of the airflow past the target (V) was controlled by adjusting the power to an air pump and was determined by using a Pitot-tube type anemometer. The measurements were conducted at a constant velocity of 8 m s^{-1} determined with an error of $\pm 0.5 \text{ m s}^{-1}$. According to *Heymsfield and Kajikawa* [1987] the velocity of 8 m s^{-1} used in this work could be representative of falling ice particles of millimeter size such as graupel pellets or small hailstones.

[13] The temperatures of the ambient air, ice crystal chamber, and rime were measured by thermistors and recorded throughout the run. The lowest possible ambient temperature (-29°C) in this study was set by the capability of the cold room engine. The charge transferred during the crystal/graupel collisions is detected by a sensitive current amplifier capable of detecting currents larger than 1 pA . The input of the amplifier is connected to the target and its output is also recorded.

3. Measurements and Results

[14] The electrical charge separation was measured during collisions between ice crystals and a fixed target growing by riming. Each experiment consisted of the measurement of the charging current of the rimer for two different liquid water contents, a quantity that was rapidly varied during each run by changing the temperature of the hot shower; this was made possible by using two different hot water reservoirs. This sudden change of the liquid water content during a run allows the study of the behavior of the charge transfer at different W since all the other variables (impact velocity, ambient temperature, cloud droplet spectrum, ice crystal sizes, and concentration) involved in the charge separation process are expected to remain approximately constant.

[15] As explained in section 2, the measurements were performed at a constant velocity and the cloud droplet spectrum was practically the same for all the experiments described here. Besides, we assume that the concentration and size distribution of the ice crystals in the ICC did not change appreciably during the lapse of time that a run lasts ($\sim 300 \text{ s}$). This assumption is based on the results of auxiliary experiments which show that the charging current can remain constant for more than 300 s under steady conditions. This means that the number and sizes of crystals hitting the target did not undergo variations in that period; thereby, the concentration and size distribution of the ice crystals in the ICC did not undergo important variations. Finally, the temperature variations during each experiment are discussed in this section.

[16] The effective liquid water content (EW), defined as the liquid water content times the collection efficiency coefficient of the target for droplets, was determined by measuring the temperature of the rime during the riming process and weighing the rime ice formed on the target in each run. Each experiment consisted of two parts with different EW . The first EW value was in general the lower one and was determined by using the heat balance equation for a cylindrical collector of radius 2 mm and with the knowledge of the airflow velocity and the ambient (T) and rime (Tr) temperatures [*Macklin and Payne*, 1967; *Avila et al.*, 1999]. The second EW was determined by subtracting the mass of ice accreted during the first EW from the total mass of the deposit of rime collected on the target at the end of the run. The measured rime temperature was not a good parameter for the determination of the second EW value due to the temperature of the target sometimes did not reach a steady value at high liquid water content. Likely, the large accumulation of ice on the target in a short time causes a reduction of the heat transfer from the surface to the core of the target where the thermistor sensing the rime temperature

D17203

PEREYRA ET AL.: CHARGE SEPARATION IN SEVERE STORM

D17203

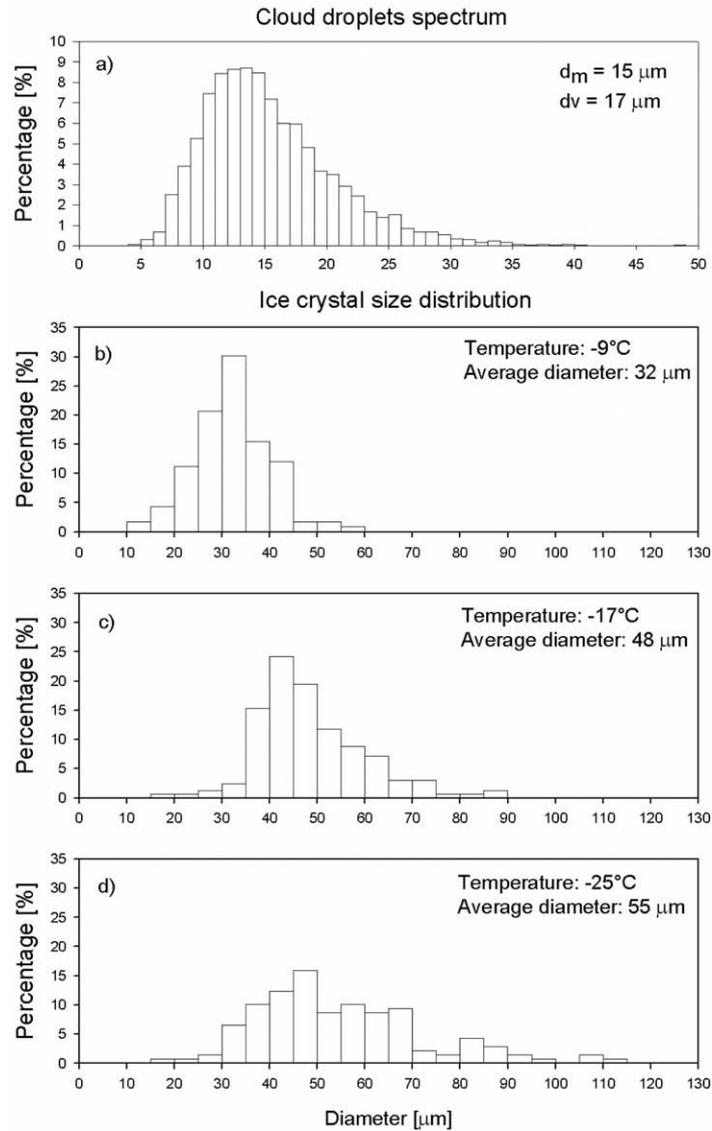


Figure 2. Cloud droplets and ice crystal sizes distribution used in the experiments at different temperatures ranges.

was located. It could produce an important temperature difference between the surface and the core of the rimer. The mass of the rime was determined by using a balance with an error of 0.1%.

[17] The ambient temperature was measured in the wind tunnel below the target. It is one key parameter controlling

the charge transfer mechanism and it was continuously monitored throughout the runs. Ambient temperature rises during a run around 1°C for $EW < 2 \text{ g m}^{-3}$, between 1°C and 2°C for $2 \text{ g m}^{-3} < EW < 6 \text{ g m}^{-3}$, and between 2°C and 3°C for $6 \text{ g m}^{-3} < EW < 10 \text{ g m}^{-3}$. Then, the ambient temperature is determined with different errors depending on the range of

D17203

PEREYRA ET AL.: CHARGE SEPARATION IN SEVERE STORM

D17203

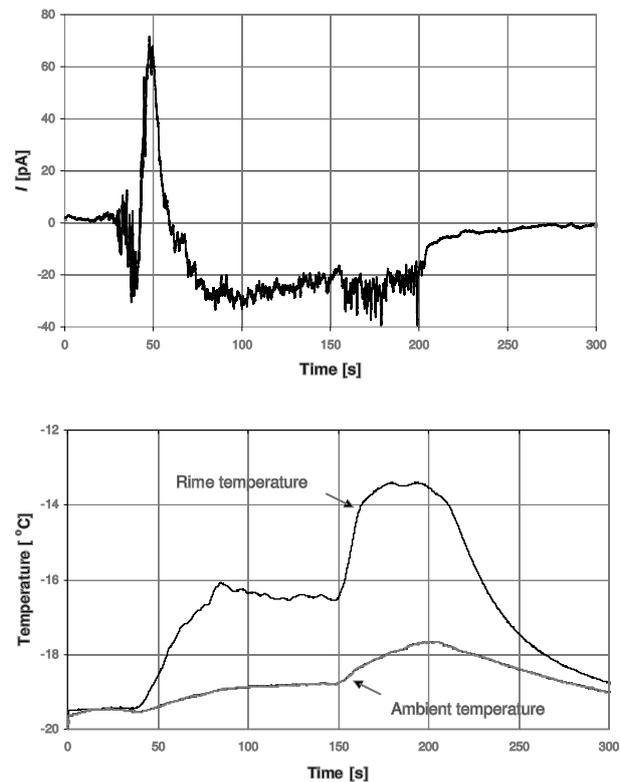


Figure 3. (top) Charging current to the riming target and (bottom) ambient and rime temperatures for an experiment at -19°C . The elevation of the rime temperature at 40 s indicates the starting of riming ($EW = 0.6 \text{ g m}^{-3}$) and the rime temperature elevation at 150 s indicates a change of EW ($EW = 2.9 \text{ g m}^{-3}$). The charging current remains approximately steady in spite of the significant change on the liquid water content during the run. Note that the rime temperature reached for the last EW is not consistent with the heat balance equation.

EW . These results indicate that the experimental device was very efficient for cooling the cloud of water droplets before reaching the target.

[18] Figure 3 shows the time evolution of the charging current of the target (Figure 3, top), as well as the ambient and rime temperatures (Figure 3, bottom) during a typical run at ambient temperature around -19°C . The initial negative charging corresponds to ice crystal-metal collisions due to the target was initially uncovered by ice. A positive peak of the charging current is observed between 40 and 60 s, as the same time as the target temperature rises, indicating that riming process was initiated. Then a steady negative current is established after 75 s in coincidence with the rime temperature reaching a steady value. A few seconds before 150 s the liquid water content was deliberately increased by increasing the water temperature of the shower in the CDC. It was detected by the thermistor

sensing the rime temperature indicating that this temperature increases after 150 s. Meanwhile the charging current was not substantially modified. It is possible to observe that the change of W was enacted in around 20 s. The effective liquid water contents for this run were $EW1 = (0.6 \pm 0.2) \text{ g m}^{-3}$ in the first part of run and $EW2 = (2.9 \pm 0.7) \text{ g m}^{-3}$ during the last part. Although the rime temperature was not used for quantifying $EW2$, it was a good indicator of the change of EW .

[19] The results obtained in this study are shown in Figures 4 and 5. These graphs display the magnitude and sign of the charging current as a function of EW for intervals of ambient temperature of 2°C starting from -8°C and up to -29°C . Each pair of data corresponding to the same run is connected by a dotted line segment. One of the graphics (Figure 4a) displays the experimental points and their associated error bars to give an idea of the uncertainties

D17203

PEREYRA ET AL.: CHARGE SEPARATION IN SEVERE STORM

D17203

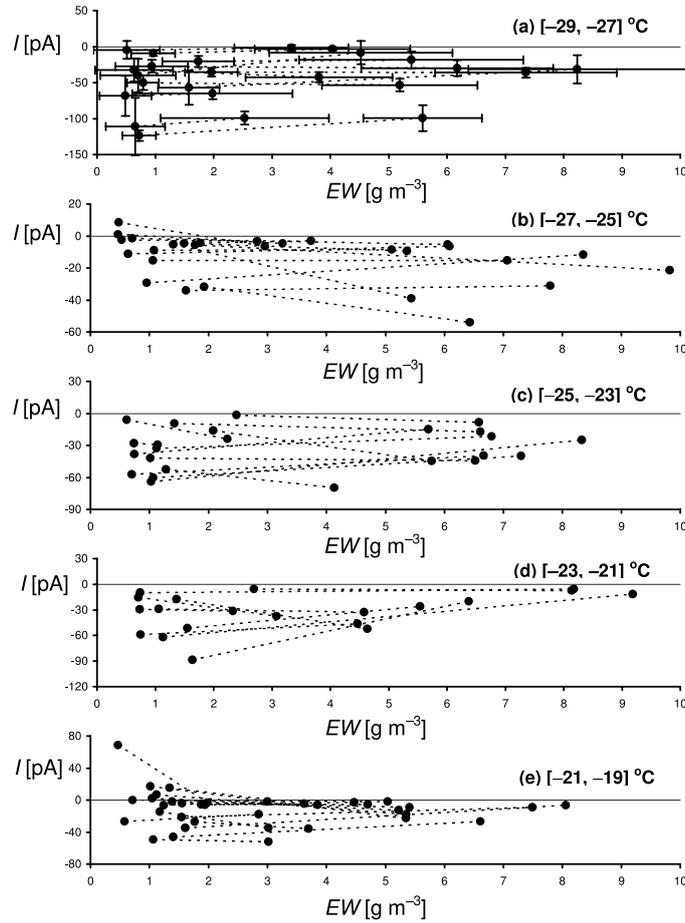


Figure 4. (a–e) Charging current as a function of EW for intervals of ambient temperature of 2°C from -29°C to -19°C . The experimental points corresponding to the same run are connected by a dotted line segment. Figure 4a displays the experimental data and their associated error bars, showing the magnitudes of the uncertainties involved in the measurements.

involved in this type of measurements. The error in the electric current is represented by the standard deviation of the mean value of the current. The error on the determination of the first EW involves uncertainties on the airflow velocity and the ambient and rime temperatures. Data analysis shows that the large uncertainty associated with the second EW comes mostly from the experimental error in the determination of the mass accreted during the time of the second EW . All the other graphics are displayed without error bars for best clarity and detail. In general, the errors associated with all the experimental points are similar to those shown in Figure 4a.

[20] Figure 4 shows the results of the measurements performed at ambient temperature between -19°C and -29°C . The effective liquid water content has been extended to values up to 10 g m^{-3} . The measurements were subdivided into different intervals of ambient temperature: $[-29, -27]^\circ\text{C}$ (Figure 4a), $[-27, -25]^\circ\text{C}$ (Figure 4b), $[-25, -23]^\circ\text{C}$ (Figure 4c), $[-23, -21]^\circ\text{C}$ (Figure 4d), $[-21, -19]^\circ\text{C}$ (Figure 4e). The results show that at $-19^\circ\text{C} < T < -29^\circ\text{C}$ and at $0.5 \text{ g m}^{-3} < EW < 10 \text{ g m}^{-3}$, the sign of the electric current was mostly negative and the magnitude is not substantially nor systematically modified when EW is increased during a run.

D17203

PEREYRA ET AL.: CHARGE SEPARATION IN SEVERE STORM

D17203

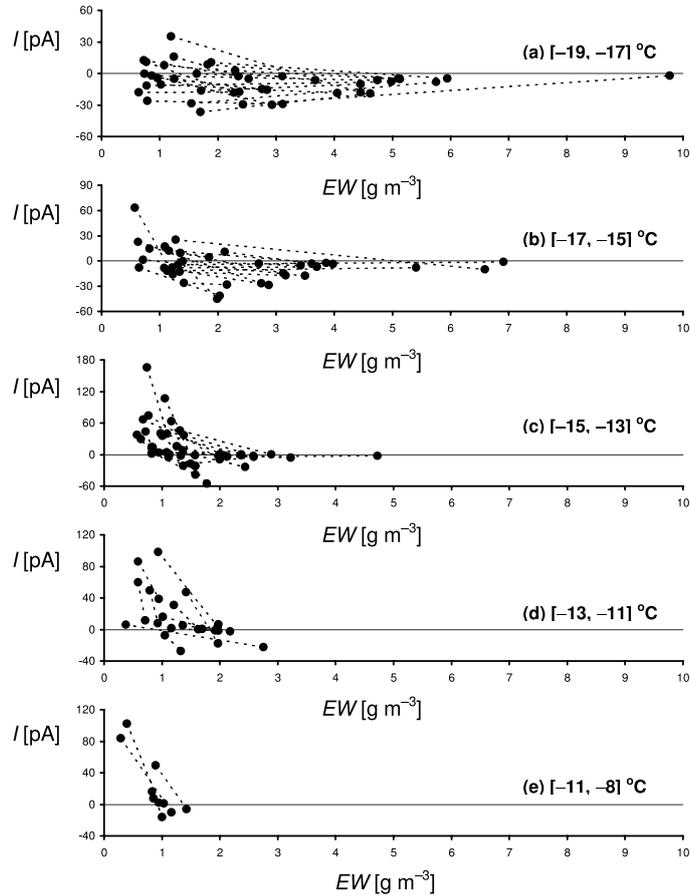


Figure 5. Charging current as a function of EW for ambient temperatures from -19°C to -8°C .

[21] Figure 5 presents the results of measurements performed at ambient temperatures between -8°C to -19°C . The measurements were subdivided into different intervals of ambient temperature: $[-19, -17]^{\circ}\text{C}$ (Figure 5a), $[-17, -15]^{\circ}\text{C}$ (Figure 5b), $[-15, -13]^{\circ}\text{C}$ (Figure 5c), $[-13, -11]^{\circ}\text{C}$ (Figure 5d), $[-11, -8]^{\circ}\text{C}$ (Figure 5e). A different behavior of the charge transfer is observed in this range. At temperatures between -19°C and -15°C (Figures 5a and 5b) and $EW < 2 \text{ g m}^{-3}$ we observed a mix of positive and negative charging currents; this region corresponds to the charge reversal temperature as reported by Jayaratne et al. [1983], Williams [1989], Pereyra et al. [2000], and Bürgesser et al. [2006]. Then, the magnitude of the negative current gradually decreases and tends to zero at high EW values ($EW > 5 \text{ g m}^{-3}$). In the temperature range from -15°C to -8°C (Figures 5c, 5d, and 5e) the charging current shows a clear tendency to

decrease with increasing EW . The effective liquid water content was limited to values below 3 g m^{-3} because at higher values the electrical current drops to zero, according to Saunders and Brooks [1992] and Pereyra et al. [2000]. It was suggested that this effect was produced by the graupel transition from dry to wet growth. However, Takahashi [1978] has measured substantial positive charge transfer to the rime in the wet growth regime.

4. Discussion

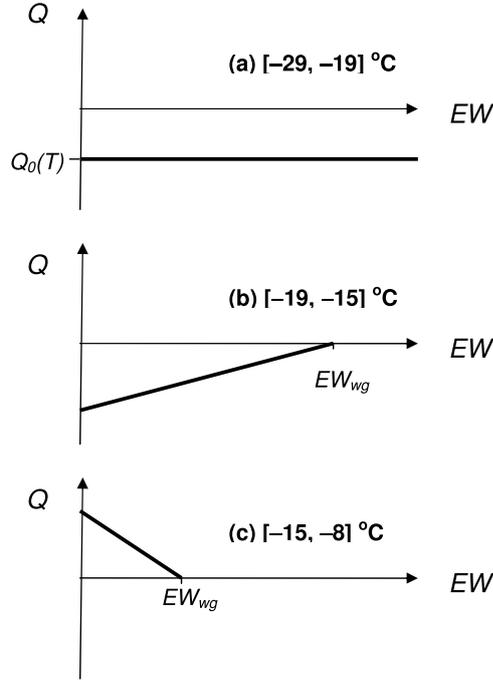
[22] We assume that the charging current of the graupel (I) can be estimated by using the equation:

$$I = n p \bar{q} \quad (1)$$

D17203

PEREYRA ET AL.: CHARGE SEPARATION IN SEVERE STORM

D17203



where n is the number of ice crystals hitting the graupel per unit time, \bar{q} is the average charge transferred to the riming target per collision, and p is the separation probability, defined as the probability that an ice crystal impacts and rebounds from the target. Only those ice crystals that collide and then separate can transfer electric charge. Thus, we define the charge transfer during effective collision (Q) as

$$Q = p \bar{q} \quad (2)$$

As the liquid water content was rapidly varied during each experiment, it is reasonable to assume that the number of crystals hitting the target per unit time (n) remains approximately unchanged. If $EW1$ and $EW2$ are the two effective liquid water contents involved in one measurement, then the rate between the electric currents is expected to be equal to the rate between the effective charges transferred per collision.

$$\frac{I_{EW1}}{I_{EW2}} = \frac{Q_{EW1}}{Q_{EW2}} \quad (3)$$

Except EW , all the parameters involved in the charge transfer process (V , T , cloud droplet spectrum, ice crystal sizes, and concentration) were maintained constant during each experiment. Therefore, the current method allows to study how the charge transfer during effective collision is affected when EW is varied.

[23] The results displayed in Figure 4 point out that the charge transfer during effective collision does not depend substantially on EW . There is experimental evidence that the adhesion of ice crystals on collision is a sensitive function of temperature, humidity, and crystal type [Hosler *et al.*,

Figure 6. Qualitative behavior of the charge transfer during effective collision as a function of EW at different temperature ranges.

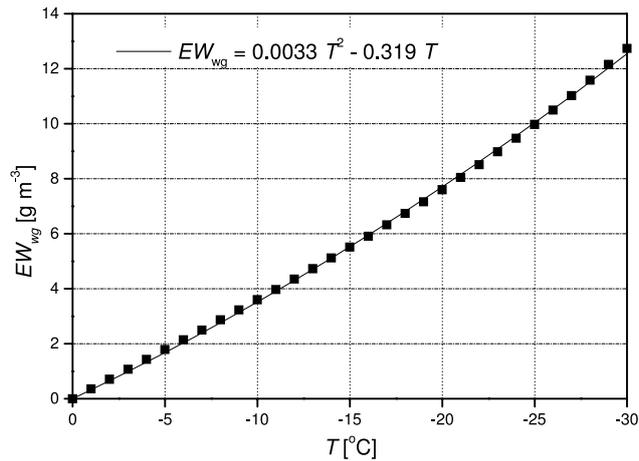


Figure 7. Calculated values of EW_{wg} as a function of temperature for graupel of 4 mm diameter and airflow velocity of 8 m s^{-1} . The fitting line curve is also included in the graphic.

D17203

PEREYRA ET AL.: CHARGE SEPARATION IN SEVERE STORM

D17203

1957]. The sintering process of ice is explained in terms of the thickness of the liquid-like layer [Fletcher, 1962], which decreases with decreasing temperature and relative humidity. Hobbs *et al.* [1974] established that the aggregation process is insignificant at temperatures colder than -20°C but the degree of aggregation increases markedly as the temperature is increased above this value to 0°C . On the basis of the fact that the ice becomes less sticky at colder temperatures, we assume that the separation probability is constant and equal to unity at ambient temperatures below -19°C . Thus, we can state that the charge transfer per collision does not depend on EW for $-19^{\circ}\text{C} < T < -29^{\circ}\text{C}$ and $0.5 \text{ g m}^{-3} < EW < 10 \text{ g m}^{-3}$.

[24] In the region with ambient temperatures between -19°C and -15°C and $EW < 2 \text{ g m}^{-3}$ (Figures 5a and 5b) the electric currents present a mixed sign. At $EW > 2 \text{ g m}^{-3}$ the magnitude of the current tends to zero as EW increases. This effect could be a consequence of the decreasing of the separation probability when the temperature of the rime is gradually increased as the EW increases. By using the heat balance equation [Macklin and Payne, 1967], we estimated that the temperature of the rime is higher than -4°C for $EW = 5 \text{ g m}^{-3}$ at ambient temperature between -19°C and -15°C . According to this calculation, it is not unlikely that the ice becomes more sticky and so the separation probability should be reduced as the liquid water content is increased at this temperature range. Also, the decrease in the separation probability at ambient temperature warmer than -15°C could explain that the positive charging current decreases rapidly as EW is incremented and drops to zero at EW close to 2 g m^{-3} (Figures 5c, 5d, and 5e).

[25] On the basis of the current results we propose the following four hypotheses: (1) Q is independent of EW for $T \leq -19^{\circ}\text{C}$; it only depends on temperature. (2) Q depends on temperature and decreases linearly as EW increases for $T > -19^{\circ}\text{C}$. (3) At $T > -19^{\circ}\text{C}$ Q drops to zero when EW reaches the transition from dry to wet growth (EW_{wg}). (4) Q is null at $T > -19^{\circ}\text{C}$ and $EW > EW_{\text{wg}}$. Figure 6 shows the qualitative behavior of the charge transfer during effective collision as a function of EW for different temperatures, as proposed by the four hypotheses.

[26] Thus, the charge transfer during effective collision can be parameterized as

$$Q(EW, T) = \begin{cases} Q_o(T) & T \leq -19^{\circ}\text{C} \\ Q_o(T) \frac{(EW_{\text{wg}} - EW)}{(EW_{\text{wg}} - EW_o)} & T > -19^{\circ}\text{C} \quad EW_o \leq EW \leq EW_{\text{wg}} \\ 0 & T > -19^{\circ}\text{C}, \quad EW \geq EW_{\text{wg}} \end{cases} \quad (4)$$

where Q_o is the charge transfer during effective collision at EW_o and T which need to be determined with additional information as described in this section.

[27] For a given velocity and graupel size the EW_{wg} is a function of temperature and can be obtained by using the heat balance equation for a cylindrical collector [Macklin and Payne, 1967]. Figure 7 shows the calculated EW_{wg} values for a 4 mm cylinder diameter, 8 m s^{-1} airflow

velocity and ambient temperatures up to -30°C . It is seen that the calculated points can be fitted by the function.

$$EW_{\text{wg}}(T) = 0.0033 T^2 - 0.319 T \quad (5)$$

where T is given in $^{\circ}\text{C}$ and EW_{wg} in g m^{-3} .

[28] Pereyra and Ávila [2002] measured the electric charge separated during single ice crystal collisions (\bar{q}) with an artificial graupel growing by riming. They also used a rod cylinder of 4 mm diameter as the target and a velocity of 8.5 m s^{-1} . They showed [Pereyra and Ávila, 2002, Figure 6] that the charge transfer varied linearly with the ambient temperature and it was not appreciably dependent on the EW for the range $[0.3, 1] \text{ g m}^{-3}$. A plausible parameterization of their experimental results is

$$\bar{q}(T) = 2 T + 30 \text{ for } 0.3 \text{ g m}^{-3} < EW < 1 \text{ g m}^{-3} \quad (6)$$

where \bar{q} is given in fC and T in $^{\circ}\text{C}$.

[29] We intend to link Pereyra and Ávila's [2002] results with the current results in order to obtain $Q_o(EW_o, T)$. But it is worth noting that Pereyra and Ávila [2002] measured the charge transfer per collision, while Q_o is a charge transfer during effective collision. Then, in order to link both results, the separation probability of an ice crystal impact and rebound from a graupel particle should be addressed.

[30] For simplicity and because we do not know a parameterization of this probability as a function of T and EW , we will assume the separation probability equal to unity for $EW < 1 \text{ g m}^{-3}$ at all measured temperatures. This approximation seems reasonable for temperatures lower than -10°C . However, this assumption could be not realistic at temperature above -10°C , since the rise of the rime temperature, even at low EW , could improve the ice adhesion strength, and in this case Q_o could be overestimated.

[31] Then, by taking the results of Pereyra and Ávila [2002] as reference for $EW_o = 1 \text{ g m}^{-3}$, we can write

$$Q_o(T) = 2 T + 30 \text{ for } T \leq -19^{\circ}\text{C} \quad (7)$$

and

$$Q_o(EW_o, T) = 2 T + 30 \text{ for } T > -19^{\circ}\text{C} \text{ and } EW_o = 1 \text{ g m}^{-3} \quad (8)$$

Inserting (7) and (8) in (4) we obtain a parameterization of

D17203

PEREYRA ET AL.: CHARGE SEPARATION IN SEVERE STORM

D17203

the charge transfer during effective collision as a function of T and EW

$$Q(EW, T) = \begin{cases} 2T + 30 & T \leq -19^\circ\text{C}, \quad 0.5 \leq EW \leq 10 \\ (2T + 30) \frac{EW_{wg}(T) - EW}{EW_{wg}(T) - 1} & T > -19^\circ\text{C}, \quad 1 \leq EW \leq EW_{wg} \\ 0 & T > -19^\circ\text{C}, \quad EW_{wg} \leq EW \end{cases} \quad (9)$$

This parameterization is valid for graupel of 4 mm size and velocity of 8 m s^{-1} ; in principle, it could be used for graupel particles between 3 to 5 mm and fall velocities between 7 to 9 m s^{-1} . Likely, the parameterization could be used for other graupel of millimeter size as well, but it is not recommended to use this parameterization for other quite different velocities because the sign and magnitude of the charge transfer have a key dependence on this variable [Keith and Saunders, 1989; Bürgesser et al., 2006]. It is important to note that the charge transfer during effective collision is a more suitable parameter than charge transfer for incorporation in the numerical models because it involves only the interactions able to produce charge separation.

[32] Two reasons motivated us to work with a 4 mm target representing the larger ice particle in this study. First, as said above in this section, it was necessary to complement the present results with information of charge separated in single collisions provided by previous work [Pereyra and Ávila, 2002]. Second, the small hail and graupel of millimeter size likely play the most important role in the charge separation in both ordinary and severe storms. In fact, Williams [2001] has shown that the integrated graupel surface area is one to three orders of magnitude greater than that of the large hail in both nonsevere and severe storms.

[33] The measurements were extended over a wide range of EW in order to inspect the behavior of the ice particle charging in conditions similar to those which occur in thunderstorms. The present results suggest that at low temperatures ($T < -19^\circ\text{C}$), graupel particles charge negatively and that variations of EW do not modify substantially the magnitude or sign of the charge transfer during collisions with ice crystals. While at higher temperatures ($T > -19^\circ\text{C}$), the efficiency of the graupel charging can decrease as EW increases as a consequence of the rise in the graupel temperature and the accompanying decrease in the probability that the ice crystals impact and rebound from the graupel surface. These results seem to indicate that increasing the liquid water content in clouds will have the net effect of weakening the ice particle charging and consequently the electrification processes. However, it is worth noting that large liquid water content and updraft speed in thunderstorms will lead to the formation of large concentrations and sizes of ice particles. An increase in the number of ice particles per unit volume will increase the probability of collisions between particles, which will of course enhance the electrification processes. Furthermore, an increase in the size of the particles will increase the magnitude of the charge separated per collision which will also amplify the electrification processes.

5. Comparisons With Previous Studies

[34] There are few previous studies which have reported measurements of the magnitude of the charge separation

during ice crystal-graupel collisions at high liquid water content. Takahashi [1978] carried out multiple collision

experiments to measure the charge transferred between simulated graupel and ice crystals. The graupel was growing on a 3 mm diameter metal rod, which was on a rotating apparatus that moved inside a mixed cloud of ice crystals and water droplets, around an axis perpendicular to the rod axis. The riming probe moved at 9 m s^{-1} . The author presented a diagram with the magnitude and sign of the charge transferred as a function of temperature and liquid water content [Takahashi, 1978, Figure 8].

[35] We found that the graupel charging was predominantly positive at temperatures above -15°C and the magnitude of the charging decreases as EW is incremented; while Takahashi [1978] found that at temperatures between -10°C and -15°C and liquid water contents above 1 g m^{-3} , the rimer charged negatively and the magnitude of the charge transfer decreased as the liquid water content was increased up to around 3 g m^{-3} . At liquid water content higher than 3 g m^{-3} the graupel charging reverses to positive. At $T > -10^\circ\text{C}$, Takahashi found that the rimer charged positively regardless of the liquid water content. Furthermore, this author measured positive charging at $T > -15^\circ\text{C}$ for values of liquid water content larger than that needed for wet growth [Williams et al. 1991].

[36] At ambient temperature between -15°C and -19°C we observed that the graupel charging was predominantly negative and the magnitude of the charge transfer tends to zero as EW increases from 1 g m^{-3} to EW_{wg} . Takahashi [1978] also observed that the magnitude of the negative charging of the graupel decreased as the cloud water content increases. Furthermore, he found that at higher liquid water content the charging reversed to positive and remained positive even at liquid water content larger than that needed for wet growth.

[37] At ambient temperature between -19°C and -29°C we found that the graupel particle charged negatively and that the magnitude of the charge separated does not depend on EW . Takahashi [1978] also observed negative charging of the graupel but the magnitude of the negative charging decreased as the cloud water content increases. However, Takahashi did not show a large number of experimental points in this region. In fact, most of the measurements were performed at liquid water content lower than 3 g m^{-3} .

[38] According to Saunders and Brooks [1992] and Pereyra et al. [2000], the present results show that when the graupel particle was close to wet growth condition, the charging current drops to zero irrespective of whether the current was positive or negative. However, Takahashi [1978] measured that the graupel charged positively at liquid water content larger than that needed for wet growth. We do not understand the reason for the discrepancy. One possibility may be the use of a spray gun [Takahashi 1978] to achieve high liquid water contents. The spray gun produces large droplets electrically charged which may be not completely

D17203

PEREYRA ET AL.: CHARGE SEPARATION IN SEVERE STORM

D17203

neutralized at high values of liquid water content. Another possibility may be the charge separation due to watershedding from growing ice accretions in wet growth regime.

[39] The physical mechanism responsible for electric charge separation during ice crystal-graupel collisions is still a matter of discussion. *Williams et al.* [1991] proposed that sublimating graupel charge negatively while graupel growing by vapor deposition charge positively. Microphysical calculations performed to determine the diffusional state (deposition or sublimation) of our riming target indicate that this hypothesis correctly accounts for the observed acquisition of negative charge by the rimer at low temperatures ($< -15^\circ\text{C}$). However, the target was mainly sublimating as well for the experiments at temperatures higher than -15°C where the charging was positive opposite to the proposed theory.

[40] *Baker et al.* [1987] suggested that the charge transfer appears to be controlled not only by graupel growth condition but also by the diffusional states between the two interacting ice surfaces. They proposed the hypothesis that the graupel charges positively when its surface is growing more rapidly from the vapor than the ice crystals and the graupel charges negatively for the opposite case. In general, the ice crystals grow by vapor diffusion from the environment, which is supersaturated with respect to ice by virtue of the presence of supercooled water droplets in the wind tunnel. This is the case of the present work, since the cloud samples show that in average, each ice crystal is surrounded by several hundred of cloud droplets. On the other hand, the graupel surface grows or sublimates depending on the vapor pressure difference between the surface and the environment, besides extra vapor can be provided from the droplets freezing over the surface of the graupel, which increases the local growth rate. In principle, it is difficult to estimate which surface is growing faster from the vapor, mainly because of the complexity of evaluating the amount of vapor that the graupel surface is receiving. This makes difficult to evaluate whether or not this mechanism is operating during the charge transfer process. Recently, *Dash et al.* [2001] have developed a microscopic level theory linking the charge and mass transfer in ice-ice collisions.

6. Remarks for Future Work

[41] One of the major problems we have faced in the present work was the thermal equilibration of the cloud of

$$Q(EW, T) = \begin{cases} 2T + 30 & T \leq -19^\circ\text{C}, \quad 0.5 \leq EW \leq 10 \\ (2T + 30) \frac{EW_{wg} - EW}{EW_{wg} - 1} & T > -19^\circ\text{C}, \quad 1 \leq EW \leq EW_{wg} \\ 0 & T > -19^\circ\text{C}, \quad EW_{wg} \leq EW. \end{cases}$$

water droplets, mainly at high liquid water contents. To solve this trouble, after generating the cloud, the cloudy air was forced to move slowly through several copper pipes to exchange heat efficiently with the surrounding in order to lower the temperature of the cloud. In this way, we were able to perform controlled laboratory experiments at high liquid water content. So we recommend taking precautions to ensure the cloud thermal equilibration.

[42] Moreover, at high liquid water contents ($EW > 3 \text{ g m}^{-3}$), the rime temperature of an ice particle growing by accretion is not a reliable parameter for determining the liquid water content of the environment. We verified this inconsistency by comparing the EW estimated by weighing the rime ice formed on the target with the EW calculated by using the temperature of the accretion and the heat balance equation [*Macklin and Payne*, 1967]. Usually, the EW value calculated by using the heat balance equation was lower than the EW value estimated by weighing the rime; sometimes the differences were larger than 50%. Likely, substantial temperature gradients are produced on the rime as a consequence of both the large and rapid accumulation of ice and the finite thermal conductivity of the accretion. So we strongly discourage using the heat balance equation for the determination of high liquid water content, unless the surface temperature of the graupel particle can be determined with a good accuracy.

7. Summary and Conclusion

[43] We presented a new series of measurements in which the charging current was measured during collisions between ice crystals and an artificial graupel particle growing by riming. The experiments were performed with the purpose of studying the performance of the noninductive mechanism under conditions similar to those which occur in thunderstorms. For this reason, the measurements were carried out over a range of liquid water contents and ambient temperatures.

[44] An experimental setup was specially designed and constructed in order to perform controlled measurements at liquid water contents close to 10 g m^{-3} .

[45] The analysis of the results has shown that for $T < -19^\circ\text{C}$ the ice particles growing by riming charge negatively and that the charge separated during collisions with ice crystals does not depend appreciably on EW . Instead, at $T > -19^\circ\text{C}$ the magnitude of the charge transfer decreases as EW increases as a consequence of the decrease of the probability that the ice crystals impact and rebound from the graupel surface.

[46] We searched for a simple functional representation of the charge separated per collision. Thus, the charge transfer during effective collision was parameterized as a function of T and EW and can be calculated by using the expression

where T is given in $^\circ\text{C}$, EW in g m^{-3} , and Q in fC . This parameterization may be incorporated into a cloud electrification model for graupel of millimeter sizes and impact velocity around 8 m s^{-1} . EW_{wg} is the EW value that produces to graupel the transition from dry to wet growth; it can be estimated by using the heat balance equation.

[47] It is emphasized that the charge transfer during effective collision is the key parameter to include in the cloud electrification models since it takes into account the collisions that produce charge separation.

D17203

PEREYRA ET AL.: CHARGE SEPARATION IN SEVERE STORM

D17203

[48] **Acknowledgments.** This work was supported by Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba, Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas (CONICET), and Agencia Nacional de Promoción Científica (FONCYT). We want to thank Jose Barcelona for his technical assistance.

References

- Ávila, E. E., and R. G. Pereyra (2000), Charge transfer during crystal graupel collisions for two different cloud droplet size distributions, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 3837–3840, doi:10.1029/2000GL012302.
- Ávila, E. E., N. E. Castellano, and C. P. R. Saunders (1999), Effect of cloud droplet spectra on the average surface temperature of ice accreted on fixed cylindrical collectors, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *125*, 1059–1074.
- Baker, B., M. B. Baker, E. R. Jayaratne, J. Latham, and C. P. R. Saunders (1987), The influence of diffusional growth rates on the charge transfer accompanying rebounding collisions between ice crystals and soft hailstones, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *113*, 1193–1215, doi:10.1029/1987JD007806.
- Berdoklis, P., and R. List (2001), The ice crystal-graupel collision charging mechanism of thunderstorm electrification, *J. Atmos. Sci.*, *58*, 2751–2770, doi:10.1175/1520-0469(2001)058<2751:TICGCC>2.0.CO;2.
- Bürgesser, R. E., R. G. Pereyra, and E. E. Ávila (2006), Charge separation in updraft of convective regions of thunderstorm, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L03808, doi:10.1029/2005GL023993.
- Christian, H., C. R. Holmes, J. W. Bullock, W. Gaskell, A. J. Illingworth, and J. Latham (1980), Airborne and ground-based studies of thunderstorms in the vicinity of Langmuir Laboratory, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *106*, 159–174, doi:10.1002/qj.49710644711.
- Dash, J., B. Mason, and J. Wetlauffer (2001), Theory of charge and mass transfer in ice-ice collisions, *J. Geophys. Res.*, *106*, 20,395–20,402, doi:10.1029/2001JD900109.
- Fletcher, N. H. (1962), Surface structure of water and ice, *Philos. Mag.*, *7*(74), 255–269, doi:10.1080/14786436208211860.
- Gaskell, W. A., A. J. Illingworth, J. Latham, and C. B. Moore (1978), Airborne studies of electric fields and the charge and size of precipitation elements in thunderstorms, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *104*, 447–460, doi:10.1002/qj.49710444016.
- Heymsfield, A. J., and M. Kajikawa (1987), An improved approach to calculating terminal velocities of plate-like crystals and graupel, *J. Atmos. Sci.*, *44*, 1088–1099, doi:10.1175/1520-0469(1987)044<1088:AIATCT>2.0.CO;2.
- Hobbs, P. V., S. Chang, and J. D. Locatelli (1974), The dimensions and aggregation of ice crystals in natural clouds, *J. Geophys. Res.*, *79*, 2199–2214, doi:10.1029/JC079i015p02199.
- Hosler, C. L., D. C. Jensen, and L. Goldschlak (1957), On the aggregation of ice crystals to form snow, *J. Meteorol.*, *14*, 415–420.
- Jayaratne, E. R., C. P. R. Saunders, and J. Hallett (1983), Laboratory studies of the charging of soft hail during ice crystal interactions, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *109*, 609–630, doi:10.1002/qj.49710946111.
- Keith, W. D., and C. P. R. Saunders (1989), Charge transfer during multiple large ice crystal interactions with a riming target, *J. Geophys. Res.*, *94*, 13,103–13,106, doi:10.1029/JD094iD11p13103.
- MacGorman, D. R., and W. D. Rust (1998), *The Electrical Nature of Storms*, pp. 118–162, Oxford Univ. Press, New York.
- Macklin, W. C., and G. S. Payne (1967), A theoretical investigation of the ice accretion process, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *93*, 195–214, doi:10.1002/qj.49709339606.
- Mo, Q., A. G. Detwiler, J. H. Helsdon, W. P. Winn, G. Aulich, and W. C. Murray (2007), Hydrometeor charges observed below an electrified cloud using a new instrument, *J. Geophys. Res.*, *112*, D13207, doi:10.1029/2006JD007809.
- Pereyra, R. G., and E. E. Ávila (2002), Charge transfer measurements during single ice crystal collisions with a target growing by riming, *J. Geophys. Res.*, *107*(D23), 4735, doi:10.1029/2001JD001279.
- Pereyra, R. G., E. E. Ávila, N. E. Castellano, and C. P. R. Saunders (2000), A laboratory study of graupel charging, *J. Geophys. Res.*, *105*, 20,803–20,813, doi:10.1029/2000JD900244.
- Reynolds, S. E., M. Brook, and M. F. Gourley (1957), Thunderstorm charge separation, *J. Meteorol.*, *14*, 426–436.
- Saunders, C. P. R., and I. M. Brooks (1992), The effects of high liquid water content on thunderstorm charging, *J. Geophys. Res.*, *97*, 14,671–14,676.
- Saunders, C. P. R., W. D. Keith, and R. P. Mitzeva (1991), The effect of liquid water on thunderstorm charging, *J. Geophys. Res.*, *96*, 11,007–11,017, doi:10.1029/91JD00970.
- Takahashi, T. (1978), Riming electrification as a charge generating mechanism in thunderstorms, *J. Atmos. Sci.*, *35*, 1536–1548, doi:10.1175/1520-0469(1978)035<1536:REAACG>2.0.CO;2.
- Williams, E. R. (1989), The triple structure of thunderstorms, *J. Geophys. Res.*, *94*, 13,151–13,167, doi:10.1029/JD094iD11p13151.
- Williams, E. R. (1995), Comment on “Thunderstorm electrification laboratory experiments and charging mechanisms” by C.P.R. Saunders, *J. Geophys. Res.*, *100*, 1503–1505, doi:10.1029/94JD01103.
- Williams, E. R. (2001), The electrification of severe storms, in *Severe Convective Storms, Meteorol. Monogr.*, vol. 28, edited by C. A. Doswell III, pp. 527–561, Am. Meteorol. Soc., Boston, Mass.
- Williams, E. R., R. Zhang, and J. Rydock (1991), Mixed-phase microphysics and cloud electrification, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 2195–2203, doi:10.1175/1520-0469(1991)048<2195:MPMACE>2.0.CO;2.

E. E. Ávila, R. E. Bürgesser, and R. G. Pereyra, FaMAF, Universidad Nacional de Córdoba, Ciudad Universitaria, 5000 Córdoba, Argentina. (avila@famaf.unc.edu.ar)

Bibliografía

- [1] A.N. Aufdermaur and D.A. Johnson, *Charge separation due to riming in an electric field*, Q. J. R. Meteorol. Soc **98** (1972), pp.369–382.
- [2] E.E. Ávila, G.M. Caranti, and N.E. Castellano, *Laboratory studies of the influence of cloud droplet size on charge transfer during crystal-graupel collisions*, J. Geophys. Res. **103** (1998), pp.8985–8996.
- [3] E.E. Ávila, N.E. Castellano, and C.P.R. Saunders, *Effects of cloud droplet spectra on the average surface temperature of ice accreted on fixed cylindrical collectors*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **125** (1999), pp.1059–1074.
- [4] E.E. Ávila and R.G. Pereyra, *Charge transfer during crystal-graupel collisions for two different cloud droplet size distributions*, Geophys. Res. Let. **27** (2000), pp.3837–3840.
- [5] B. Baker, M.B. Baker, E.R. Jayaratne, J. Latham, and C.P.R. Saunders, *The influence of diffusional growth rate on the charge transfer accompanying rebounding collisions between ice crystals and hailstones*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **113** (1987), pp.1193–1215.
- [6] M.B. Baker and J.G. Dash, *Charge transfer in thunderstorms and the surface melting of ice*, J. Cryst. Growth **97** (1989), pp.770–776.
- [7] M.G. Bateman, T.M. Marshall, M. Stolzenburg, and Rust W.D., *Precipitation charge and size measurements inside a New Mexico mountain thunderstorm*, J. Geophys. Res. **104** (1999), pp.9643–9653.
- [8] P. Berdeklis and R. List, *The ice crystal-graupel collision charging mechanism of thunderstorm electrification*, J. Atmos. Sci. **58** (2001), pp.2751–2770.
- [9] A.M. Blyth and J. Latham, *Development of ice and precipitation in New Mexican summertime cumulus clouds*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **119** (1993), pp.91–120.
- [10] I.M. Brooks and C.P.R. Saunders, *An experimental investigation of the inductive mechanism of thunderstorm electrification*, Proceedings of The Ninth International Conference on Atmos. Elec., St Petersburg, Russia (1992), pp.92–95.

- [11] I.M. Brooks, C.P.R. Saunders, R.P. Mitzewa, and S.L. Peck, *The effect on thunderstorm charging of the rate of rime accretion by graupel*, Atmos. Res. **43** (1997), pp.277–295.
- [12] O. Buser and A.N. Aufdermaur, *Electrification by collisions of ice particles on ice or metal target*, in DOLEZALEK, H., and REITER, R. (Eds.): 'Electrical processes in atmospheres' (Steinkopff, Darmstadt, 1977), pp.294–301.
- [13] G.M. Caranti, E.E. Ávila, and M.A. Ré, *Charge transfer during individual collisions in ice growing from vapor deposition*, J. Geophys. Res. **96** (1991), pp.15365–15375.
- [14] J.M. Caranti, *El rol del potencial de contacto en la electrificación de tormentas*, Geoacta **13** (1985), pp.227–240.
- [15] J.M. Caranti and A.J. Illingworth, *The contact potential of rimed ice*, J. Phys. Chem. **87** (1983), pp.4125–4130.
- [16] ———, *Transient Workman-Reynolds freezing potentials*, J. Geophys. Res. **88** (1983), pp.8483–8489.
- [17] N.E. Castellano, E.E. Ávila, and C.P.R. Saunders, *Dependence of the average surface temperatura on cloud droplet spectra for rime ice accreted on fixed spherical collectors*, J. Geophys. Res. **104** (1999), No D22, pp.27399–27406.
- [18] J.A. Chalmers, *Atmospheric electricity*, (Pergamon Press, 1963, 2nd edn).
- [19] H. Christian, C.R. Holmes, J.W. Bullock, W. Gaskell, A.J. Illingworth, and J. Latham, *Airborne and ground-based studies of thunderstorms in the vicinity of Longmuir laboratory*, Quart. J. Roy. Met. Soc. **106** (1980), pp.159–174.
- [20] J.G. Dash, J.S. Mason, and J. Wettlelauffer, *Theory of charge and mass transfer in ice-ice collisions*, J. Geophys. Res. **106** (2001), pp.20395–20402.
- [21] J.E. Dinger and R. Gunn, *Electrical effects associated with a change of state of water*, Terr. Magn. and Atmos. Elect **51** (1946), pp.477–494.
- [22] J.C. Drake, *Electrification accompanying the melting of ice particles*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **94** (1968), pp.176–191.
- [23] J. Elster and H. Geitel, *Zur influenzttheorie der niederschlagselektrizitat*, Phys. Z. **14** (1913), p.1287.
- [24] N.H. Fletcher, *Surface structure of water vapor and ice ii: a revised model*, Philos. Mag. **18** (1968), pp.1287–1300.
- [25] W. Gaskell, *A laboratory study of the inductive theory of thunderstorm electrification*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **107** (1981), pp.955–966.

- [26] W. Gaskell, A.J. Illingworth, J. Latham, and C.B. Moore, *Airborne studies on thunderstorms electrification*, *Nature* **268** (1977), pp.124–125.
- [27] G. Grenet, *Essai d'explication de la charge électrique des nuages d'oranges*, *Ann. Geophys.* **3** (1947), pp.306–307.
- [28] D.J. Griggs and T.W. Choullarton, *A laboratory study of secondary ice particles production by the fragmentation of rime and vapor-grown ice crystals*, *Q. J. R. Meteorol. Soc* **112** (1986), pp.149–163.
- [29] G.W. Gross, *Role of relaxation and contact times in charge separation during collision of precipitation particles with ice targets*, *J. Geophys. Res.* **87** (1982), pp.7170–7178.
- [30] J. Hallet and S.C. Mossop, *Production of secondary ice particles during the riming process*, *Nature* **249** (1974), pp.26–28.
- [31] J. Hallet and C.P.R. Saunders, *Charge separation associated with secondary ice crystal production*, *JAS* **36** (1979), pp.2230–2235.
- [32] J. Hallet, R.I. Sax, D. Lamb, and A.S.R. Murty, *Aircraft measurement of ice in Florida cumuli*, *Quart. J. Roy. Meter. Soc.* **104** (1978), pp.631–651.
- [33] J.H. Helsdon Jr, R.D. Gattaleeradapan, R.D. Farley, and C.C. Waits, *An examination of the convective charging hypothesis: Charge structure, electric fields, and Maxwell currents*, *J. Geophys. Res.* **107 (D22)** (2002), 4630, doi:10.1029/2001JD001495.
- [34] A.J. Hemsfield and M. Kajikawa, *An improved approach to calculating terminal velocities of plate-like crystals and graupel*, *J. Atmos. Sci.* **44** (1987), pp.1088–1099.
- [35] R. Hirpert, *Forsch. Geb. Ingenieurwes* **4** (1933), p.215.
- [36] P.V. Hobbs, S. Chang, and J.D. Locatelli, *The dimensions and aggregation of ice crystals in natural clouds*, *J. Geophys. Res.* **79** (1974), pp.2199–2214.
- [37] A.J. Illingworth and J.M. Caranti, *Ice conductivity restraints on the inductive theory of thunderstorm electrification*, *J. Geophys. Res.* **90** (1985), pp.6033–6039.
- [38] J.V. Iribarne, *The electrical double layer and electrification associated with water disruption processes*, *J. Rech. Atmos.* **6** (1972), pp.265–281.
- [39] J.V. Iribarne and M. Klemes, *Electrification associated with droplet production form liquid jets*, *Faraday I* **336404** (1974).
- [40] J.V. Iribarne and B.J. Mason, *Electrification accompanying the bursting of bubbles in water and dilute aqueous solutions*, *Trans. Faraday Soc.* **63** (1967), pp.2234–2245.

- [41] E.R. Jayaratne, *Temperature gradients in ice as a charge generation process in thunderstorms*, Atmos. Res. **29** (1993), pp.247–260.
- [42] E.R. Jayaratne, S.L. Peck, and C.P.R. Saunders, *Comment on “a laboratory studies of static charging by fracture in ice growing by riming” by E.E. Ávila y G.M. Caranti*, J. Geophys. Res. **101** (1996), pp.227–233.
- [43] E.R. Jayaratne and C.P.R. Saunders, *Thunderstorm electrification: the effect of cloud droplets*, J. Geophys. Res. **90** (1985), pp.13063–13066.
- [44] E.R. Jayaratne, C.P.R. Saunders, and J. Hallet, *Laboratory studies of the charging of soft-hail during ice crystal interactions*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **109** (1983), pp.609–630.
- [45] S.G. Jennings, *Charge separation due to water drop and cloud droplet interactions in an electric field*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **101** (1975), pp.227–233.
- [46] W.D. Keith and C.P.R. Saunders, *Further laboratory studies of the charging of graupel during ice crystal interactions*, Atmos. Res. **25** (1990), pp.445–464.
- [47] A.V. Korolev, G.A. Isaac, I.P. Mazin, and H.W. Barker, *Microphysical properties of continental clouds from in situ measurements*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **19** (2001), pp.609–630.
- [48] J. Latham and B.J. Mason, *Electric charge transfer associated with temperature gradient in ice*, Proc. R. Soc., Ser. A **260** (1961), pp.523–536.
- [49] ———, *Electrical charging of hail pellet in a polarizing electric field*, Proc. R. Soc., Ser. A **266** (1962), pp.387–401.
- [50] J. Latham and C.D. Stow, *The influence of impact velocity and ice specimen geometry on the charge transfer associated with temperature gradients in ice*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **91** (1965), pp.462–470.
- [51] W.C. Macklin, *The density and structure of ice formed by accretion*, Quart. J. Roy. Meteor. Soc. **88** (1962), pp.30–50.
- [52] W.C. Macklin and G.S. Payne, *A theoretical investigation of the ice accretion process*, Q. J. R. Meteorol. Soc **93** (1967), pp.195–214.
- [53] B. Mason, *A critical examination of theories of charge generation in thunderstorms*, Tellus **5** (1953), pp.446–460.
- [54] B. Mason and J. Dash, *An experimental study of charge and mass transfer during ice contact interactions*, Proceeding of the 11th international conference on Atmospheric electricity, Guntersville, Alabama, USA (1999), pp.264–267.
- [55] B.J. Mason, *The physics of clouds*, Clarendon Press. Oxford, 1971.

- [56] ———, *The physics of the thunderstorm*, Proc. R. Soc., Ser. A **327** (1972), pp.433–466.
- [57] S. Masuelli, C.M. Scavuzzo, and G.M. Caranti, *Convective electrification of clouds: A numerical study*, J. Geophys. Res. **102** (1997), pp.11049–11059.
- [58] J.B. Mathews and B.J. Mason, *Electrification accompanying melting of snow and ice*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **89** (1963), pp.376–380.
- [59] C.B. Moore and B. Vonnegut, *The thundercloud*, Golde, R.H. (Ed.): Lightning, vol. 1: Physics of lightning (Academic Press, San Diego, CA) (1977).
- [60] D. Muhler-Hillebrand, *Charge generation in thundersclouds by collision of ice crystals with graupel falling through a vertical electric field*, Tellus **6** (1954), pp.367–381.
- [61] R.G. Pereyra, *Estudio de laboratorio de cargado eléctrico de granizos por interacciones con cristales de hielo*, Ph.D. thesis, FaMAF - UNC, 2002.
- [62] R.G. Pereyra and E.E. Ávila, *Charge transfer measurements during single ice crystal collisions with a target growing by riming*, J. Geophys. Res., 107(D23), 4735, doi:10.1029/2001JD001279 (2002).
- [63] R.G. Pereyra, E.E. Ávila, N.E. Castellano, and C.P.R. Saunders, *A laboratory study of graupel charging*, J. Geophys. Res. **105** (2000), pp.20803–20813.
- [64] Ranz and Wong, *Impaction of dust and smoke particles on surface and body collectors*, Indus. Eng. Chem **44** (1952), pp.1371–1381.
- [65] W.E. Ranz and W.R. Marshall, *Evaporation from drops, 1*, Chem. Eng. Prog. **48** (1952a), pp.141–146.
- [66] ———, *Evaporation from drops, 2*, Chem. Eng. Prog. **48** (1952b), pp.173–180.
- [67] D.J. Raymond and A.M. Blyth, *Precipitation development in a new mexico thunderstorm*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **115** (1989), pp.1397–1423.
- [68] L.G. Reynolds, M. Brook, and M.F. Gourley, *Thunderstorm charge separation*, J. Meteorol. **14** (1957), pp.426–436.
- [69] C.P.R. Saunders and S. Al-Saed, *Electric charge transfer between colliding waterdrops*, J. Geophys. Res. **81** (1976), pp.2650–2654.
- [70] C.P.R. Saunders and I.M. Brooks, *The effects of high liquid water content on thunderstorm charging*, J. Geophys. Res. **97** (1992), pp.14671–14676.
- [71] C.P.R. Saunders, W.D. Keith, and R.P. Mitzewa, *The effect of liquid water on thunderstorm charging*, J. Geophys. Res. **96** (1991), pp.11007–11017.

- [72] C.P.R. Saunders and S.L. Peck, *Laboratory studies of the influence of rime accretion rate on charge transfer during crystal/graupel collisions*, J. Geophys. Res. **103** (1998), pp.13949–13956.
- [73] G.C. Simpson, *On the electricity of rain and its origins in thunderstorms*, Philos. Trans. A **209** (1909), pp.379–413.
- [74] G.C. Simpson and G.D. Robinson, *The distribution of electricity in thunderclouds II*, Proc. R. Soc. London, Ser. A **161** (1941), pp.281–329.
- [75] G.C. Simpson and F.J. Scrase, *The distribution of electricity in thunderclouds*, Proc. R. Soc. London, Ser. A **161** (1937), pp.309–352.
- [76] R.B. Standler and W.P. Winn, *Effects of coronae on electric fields beneath thunderstorms*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **105** (1979), pp.285–302.
- [77] Takahashi, T., *Riming electrification as a charge generation mechanism in thunderstorms*, J. Atmos. Sci. **35** (1978), pp.1536–1548.
- [78] T. Takahashi, *Electrical potential of a rubber ice surface*, J. Atmos. Sci. **26** (1969), pp.1259–1265.
- [79] ———, *Electrical potential of liquid water on an ice surface*, J. Atmos. Sci. **26** (1969), pp.1253–1258.
- [80] ———, *Electrification of growing ice crystals*, J. Atmos. Sci. **30** (1973), pp.1220–1224.
- [81] B. Vonnegut, *Possible mechanism for the formation of thunderstorm electricity*, Bull. Am. Meteorol. Soc. **34** (1953), pp.378–381.
- [82] B. Vonnegut, C.B. Moore, R.G. Semonin, J.W. Bullock, D.W. Staggs, and W.E. Bradley, *Effect of atmospheric space charge on initial electrification of cumulus cloud*, J. Geophys. Res. **67** (1962), pp.3909–3922.
- [83] E.R. Williams, *Comment on "thunderstorm electrification laboratory experiments and charging mechanisms" by C.P.R. Saunders*, J. Geophys. Res. **100** (1995a), pp.1503–1505.
- [84] ———, *Meteorological aspects of thunderstorms*, in *CRC handbook on Atmospheric Electrodynamics, vol. i.*, edited by H. Volland, CRC Press, Boca Raton, Fla. (1995b), pp.27–60.
- [85] E.R. Williams and R. Zhang, *Density of rime in laboratory simulations of thunderstorm microphysics and electrification*, J. Geophys. Res. **101** (1996), pp.29715–29719.
- [86] E.R. Williams, R. Zhang, and J. Rydock, *Mixed-phase microphysics and cloud electrification*, J. Atmospheric Sci. **48** (1991), pp.2195–2203.

- [87] P.T. Willis, J. Hallet, R.A. Black, and W. Hendricks, *An aircraft study of rapid precipitation development and electrification in a growing convective cloud*, Atmos. Res. **33** (1994), pp.1–24.
- [88] C.T.R. Wilson, *On some determinations of the sign and magnitude of electric discharges in lightning flashes*, Proc. R. Soc. London **92** (1916), p.555.
- [89] ———, *Investigations on lightning discharges and the electric field of thunderstorms*, Philos. Trans. A **221** (1920), pp.73–115.
- [90] ———, *Some thundercloud problems*, J. Franklin Inst. **208** (1929), pp.1–12.
- [91] E.J. Workman and L.G. Reynolds, *Electrical phenomena occurring during the freezing of dilute aqueous solutions and their possible relationship to thunderstorm electricity*, Phys. Rev. **78** (1950), pp.254–259.
- [92] T.W. Wormell, *Atmospheric electricity: some recent trends and problems*, Q. J. R. Meteorol. Soc. **79** (1953), p.3.