

Electrificación de las nubes de tormenta: el mecanismo no-inductivo

por

Lic. Melina Yasmín Luque

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

Doctora en Física

de la

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA



©FAMAFA – UNC 2019

Director: Dr. Rodrigo E. Bürgesser



Electrificación de las nubes de tormenta: el mecanismo no-inductivo por Melina Yasmín Luque se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons Atribución 4.0 Internacional](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/).

Resumen

Existe evidencia experimental y mediciones de campo que indican que la presencia de la fase hielo en una nube de tormenta es fundamental para el desarrollo de la estructura eléctrica observada en el interior de la misma. Además, numerosos estudios han identificado a la colisión entre partículas de hielo como el principal mecanismo de separación de carga en tales nubes. A pesar de que los principios por los cuales la separación de carga ocurre no son claros, existe un acuerdo en la comunidad científica acerca de la capacidad del mecanismo no-inductivo de explicar dicha estructura eléctrica.

El mecanismo no-inductivo establece que cuando dos partículas de hielo, eléctricamente neutras, colisionan y rebotan se produce una separación de carga. Distintos experimentos de laboratorio han demostrado que la magnitud y el signo de la carga separada dependen de las condiciones microfísicas que se encuentran en el interior de las nubes de tormenta, tales como la temperatura ambiente, el contenido de agua líquida, la velocidad de colisión y el espectro de tamaños de las gotas de agua sobreenfriadas y de los cristales de hielo. En base a estos estudios se ha supuesto que, en ausencia de agua líquida o bajo condiciones de crecimiento húmedo de una de las partículas de hielo, el mecanismo no-inductivo no es capaz de funcionar.

En pos de verificar estas suposiciones, la presente tesis ha tenido como objetivo principal el estudio del mecanismo no-inductivo bajo tales condiciones. Para ello, se realizaron mediciones experimentales de la intensidad de la corriente de cargado eléctrico que adquiere un granizo simulado durante la colisión con cristales de hielo, creciendo por deposición de vapor, en ausencia de gotas de agua sobreenfriadas y, en una segunda parte, en condiciones de crecimiento húmedo del granizo.

Las mediciones del cargado eléctrico se realizaron en el interior de una cámara fría utilizando un túnel de viento vertical donde se ubicaba el blanco que simulaba un granizo.

En las mediciones en ausencia de gotas de agua sobreenfriadas, el granizo fue simulado empleando una red metálica recubierta de hielo. Estas mediciones se realizaron en un rango de temperatura entre -7 y -21 °C y para una velocidad de colisión entre el granizo y los cristales de hielo de 3 m s^{-1} , condiciones microfísicas representativas de la región estratiforme de las nubes de tormenta.

En los experimentos bajo condiciones de crecimiento húmedo del granizo, el mismo

fue simulado por una esfera metálica y las mediciones se realizaron en el rango de temperatura entre -6 y -16 °C, para contenidos de agua líquida efectiva entre 0.5 y 4 g m^{-3} , y para velocidades de colisión entre 8 y 13 m s^{-1} , condiciones representativas de la región cálida convectiva de las nubes de tormenta.

A partir de las mediciones realizadas se confeccionó el diagrama de signo de la carga adquirida por el granizo y se estimó la magnitud de la carga transferida por colisión entre las partículas interactuantes.

Los resultados evidencian una transferencia significativa de carga eléctrica en ausencia de gotas de agua, la cual fue estimada entre 0.01 fC y 0.3 fC por colisión. Además, los resultados muestran que el signo de la carga transferida depende de la temperatura ambiente y de la sobresaturación con respecto al hielo.

Las mediciones para condiciones teóricas de crecimiento húmedo muestran un cargado positivo del granizo con una magnitud de la carga transferida por colisión de 10 fC. Estos resultados indican que, bajo un régimen de crecimiento húmedo del granizo, el mecanismo de electrificación no-inductivo es capaz de funcionar. Sin embargo, luego de cada medición se observó de manera directa que solo parte de la superficie del granizo alcanzaba la condición de crecimiento húmedo.

Para explicar estas últimas observaciones se desarrolló un modelo numérico para determinar la distribución superficial de temperatura de un granizo creciendo por acreción de gotas de agua sobreenfriadas. Los resultados de este modelo muestran que existe un gradiente de temperatura entre el punto de estancamiento del granizo y su ecuador, el cual podría explicar las diferencias en los regímenes de crecimiento observados experimentalmente en la superficie del granizo.

Estos nuevos resultados experimentales muestran que la carga transferida, bajo las condiciones estudiadas, es relevante y que el mecanismo de electrificación no-inductivo es capaz de funcionar de manera eficiente bajo estas condiciones. Finalmente, estos resultados pueden ser incluidos en los modelos numéricos de electrificación de las nubes de tormenta para lograr una mejor representación de las mismas.

Palabras Claves: Electrificación de las nubes de tormenta, mecanismo no-inductivo.

Descriptores: 92.60Pw (Electricidad Atmosférica), 92.60Qx (Tormentas)

Abstract

Experimental evidence and field measurements show that the presence of ice phase in a thunderstorm is fundamental for the development of the electrical structure observed inside it. In addition, numerous studies have identified the collision between ice particles as the main mechanism of charge separation in such clouds. However, the principles by which charge separation occurs are not clear. In this sense, there is an agreement in scientific community about the ability of the non-inductive mechanism to explain the electrical structure observed.

The non-inductive mechanism states that if two electrically neutral ice-particles collide and bounce off, a charge separation occurs. Laboratory experiments have shown that the magnitude and sign of the separated charge depend on the microphysical conditions of thunderstorms such as ambient temperature, liquid water content, collision velocity and size spectra of supercooled water droplets and ice-crystals. Based on these studies it has been concluded that, in absence of liquid water or under wet growth conditions of one of the ice-particles, the non-inductive mechanism is not able to operate.

The main objective of this thesis was the study of the non-inductive mechanism under such conditions. For this purpose, we performed experimental measurements of the electric current intensity that acquires a simulated graupel during collisions with ice-crystals and growing by vapor deposition, in absence of supercooled water droplets and, in a second part, under wet growth conditions.

The measurements were made inside a cold room using a vertical wind tunnel where the target was located, which simulates a graupel.

In the measurements in absence of supercooled water droplets, the graupel was simulated using a brass network covered with ice. These measurements were made in a temperature range between -7 and -21 °C and for a collision velocity of 3 m s^{-1} . These values are representative of the stratiform region of thunderstorms.

In the experiences under wet growth conditions, the graupel was simulated by a metallic sphere and measurements were made in a temperature range between -6 and -16 °C, for effective liquid water contents between 0.5 and 4 g m^{-3} , and for collision velocities between 8 and 13 m s^{-1} . These conditions are representative of the convective warm region of thunderstorms.

From measurements, a sign diagram of the charge acquired by the graupel was made and the magnitude of the charge acquired per collision was estimated.

The results show a significant transfer of electric charge in absence of supercooled water droplets which was estimated between 0.01 fC and 0.3 fC per collision. In addition, results show that the sign of the transferred charge depends on ambient temperature and supersaturation with respect to ice.

Measurements under wet growth conditions show a positive charge of the graupel which magnitude per collision was estimated around 10 fC. These results indicate that, under such conditions, the non-inductive electrification mechanism is able to function. However, after each measurement, it was directly observed that only a portion of the graupel surface had reached wet growth conditions.

To explain these observations, a numerical model was developed to determine the surface temperature distribution of a graupel growing by accretion of supercooled water droplets. The results of this model show that there is a temperature gradient between the graupel stagnation point and its equator, which could explain the differences in growth regimes observed experimentally on the graupel surface.

These new experimental results show that charge transfer, under the conditions studied, is relevant and that the non-inductive electrification mechanism is able to function efficiently under these conditions. Finally, these results could be included in numerical models of thunderstorm electrification to achieve a better representation of them.

Keywords: Thunderstorm electrification, non-inductive mechanism.

Descriptors: 92.60Pw Atmospheric electricity), 92.60Qx (Storms)

A la lucha feminista.

Agradecimientos

Primeramente quisiera agradecer a la Universidad Pública que me ha permitido llegar hasta esta instancia.

Al CONICET por financiar mi doctorado.

A mi director de beca doctoral, Éldo Ávila, por su apoyo a lo largo de estos 5 años.

A los integrantes del Grupo de Física de la Atmósfera que me han acompañado en todo este camino.

A la comisión asesora, por su seguimiento.

A los miembros del tribunal especial de tesis, por su excelente predisposición para evaluar este trabajo.

A Nesvit, quien en numerosas ocasiones, ha sido una compañera, un oído confiable y una excelente consejera.

A mi compañera de oficina, Laura, por todas nuestras charlas, por sus consejos y su compañía día a día.

A mi director de doctorado, Rodrigo, quien ha sido un tremendo soporte para mí y por quién tengo un gran afecto.

A las chicas, Ro G., Lu, Vir y Ro M., por ser mis amigas, mis compañeras de andanzas y de ocio, mis compañeras en la vida, desde hace ya más de 10 años.

A Fede, Mari y Raque quiénes son grandes amigos y han sido compañeros de almuerzos, risas, frustraciones y deconstrucción a lo largo de estos años.

A Curie y Pepo, porque sin advertirlo, han sido mi gran compañía durante la escritura de esta tesis.

A Susana, Joel y Daniel, por haber sido SIEMPRE mi apoyo incondicional.

A Axel, por haber creído siempre en mí, por empujar mis límites y por ayudarme a crecer.

Índice

1. Introducción	1
1.1. Breve Historia de la Electricidad Atmosférica	1
1.2. Circuito Eléctrico Global	4
2. Las Nubes de Tormenta	11
2.1. Regiones Convectiva y Estratiforme de las Nubes de Tormenta	13
2.2. Crecimiento de granizos en las Nubes de Tormenta	16
3. Electrificación de las Nubes de Tormenta	19
3.1. Teorías de Electrificación de las Nubes de Tormenta	20
3.1.1. Teoría Convectiva	20
3.1.2. Teoría Precipitativa Inductiva	21
3.1.3. Teoría Precipitativa No-inductiva	23
3.2. Mecanismos de Electrificación de las Nubes de Tormenta	35
3.2.1. Electrificación por Colisión entre Partículas de Hielo (Hipótesis de Baker)	35
3.2.2. Electrificación por Ruptura de Gotas	41
3.2.3. Electrificación por Fusión del Hielo	41
3.2.4. Electrificación por Efecto Workman-Reynolds	42
3.2.5. Electrificación por Efecto Termoeléctrico	42
3.2.6. Electrificación por diferencias en el Potencial Superficial	43
3.2.7. Electrificación por Fragmentación del Hielo	44
3.3. Objetivos	45
4. Mediciones experimentales bajo condiciones estratiformes	47
4.1. Motivación y objetivo	47
4.2. Dispositivo experimental	48
4.3. Procedimiento experimental	51
4.4. Tamaños y hábitos de los cristales de hielo	52
4.5. Resultados experimentales	55
4.6. Análisis de los resultados	57

4.7. Estimación de la carga transferida por colisión	63
4.8. Aplicación a las nubes de tormenta	64
5. Estudio del cargado eléctrico del granizo bajo condiciones de crecimiento húmedo	67
5.1. Motivación y objetivo	67
5.2. Estudio experimental	68
5.2.1. Arreglo experimental	68
5.2.2. Procedimiento experimental	70
5.2.3. Hábitos cristalinos y tamaños de las partículas de nube	72
5.2.4. Resultados experimentales	74
5.2.5. Análisis de los resultados	79
5.3. Estimación de la carga transferida por colisión	84
5.4. Estudio Teórico	85
5.4.1. Motivaciones	85
5.4.2. Tratamiento teórico del problema	85
5.4.3. Resultados y Discusión	91
6. Conclusiones	101
6.1. Resultados de las mediciones en ausencia de gotas de agua sobreenfriada .	101
6.2. Resultados de las mediciones en condiciones de crecimiento húmedo	102
7. Apéndice	105
7.1. Clausius-Clapeyron	105
7.2. Densidad de Granizos	106
7.3. Cálculo Algebraico de $T_s(\alpha, \theta)$	107
8. Publicaciones Científicas	115
9. Referencias	129

Índice de figuras

1.1. Circuito global eléctrico	6
1.2. Eventos luminosos transitorios.	7
1.3. Distribución de la actividad eléctrica atmosférica	8
1.4. Variación diurna anual de la actividad eléctrica	9
1.5. Descargas eléctricas originadas por Nubes de Tormenta.	10
2.1. Cumulonimbus o nube de tormenta.	11
2.2. Etapas de vida de una celda de nube de tormenta.	13
2.3. Esquema de los mecanismos de precipitación de una nube de tormenta tropical	15
3.1. Estructura eléctrica de las nubes de tormenta	20
3.2. Resultados de Takahashi (1978)	25
3.3. Resultados experimentales de Jayaratne <i>et al.</i> (1983)	26
3.4. Resultados experimentales de Baker <i>et al.</i> (1987)	27
3.5. Resultados experimentales de Saunders <i>et al.</i> (1991)	28
3.6. Estimación de la carga transferida por colisión según Saunders <i>et al.</i> (1991)	29
3.7. Resultados experimentales de Jayaratne (1998)	30
3.8. Resultados experimentales de Ávila <i>et al.</i> (1998)	32
3.9. Espectros de tamaños de gotas de nube empleados en Ávila <i>et al.</i> (2000) . .	33
3.10. Resultados experimentales de Ávila <i>et al.</i> (2000)	33
3.11. Resultados experimentales de Bürgesser <i>et al.</i> (2006)	34
3.12. Capa cuasi-líquida (CCL)	35
4.1. Arreglo experimental empleado en las mediciones.	48
4.2. Fotografía del blanco metálico empleado en las mediciones.	50
4.3. Distribución de tamaños de los cristales de hielo	53
4.4. Hábitos cristalinos	54
4.5. Medición típica	56
4.6. Resultados experimentales obtenidos	57
4.7. Análisis de los resultados	58
4.8. Resultados experimentales de Ávila <i>et al.</i> (2013)	61
4.9. Comparación con resultados experimentales previos	63
5.1. Dispositivo experimental	69

5.2. Blanco metálico.	69
5.3. Hábitos cristalinos	72
5.4. Distribución de tamaños de los cristales de hielo	73
5.5. Distribución de tamaños de las gotas de agua sobreenfriadas	74
5.6. Medición típica	75
5.7. Medición típica	76
5.8. Resultados experimentales obtenidos	78
5.9. Fotografías del granizo	79
5.10. Análisis de los resultados	80
5.11. Diagrama del blanco empleado por List <i>et al.</i> (1989).	83
5.12. Representación gráfica del ángulo θ	87
5.13. Números de Nusselt de diferentes autores en función del número de Reynolds	91
5.14. Distribuciones de la temperatura superficial para distintos materiales	92
5.15. Distribuciones de la temperatura superficial en función de EW	94
5.16. Distribuciones de la temperatura superficial en función de la velocidad	95
5.17. Temperaturas experimental y teórica en el punto de estancamiento	97
5.18. Valores de EW para alcanzar el crecimiento húmedo total	98
5.19. Distribuciones de la temperatura superficial para radios de gotas	99
7.1. Diagrama de fase del agua en función de la presión del vapor de agua y la temperatura	105

1. Introducción

1.1. Breve Historia de la Electricidad Atmosférica

Desde nuestros primeros pasos en la Tierra, hemos sido espectadores de los fenómenos atmosféricos. Las culturas primitivas encontraban fascinantes los relámpagos, los rayos y los truenos. Incapaces de explicar el origen de los mismos, adjudicaban sus apariciones a lo supersticioso, a lo divino.

Los antiguos griegos creían que los rayos eran las armas de su dios Zeus. Los romanos, por su parte, creían que los rayos eran obra de Minerva, diosa de la sabiduría; y cualquier lugar que fuera alcanzado por uno de ellos se convertía instantáneamente en un lugar sagrado. Tanto los griegos como los romanos erigían allí templos y realizaban todo tipo de ofrenda a los dioses con la intención de apaciguar su furia, la que creían que los dioses manifestaban a través de las tormentas. La mitología escandinava considera que Thor, el dios del trueno y la fuerza, influenciaba el estado del tiempo y se defendía de sus enemigos arrojándoles rayos.

En la mitología hindú, Indra es considerado el dios de la guerra, la atmósfera, el cielo visible, la tormenta y el rayo, y es representado con una espada con ondulaciones, en forma de *zigzag* tal como se simboliza a un rayo. Los Maruts, también conocidos como los relampagueantes o los brillantes, son los sirvientes de Indra y con sus hachas son capaces de dividir las nubes para que llueva. Umpúndulo es el dios-pájaro relámpago de las tribus bantúes en África. Hasta el día de hoy, sus curanderos salen afuera durante las tormentas intentando ahuyentarlas para así evitar que los rayos caigan en las cercanías a sus hogares.

No fue sino hasta principios del 1700 cuando las primeras ideas de electricidad asociadas con el aire y la atmósfera aparecieron. Se advirtió entonces que tanto los relámpagos como los truenos no eran otra cosa que manifestaciones a gran escala de efectos de la electricidad estática que también podían observarse en un laboratorio. Estas ideas fueron inicialmente sugeridas por Samuel Wall en 1708 quien observó crepitaciones y destellos al frotar ámbar y luego sostenerlo a una corta distancia de su dedo. Concluyó que esta experiencia era representativa de los truenos y relámpagos. Unos años más tarde, en 1735, Gray observó el "fuego eléctrico" y consideró que parecía ser de la misma naturaleza que

el trueno y el relámpago. Winkler, en 1746, realizó una comparación más detallada entre la chispa eléctrica y la descarga eléctrica e incluso llegó a sugerir que los orígenes de la electricidad en el aire eran la fricción y la colisión entre partículas, idea que se acerca mucho a las teorías actuales de electrificación de las nubes de tormenta.

Con la invención de las primeras máquinas eléctricas y de la Botella de Leyden fue posible obtener y almacenar grandes cantidades de electricidad estática lo que derivó en el estudio de las descargas eléctricas y condujo a Benjamin Franklin, en el año 1750, a sugerir la posibilidad de almacenar la energía eléctrica proveniente de las descargas eléctricas de las tormentas empleando como puntos de contacto los techos de los edificios o campanarios aislando a estos del suelo. Sin embargo, tal idea no era viable en ninguno de los edificios ubicados en la ciudad donde Franklin vivía. Entonces, el científico francés, D'Alibard, siguiendo las sugerencias de Franklin, realizó las instalaciones necesarias para llevar a cabo el experimento en el poblado de *Marly-la-Ville* en el año 1752. Fijó una barra de hierro de 12m de largo a unos mástiles de madera y la aisló empleando vidrio. El dispositivo permaneció allí instalado hasta que, el 10 de mayo de ese mismo año, un soldado de nombre Coiffier, a quién se le había asignado el cuidado del aparato, detectó chispas en el cable que conectaba la barra a tierra [Chalmers, 1967]. Un mes más tarde y sin saber aún del éxito del aparato de D'Alibard, Benjamin Franklin obtenía resultados similares a partir de su famoso experimento del barrilete y la llave. Detalles de la experiencia de Benjamin Franklin pueden encontrarse en Schonland (1964) [Schonland, 1964]. Solo dos meses más tarde, mientras Franklin fijaba una barra de hierro en la chimenea de su casa y suspendía una esfera de latón como badajo de una campana para un nuevo experimento, la electrificación ya advertida por Coiffier, volvía a ocurrir. Al año siguiente, Franklin ya era capaz de almacenar parte de la energía eléctrica proveniente de las tormentas empleando botellas de Leyden y a partir de esto, fue capaz de determinar que la carga eléctrica de las descargas atmosféricas era casi siempre negativa. Tal como Schonland remarcó en sus escritos de 1964, no hubo mejor información acerca del signo de la carga transportada por un rayo como la que Benjamin Franklin brindó por al menos los siguientes 170 años.

Mientras Franklin y D'Alibard investigaban la electricidad atmosférica como resultado de perturbaciones, Lemonnier investigaba la electricidad a tiempo bueno, es decir, en ausencia de tormentas eléctricas. Para su experimento, fijó en lo alto de un poste de

madera, una pequeña barra de hierro. Un alambre de hierro fue conectado a la barra y su otro extremo fue finalizado en finas fibras de seda estiradas. Además de obtener chispas cuando tormentas eléctricas se desarrollaban, Lemonnier encontró que partículas de polvo eran atraídas por el alambre de hierro cuando este se encontraba electrificado. Así fue como Lemonnier detectó la presencia de efectos eléctricos a tiempo bueno, algo totalmente inesperado. Este resultado fue quizás el más importante de la época ya que una descarga eléctrica proveniente de una tormenta podía reconocerse como una chispa eléctrica, pero no había similitudes obvias para el fenómeno eléctrico a tiempo bueno. De Romas, casi al mismo tiempo que Lemonnier y de manera independiente, encontró efectos eléctricos a tiempo bueno empleando un barrilete. Lemonnier sospechó también de una variación diurna de los efectos eléctricos a tiempo bueno, pero fue Beccaria quien, en 1775, también empleando un alambre estirado, confirmó la existencia de dicha variación basando sus conclusiones en 20 años de observaciones. Como dijimos, Benjamin Franklin ya había determinado que la mayoría de las descargas eléctricas a tierra eran de signo negativo. Beccaria confirmó esto y, además encontró que, a tiempo bueno, el alambre adquiriría carga positiva.

En los años siguientes, comenzó a considerarse que el fenómeno de electricidad atmosférica se debía al transporte de cargas positivas en el aire a tiempo bueno y cuya concentración variaba con la altura. Esto podía explicar la carga positiva adquirida por el alambre extendido en los experimentos de Lemmonier y Beccaria. En cuanto a la concentración de cargas eléctricas con la altura, no era posible estimar su variación y por lo tanto, les era imposible advertir aún que la principal región de carga se encontraba muy por encima de las partes bajas de la atmósfera. A partir de la necesidad de explicar el origen de esas cargas positivas, surgieron numerosas teorías, entre ellas, una propuesta por Volta (1782) quien enunció que los efectos eran causados por la separación de carga eléctrica que acompaña el cambio de estado de agua a vapor. Volta creía que, así como sucede con el calor latente, cierta cantidad de electricidad positiva debía ser necesaria para la transición de fase y esto podía, a su vez, entregar cierta cantidad de carga negativa a la superficie terrestre (aparentemente, esta es la primera vez que se reconocía la existencia de una densidad de carga negativa en la superficie terrestre). Esta simple y atractiva teoría era capaz de explicar muchos fenómenos de electricidad atmosférica. Sin embargo, no

obtuvo el respaldo experimental suficiente, por lo que quedó descartada.

Lord Kelvin realizó importantes contribuciones al tema llevando a cabo considerables avances en la teoría de la electrostática y a muchos de ellos los aplicó en el estudio de la electricidad atmosférica. Introdujo la idea de potencial y propuso también que las cargas positivas que se corresponden con la carga negativa presente en la superficie terrestre a tiempo bueno, debían existir en la atmósfera y no en el infinito. Kelvin arriba a esta conclusión porque se sabía que a baja presión, tal como existe en la atmósfera superior, el aire se vuelve conductor y, dado que las líneas de fuerza no pueden atravesar un conductor, necesariamente las cargas positivas debían entonces estar confinadas al lado interno del conductor. Esta fue la primera sugerencia de la existencia de una capa conductora en la parte superior de la atmósfera.

Basados en los experimentos previamente mencionados, Coulomb (1795) y Matteucci (1850) establecieron que el aire es conductor de la electricidad. Pero la importancia de esto no fue notada hasta las observaciones de Linss en 1887, quien advirtió que si se mantenía la tasa a la cual las cargas negativas se escapan de la superficie terrestre debido a la conductividad del aire, entonces toda una gran porción de carga negativa de la Tierra se perdía en un intervalo de tiempo no superior a 10 minutos. Y, sin embargo, la Tierra mantenía constante su densidad de carga negativa. Esto se volvió uno de los enigmas más importantes de la electricidad atmosférica: la pregunta de cómo la superficie terrestre mantenía su densidad de carga negativa constante surgió y con ella, varias teorías. Con el tiempo se llegó a la conclusión que actualmente está vigente: son las tormentas eléctricas las que abastecen a la superficie terrestre de carga negativa contrarrestando así la neutralización de carga debido al flujo de cargas positivas hacia la superficie durante tiempo bueno.

1.2. Circuito Eléctrico Global

El glosario de meteorología de la Sociedad Americana de Meteorología (AMS, por sus siglas en inglés) define el tiempo bueno como el conjunto de condiciones meteorológicas que implican 1) ausencia de precipitación; 2) una cobertura nubosa menor al 0,4; 3) ausencia de condiciones extremas de nubosidad, visibilidad o viento; 4) visibilidad sin restricciones; y 5) presencia de vientos leves que no superan los 5 m s^{-1} . En condiciones

de tiempo bueno, existe un gradiente de potencial eléctrico positivo que apunta radialmente hacia la superficie de la Tierra siendo esta el límite de tal gradiente con su carga superficial negativa. Dado que la atmósfera es conductora, hay una corriente positiva ingresando a la Tierra tendiendo a neutralizar esta carga superficial negativa. Se sabe que la Tierra posee una densidad de carga superficial negativa σ_0 cuyo valor es alrededor de $-1.1 \times 10^{-9} \text{ C m}^{-2}$. Dado que la superficie terrestre es $5 \times 10^{14} \text{ m}^2$, la carga eléctrica total que almacena nuestro planeta es aproximadamente de $-5.1 \times 10^5 \text{ C}$. Si no se considera la existencia de fuentes que mantengan el valor de σ_0 es posible estimar la neutralización de la carga negativa de la superficie terrestre en no más de 6.5 minutos [Pruppacher & Klett, 2012]. Sin embargo, a pesar de este flujo entrante de cargas positivas, la densidad de carga negativa de la superficie terrestre permanece prácticamente constante día tras día en regiones a tiempo bueno.

Fue Wilson en 1920 [Chalmers, 1967], el primero ofrecer una explicación plausible que justificara la constancia de la densidad de carga de la superficie terrestre. Él propuso que las cargas negativas alcanzaban la superficie terrestre provenientes de tormentas eléctricas distribuidas en todo el planeta. Desde entonces, el estudio de la electrificación de las tormentas y de los mecanismos de transporte de las cargas eléctricas se ha vuelto el eje central de las ciencias atmosféricas. Más recientemente, la investigación en dicha área se ha expandido enormemente debido al incremento de datos disponibles provenientes de observaciones de satélites, radares y de redes terrestres.

El denominado Circuito Eléctrico Global relaciona el campo eléctrico presente en la atmósfera con la corriente eléctrica que fluye en la tropósfera, la ionósfera y la magnetósfera. La tropósfera es la capa de la atmósfera terrestre que está en contacto con la superficie de la Tierra. Tiene alrededor de 17 km de espesor en el ecuador terrestre y solo 7 km en los polos, y en ella ocurren todos los fenómenos meteorológicos que influyen en los seres vivos, como los vientos y las precipitaciones ya sean de gotas de agua, partículas sólidas o nieve. La temperatura en la tropósfera desciende a razón de aproximadamente $6.5 \text{ }^\circ\text{C}$ por kilómetro de altura. Por encima de esta capa se encuentra la atmósfera media, cuya parte superior limita con la ionósfera. La ionósfera es la parte de la atmósfera terrestre ionizada permanentemente debido principalmente a la fotoionización y fotodisociación que provoca la radiación solar. Se sitúa entre los 80 km y los 600-1000 km de altitud

y limita superiormente con la magnetósfera, capa formada por la interacción del campo magnético terrestre y el viento solar. La magnetósfera es la capa responsable de proteger a la Tierra de la radiación, especialmente del viento solar y de los rayos cósmicos, desviando las partículas cargadas hacia los polos magnéticos a través de mecanismos de reconexión electromagnética, lo que causa las auroras australes y boreales [Singh *et al.*, 2007].

El circuito eléctrico global puede representarse como un condensador esférico gigante el cual se carga principalmente con las tormentas eléctricas a un potencial de varios cientos de miles de voltios y que conduce corrientes verticales a través de las denominadas resistencias columnares atmosféricas. Corrientes horizontales fluyen libremente a través de la superficie terrestre altamente conductora y de la ionósfera. El circuito lo cierran las corrientes que fluyen desde la superficie terrestre hacia las nubes de tormenta, desde el tope de las nubes de tormenta hacia la ionósfera y nuevamente desde la ionósfera hacia la superficie terrestre a través de las corrientes eléctricas descendentes a tiempo bueno. Las regiones de la atmósfera relevantes en el estudio de la electricidad atmosférica son detalladas en la Figura 1.1.

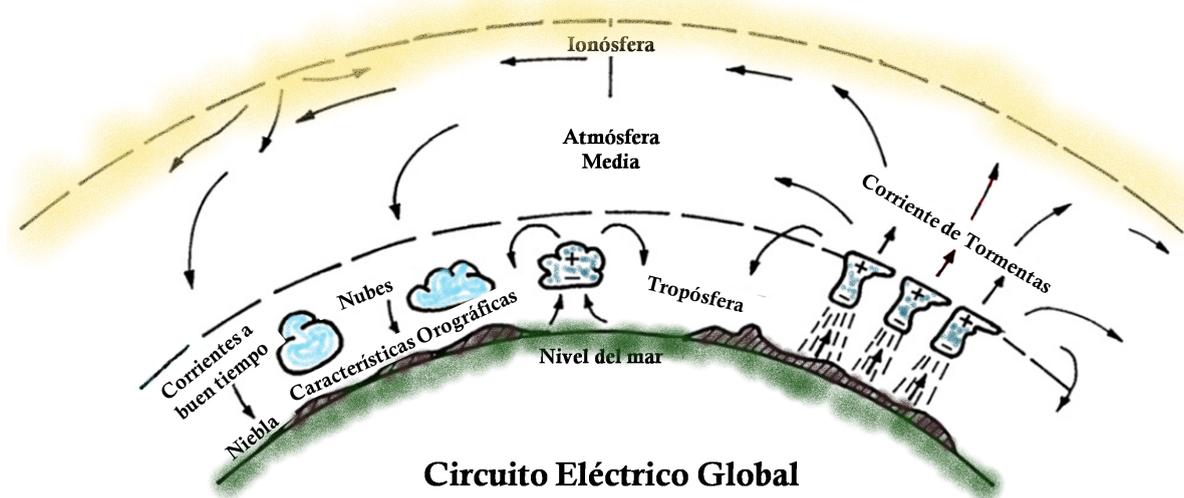


Figura 1.1: Representación de varios de los procesos eléctricos que ocurren en la atmósfera y las regiones involucradas [Roble & Tzur, 1986]. El vector \mathbf{B} indica la dirección del campo magnético terrestre y las flechas indican la dirección en la que fluyen las corrientes eléctricas en la atmósfera.

Durante una tormenta eléctrica activa, una corriente eléctrica asciende desde la tormenta hacia la ionósfera. Esta corriente se extiende globalmente a través de la ionósfera y vuelve luego a la superficie terrestre en regiones bajo condiciones de tiempo bueno como

puede verse en la Figura 1.1. Las corrientes ascendentes desde la superficie terrestre hacia la base de las nubes generadas por las tormentas son el resultado de diversos mecanismos: las denominadas corrientes de convección que arrastran cargas libres que se encuentran debajo de la nube hacia la base de la misma, la precipitación de partículas cargadas lo que genera las denominadas corrientes de precipitación, las corrientes de las descargas eléctricas a tierra que transportan, en la mayoría de los casos, carga negativa a la superficie terrestre y las corrientes producto del efecto corona generado por la presencia de un campo eléctrico intenso debajo de las nubes en presencia de objetos puntiagudos tales como árboles, edificios, etc. Todas estas corrientes resultan en una corriente neta de signo positivo que se desplaza desde la superficie terrestre hacia las nubes de tormenta. En el caso de una tormenta intensa, la corriente que transporta una descarga eléctrica no termina en la nube, sino que continúa desplazándose hacia arriba hasta alcanzar la ionósfera inferior (Lyons, 1996 y referencias en el mismo). Esta corriente causa emisiones ópticas denominadas Eventos Luminosos Transitorios (TLE, por sus siglas en inglés) entre los que se destacan los *sprites*, los *elves*, los *blue jets* y los *gigantic jets* que pueden observarse entre la parte superior de las nubes de tormenta y la ionósfera. La Figura 1.2 muestra la distribución de los TLE de acuerdo con la altura [Pasko, 2003].

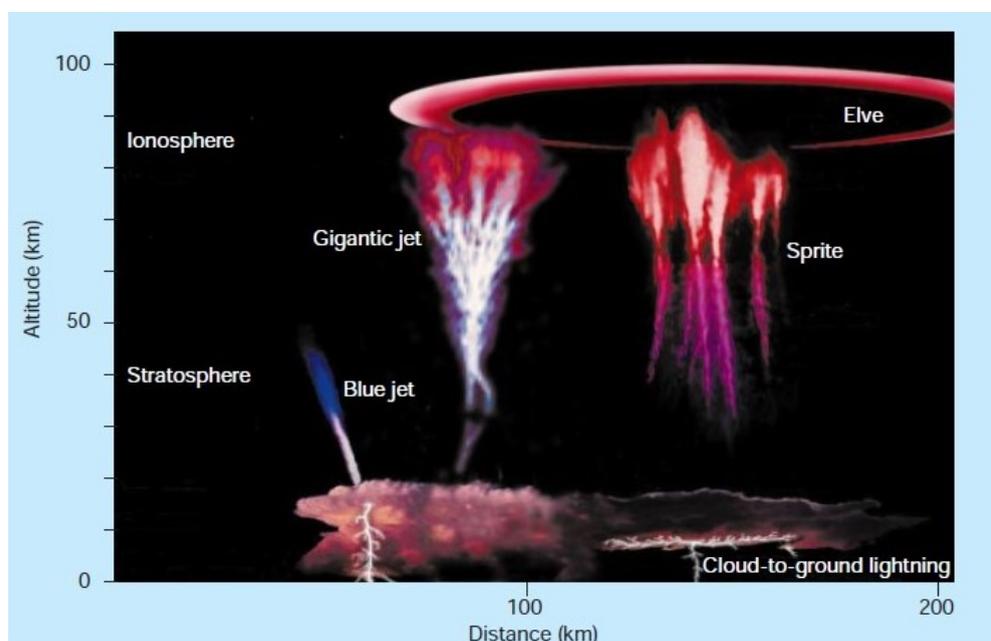


Figura 1.2: Eventos luminosos transitorios.

De mediciones satelitales y de redes terrestres se observó que la actividad eléctrica atmosférica no es uniforme en todo el planeta, sino que se concentra principalmente en el este de Asia, en África central, América del norte y en América del sur; esto es, siempre sobre las regiones continentales. La Figura 1.3 muestra un mapa de la actividad eléctrica global cuyos datos provienen de sensores ópticos espaciales. La escala de colores indica el número de descargas eléctricas atmosféricas por km^2 por año.

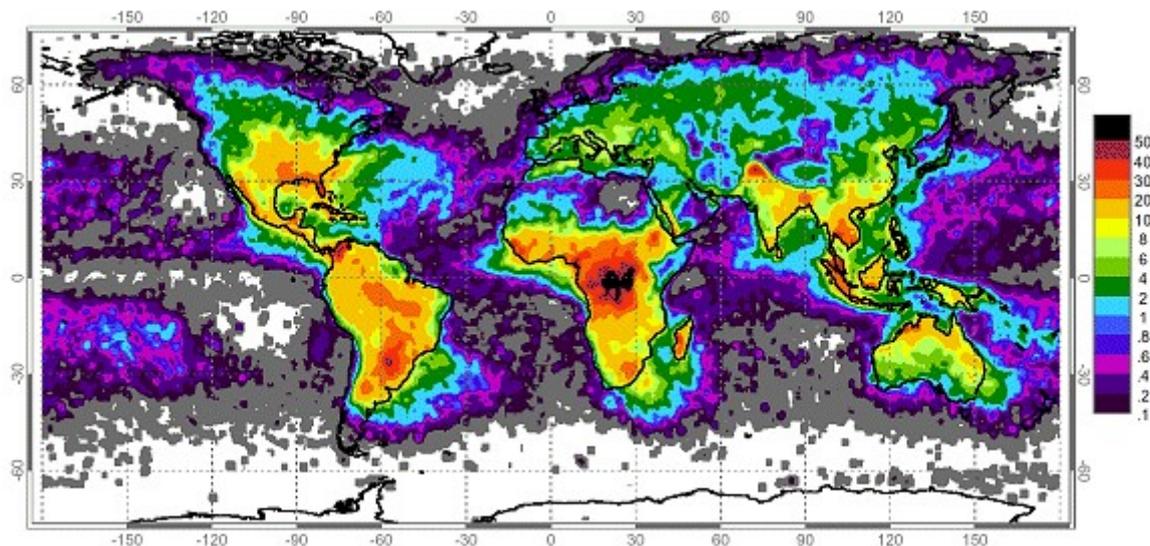


Figura 1.3: Distribución de la actividad eléctrica atmosférica. Los colores indican el número de descargas eléctricas atmosféricas por km^2 por año. Crédito de la imagen: Equipo de Relámpagos del NSSTC (National Space Science and Technology Center), NASA.

La Figura 1.4 muestra la actividad eléctrica global en función de la hora universal (UTC). El panel superior muestra la variación diurna anual del gradiente de potencial (V m^{-1}) en los océanos medido por el buque de investigación Carnegie y las expediciones de Maud [Parkinson & Torreson, 1931]. El panel inferior muestra la variación diurna anual de la actividad eléctrica continental y mundial [Whipple & Scrase, 1936]. Las similitudes entre las variaciones diurnas del campo eléctrico sobre los océanos y la actividad eléctrica mundial sustentan la hipótesis de que son las tormentas las principales fuentes de carga del circuito eléctrico global.

Winkler, en 1746 [Winkler, 1746], propuso que la colisión entre partículas líquidas y sólidas en el interior de las nubes de tormenta es la principal responsable de la separación de carga que conduce al desarrollo de grandes potenciales eléctricos entre la nube y la

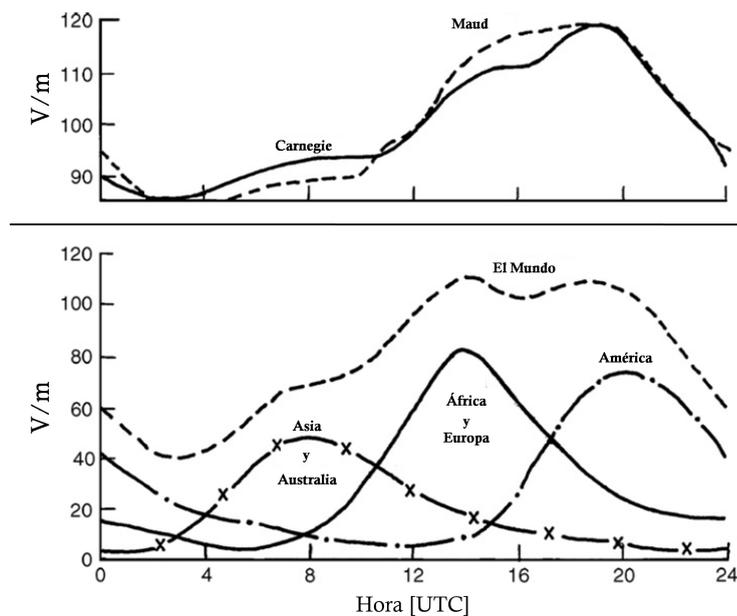


Figura 1.4: Panel superior: variación diurna anual del gradiente de potencial sobre los océanos [Parkinson & Torreson, 1931]. Panel inferior: variación diurna anual de la actividad eléctrica en el mundo y por regiones en función de la hora universal [Whipple & Scrase, 1936].

superficie terrestre, entre distintas nubes y en el interior de las mismas. Estos potenciales eléctricos originan las descargas eléctricas entre las nubes de tormenta y la superficie terrestre (CG, cloud-to-ground), entre las mismas nubes de tormenta (CC, cloud-to-cloud), en el interior de una misma nube (IC, intracloud) (Figura 1.5).

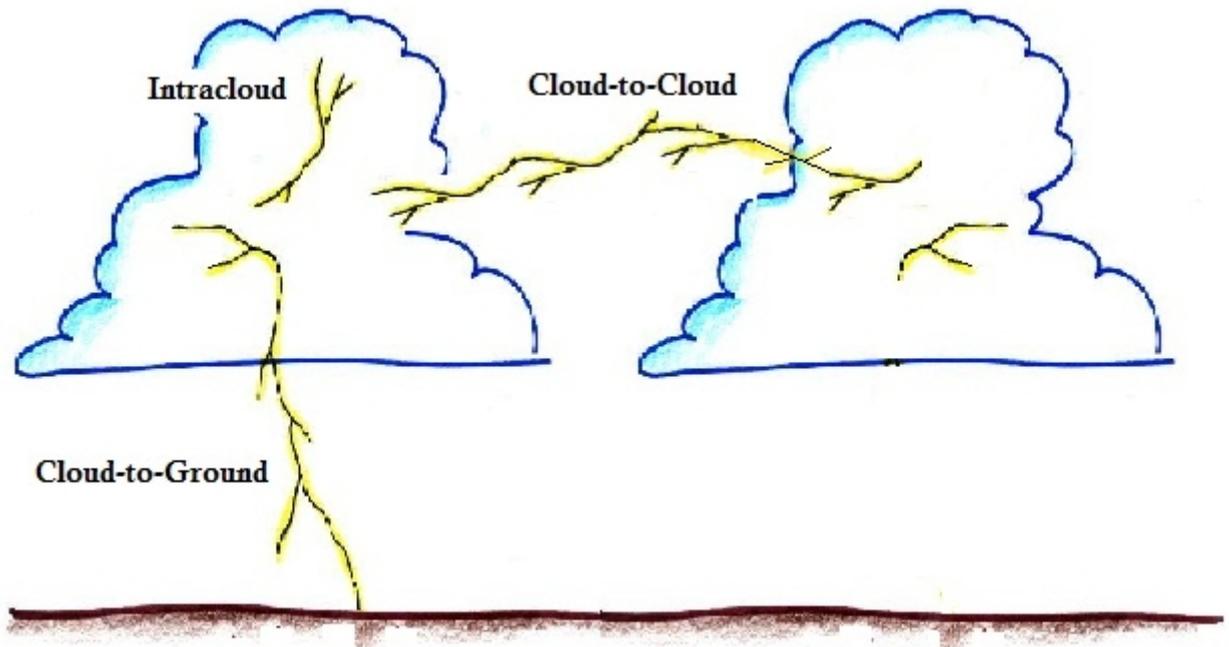


Figura 1.5: Descargas eléctricas originadas por Nubes de Tormenta.

2. Las Nubes de Tormenta

Durante las etapas cálidas del año, las precipitaciones en las regiones de latitudes medias son dominadas por eventos de convección profunda. El glosario de meteorología de la AMS define a tales eventos como tormentas producidas por una nube cumulonimbus, también llamada nube de tormenta, y siempre acompañadas de descargas eléctricas, usualmente con fuertes ráfagas de viento, lluvia intensa y caída de granizo. A su vez, una nube cumulonimbus se define como una nube densa, con un desarrollo vertical considerable, en forma de montaña o de enormes torres. Parte de su tope es normalmente liso, fibroso o estriado, y casi siempre aplastado; esta parte se extiende a menudo en forma de un yunque, como se observa en la Figura 2.1. La base de este tipo de nubes se ubica alrededor de los 2 km de altura y las mismas pueden extenderse por encima de los 10 km.



Figura 2.1: Cumulonimbus o nube de tormenta.

La estructura microfísica de las nubes de tormenta fue investigada por primera vez en el *Thunderstorm Project* [Ludlam, 1980]. Este proyecto, llevado a cabo entre 1946 y 1947, fue el primero en emplear el uso coordinado de aviones, radares, sondeos y observaciones

en superficie con el fin de explorar la estructura de las nubes de tormentas de verano de Ohio y Florida. Este tipo de nubes se desarrollan generalmente a partir de extensas masas de aire convectivamente inestables y poseen niveles bajos cálidos, húmedos y con leve viento gradiente vertical. Los resultados obtenidos mostraron que la estructura interna de las nubes de tormenta consiste en un conjunto de celdas cada una de las cuales evoluciona de manera independiente, pasando por tres etapas: la etapa **cúmulo**, la etapa **madura** y la etapa de **disipación** (Figura 2.2). La etapa **cúmulo** se caracteriza por el crecimiento vertical de la celda hasta su altura máxima. En esta etapa, la celda contiene aire húmedo y se comienzan a desarrollar las primeras partículas, líquidas y sólidas, denominadas partículas **de nube**, las cuales no precipitan debido a su tamaño y a las fuertes corrientes ascendentes. Eventualmente, algunas partículas de nube crecerán hasta transformarse en partículas **de precipitación**, capaces de caer fuera de la celda dando inicio a una corriente descendente que lleva consigo lluvia, un frente de aire frío y, en ciertos casos, granizo a la superficie terrestre. La aparición de esta corriente de descenso marca el inicio de la etapa **madura** donde corrientes ascendente y descendente coexisten en el interior de la celda de la nube de tormenta. Mientras la corriente ascendente esté presente, la celda de la nube de tormenta continuará creciendo debido al ininterrumpido ingreso de aire cálido y húmedo. Eventualmente, la corriente descendente terminará por impedir el ingreso de aire dando paso a la tercera y última etapa de la vida de la celda de la nube de tormenta, la etapa **disipativa**. Durante esta etapa, la corriente ascendente es muy débil o inexistente, y la corriente descendente es la principal fuerza dominante en la nube de tormenta. Como consecuencia de esto, la nube de tormenta irá desapareciendo lentamente y quedarán solo nubes tenues como evidencia de su existencia.

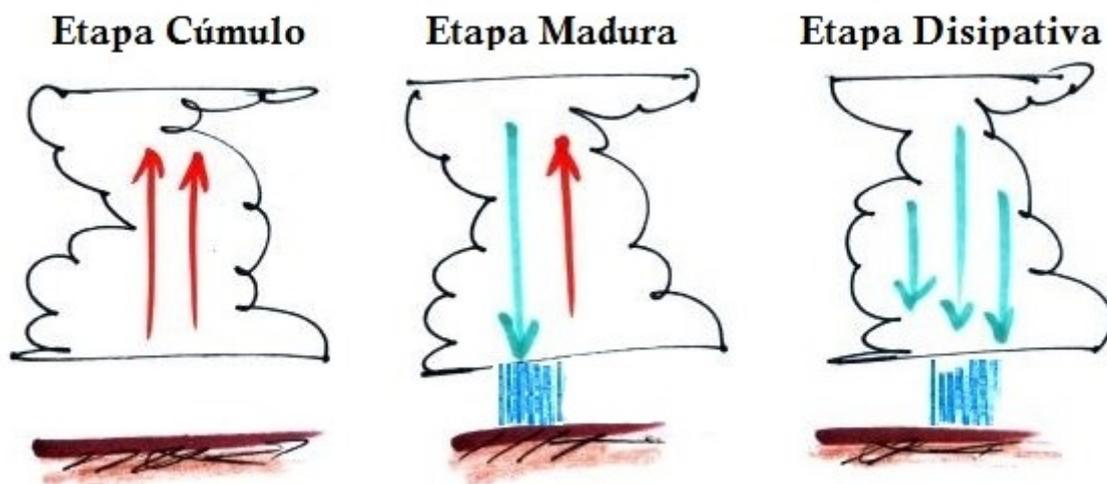


Figura 2.2: Etapas de vida de una celda de nube de tormenta.

Mediciones realizadas durante el *Thunderstorm Project* de la cantidad de agua líquida disponible en una nube de tormenta severa, por encima de los 8 km de altura, arrojaron valores de hasta 10 g m^{-3} . También se midieron valores entre 0.5 y 3 g m^{-3} de contenido de hielo a alturas entre 6 y 8 km.

En investigaciones también realizadas en el marco del *Thunderstorm Project* con aviones en las nubes de tormenta de Florida y Ohio, las velocidades promedio de las corrientes ascendentes y descendentes fueron estimadas a partir del desplazamiento vertical de los aviones al atravesar tales nubes. Las corrientes ascendentes resultaron más intensas que las descendentes, con velocidades entre 5 y 10 m s^{-1} y en ciertos casos de hasta 15 m s^{-1} .

2.1. Regiones Convectiva y Estratiforme de las Nubes de Tormenta

Las nubes de tormenta presentan en su estructura una región convectiva y una región estratiforme. La región convectiva consiste en numerosas celdas del tipo cumulonimbus que generalmente se disponen en línea recta. La región estratiforme es una extensión de la región convectiva que se ubica adyacente a esta y cuyas características microfísicas difieren de la parte convectiva.

A diferencia de la región convectiva, la región estratiforme presenta corrientes verticales cuyo sentido depende de la altura: una corriente ascendente se observa en la parte

alta de la tropósfera y una corriente descendente, en la parte baja de la tropósfera. Mediciones de campo evidencian que las magnitudes de estas corrientes son mucho menores que las magnitudes correspondientes a la región convectiva ya que las intensidades de las corrientes ascendentes estratiformes no superan los 60 cm s^{-1} y las corrientes descendentes son incluso más débiles.

Las partículas de nube presentes en la región estratiforme, principalmente las sólidas, no son originadas allí sino que provienen de la región convectiva de la nube de tormenta tal como se esquematiza en la Figura 2.3.

La Figura 2.3 también brinda detalles de los mecanismos de precipitación que ocurren en el interior de la nube de tormenta distinguiendo las regiones convectiva y estratiforme e indicando los procesos de crecimiento de las partículas en función de la altura (o temperatura). Las partículas sólidas de precipitación se generan a medida que las gotas ascienden, debido a las corrientes convectivas ascendentes, y superan la isoterma de los $0 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Cierta número de gotas se congela como consecuencia de las bajas temperaturas y, las ahora partículas de hielo, comienzan a crecer por acreción de gotas de agua sobreenfriada presentes en la corriente ascendente en los niveles medio-altos de la nube. Algunas de las partículas de hielo crecen rápidamente y caen formando parte de la lluvia convectiva. Otras partículas de hielo crecen más lentamente ($\sim 1 \text{ m s}^{-1}$) lo que demora su precipitación propiciándose así su desplazamiento lateral hacia la región estratiforme de la nube debido a la presencia de vientos horizontales. En la Figura 2.3, las flechas indican las trayectorias seguidas por tales partículas.

Los cristales de hielo generados en la región convectiva también son desplazados hacia la región estratiforme y crecen allí por deposición de vapor. Entre las isotermas de $0 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-12 \text{ }^{\circ}\text{C}$, los cristales de hielo también pueden colisionar entre sí y adherirse formando agregados (copos de nieve) y, si el contenido de agua líquida es suficiente y si los tamaños y las velocidades relativas entre las partículas lo permiten, pueden además crecer por acreción de gotas de agua sobreenfriada.

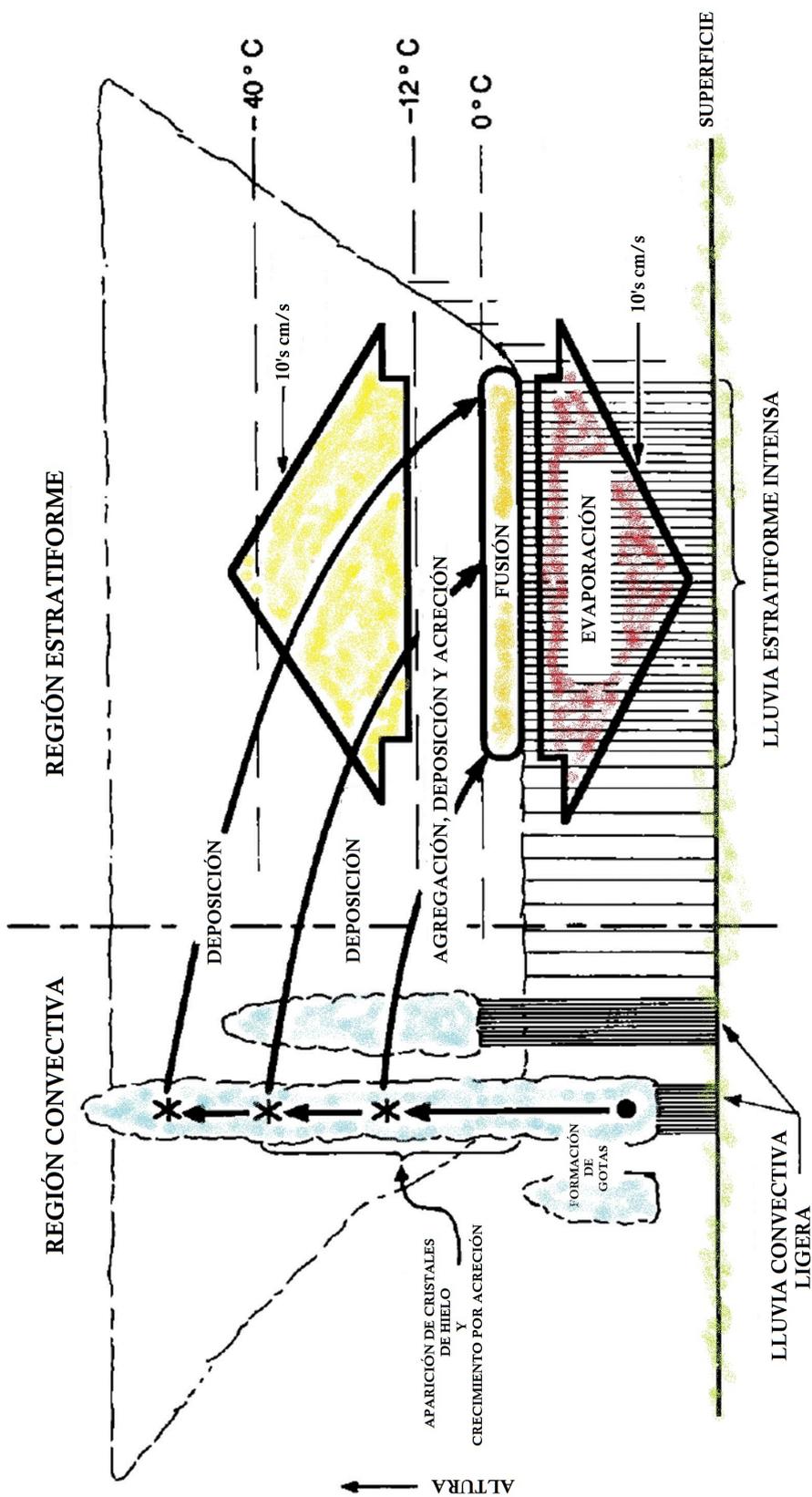


Figura 2.3: Esquema de los mecanismos de precipitación de una nube de tormenta tropical. Las líneas sólidas indican las trayectorias de las partículas (Houze, 1989).

Luego de su paso por la región estratiforme, los cristales de hielo caen por debajo de la isoterma de los 0 °C y se derriten intensificando la lluvia estratiforme.

Las principales diferencias entre las mencionadas regiones convectiva y estratiforme radican en los valores de contenido de agua líquida presente en cada una y en las intensidades de sus respectivas corrientes ascendentes y descendentes. Mientras que la región convectiva posee altos contenidos de agua líquida ($1-10 \text{ g m}^{-3}$); la región estratiforme, por otro lado, posee bajo contenido de agua líquida ($< 1 \text{ g m}^{-3}$). Las intensidades de las corrientes también varían de manera considerable principalmente debido a la ausencia, en la región estratiforme, del suministro de aire cálido y húmedo que garantiza la convección.

La tabla 2.1 resume las principales diferencias entre las regiones convectiva y estratiforme de las nubes de tormenta.

Tabla 2.1. Condiciones microfísicas de las regiones convectiva y estratiforme de las nubes de tormenta

Parámetros Microfísicos	Región Convectiva	Región Estratiforme
Contenido de Agua Líquida	$1-10 \text{ g m}^{-3}$	$< 1 \text{ g m}^{-3}$
Velocidad de las corrientes	$\sim 1 \text{ m s}^{-1}$	$\sim 1 \text{ cm s}^{-1}$
Concentración de partículas de hielo*	$\sim 100 \text{ l}^{-1}$	$\sim 10 \text{ l}^{-1}$

*La concentración de partículas de hielo mostrada es para una temperatura de tope de nube igual a -20 °C [Mossop, 1985].

Las mencionadas diferencias entre ambas regiones repercuten notablemente en el tipo de partículas de nube y precipitación que se desarrollan en cada región influenciando significativamente la actividad eléctrica en cada una ellas.

2.2. Crecimiento de granizos en las Nubes de Tormenta

Las partículas de agua, principalmente las sólidas, son relevantes en los mecanismos de electrificación de las nubes de tormenta. Conocer sus procesos de crecimiento es fundamental para entender dichos mecanismos. De acuerdo con el glosario de meteorología, entenderemos por granizo o *hailstone* a "esferas o masas irregulares de hielo producidas por nubes cumulonimbus". Por convención, el granizo tiene un diámetro de 5mm o más, mientras que las partículas de hielo más pequeñas pueden clasificarse como *graupel*, gránulos de hielo o gránulos de nieve. En esta tesis, nos referiremos con el término granizo

a la partícula sólida interactuante de mayor tamaño. Las nubes de tormenta, dadas sus características microfísicas y dinámicas, favorecen la formación de granizos, los cuales pueden ser de forma esferoidal, cónica o irregular. Los granizos esferoidales exhiben a menudo una estructura interna en capas, conteniendo burbujas de aire atrapadas que se alternan con capas de hielo relativamente transparentes. Esta estructura se corresponde con diferentes regímenes de crecimientos del granizo. Los granizos cónicos caen con sus bases hacia abajo y, a menudo, son más pequeños que los granizos esferoidales y no poseen capas. Los granizos irregulares exhiben habitualmente una estructura lobulada.

Como dijimos anteriormente, en la etapa cúmulo de una celda de nube de tormenta, comienza la formación de las partículas de nube. Tales partículas son inicialmente pequeñas gotas de agua formadas por la condensación del vapor de agua sobre los denominados **núcleos de condensación**, partículas sólidas o líquidas que se encuentran suspendidas en la atmósfera y que favorecen la transición de fase. Estas gotas continúan creciendo a medida que se elevan en el interior de la nube arrastradas por las corrientes ascendentes y eventualmente, se congelan debido a las bajas temperaturas alcanzadas y a la presencia de los **núcleos de hielo**. Aparecen también los primeros cristales de hielo debido a la deposición del vapor de agua sobre los **núcleos de hielo**. Tanto los cristales de hielo, como las gotas congeladas continúan creciendo por deposición de vapor hasta alcanzar un tamaño crítico que les permitirá caer a pesar de las corrientes ascendentes. Todos estos procesos ocurren en el interior de la nube y marcan el inicio del crecimiento por **acreción** de las partículas de hielo. Este crecimiento consiste en la colección de gotas de agua sobreenfriadas, las cuales se encuentran ascendiendo en el interior de la nube y que, al entrar en contacto con la partícula de hielo comienzan a congelarse sobre su superficie liberando calor latente; esto provoca un incremento en la temperatura superficial de la partícula de hielo la cual alcanza un valor superior a la temperatura ambiente.

En este estado, debido a la diferencia de temperatura, se establece un flujo de calor el cual es liberado al ambiente por conducción o por evaporación en caso de que el aire esté subsaturado con respecto al agua. Mientras la temperatura de la partícula de hielo sea inferior a 0 °C, todas las gotas de agua colectadas por el granizo, se congelan sobre su superficie y el mismo crece entonces en el denominado **régimen de crecimiento seco**. Un aumento en el contenido de agua líquida de la nube, podría implicar un aumento en la

concentración y en el tamaño de las gotas y por ende, un aumento también en la frecuencia de colisión entre estas y la partícula de hielo. Esto provocaría un incremento del calor latente liberado sobre la superficie de dicha partícula, lo cual elevaría su temperatura. Si las condiciones del ambiente lo permiten, la temperatura de la superficie de la partícula de hielo alcanzará los 0 °C y no todas las gotas de agua colectadas serán capaces de congelarse, permaneciendo estas en estado líquido sobre la superficie del granizo. Bajo estas circunstancias, decimos que la partícula de hielo está creciendo en condiciones de **crecimiento húmedo**.

Debido a la variabilidad en las condiciones de crecimiento en el interior de la nube, las partículas de hielo que crecen por acreción pueden hacerlo en distintos regímenes y, por lo tanto, poseer distintas densidades. Los estudios de Macklin (1962) y de Macklin y Payne (1968) han determinado que la densidad de la acreción (porción de masa de la partícula de hielo obtenida por colección de gotas) depende de la temperatura superficial de la partícula de hielo (T_s), del radio de las gotas de agua colectadas (a) y de la velocidad de colisión de las gotas de agua (V). Para temperaturas entre -5 °C y -20 °C, velocidades de impacto entre 2 y 12 m s⁻¹, contenidos de agua líquida entre 1 y 7 g m⁻³ y radios de gotas entre 11 y 32 μm, los autores establecieron la siguiente relación:

$$\rho_g = A \left(\frac{aV}{T_s} \right)^B \quad (1.1)$$

con T_s en °C, V en m s⁻¹, a en μm y ρ_g en g m⁻³. Los valores de A y B según Macklin (1962) son 0.11 y 0.76, respectivamente. Si la temperatura superficial de un granizo de baja densidad se acerca a la temperatura de fusión, su densidad se incrementa alcanzando valores entre la densidad del hielo (0.92 g m⁻³) y del agua en estado líquida (1 g m⁻³).

3. Electrificación de las Nubes de Tormenta

Los fenómenos de electricidad atmosférica asociados a las nubes de tormenta son evidencia de la presencia de regiones de carga eléctrica distribuidas en el interior de las mismas.

En la actualidad, se considera que la estructura eléctrica tripolar es la más habitual en la región convectiva de una nube de tormenta [Williams, 1989]. La Figura 3.1 esquematiza dicha estructura que consiste en una región central de carga negativa, una región positiva cerca del tope de la nube y una región con carga positiva cerca de la base de la nube. La región de carga negativa se extiende entre las isoterma de $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ y su densidad de carga oscila entre 1 y 10 C km^{-3} , su desarrollo vertical por lo general no supera los 1000 m y su extensión horizontal es de varios kilómetros. La región superior de cargas positivas es más difusa y se extiende hasta el tope de la nube de tormenta. Si bien la magnitud de la carga que almacena esta región es similar a la que almacena la región de carga negativa, su densidad de carga es menor debido a su mayor extensión. Finalmente, la región inferior de carga positiva es de menor extensión y también, de menor densidad que las regiones anteriormente mencionadas.

Durante mucho tiempo, las observaciones de la actividad eléctrica de las nubes de tormenta dieron evidencia de estructuras dipolares. Tiempo más tarde, se determinó que si las observaciones de una estructura eléctrica tripolar eran realizadas a gran distancia podía visualizarse erróneamente una estructura eléctrica dipolar positiva, ya que solo se observaba la región de carga media y superior de la nube de tormenta; mientras que, si las observaciones eran realizadas a muy corta distancia podía, equivocadamente, observarse una estructura eléctrica dipolar negativa (donde las regiones media y baja de carga eléctrica eran detectadas). Esto explica por qué estudios previos de la estructura eléctrica de las nubes de tormenta aseguraban la existencia de una estructura eléctrica dipolar [Simpson, 1909; Wilson, 1920].

Por otro lado, la región estratiforme de la nube de tormenta se encuentra libre de corrientes convectivas y presenta una distribución de cargas dipolar con una región de cargas positivas en su parte superior y una región de cargas negativas en su parte inferior tal como puede verse también en la Figura 3.1.

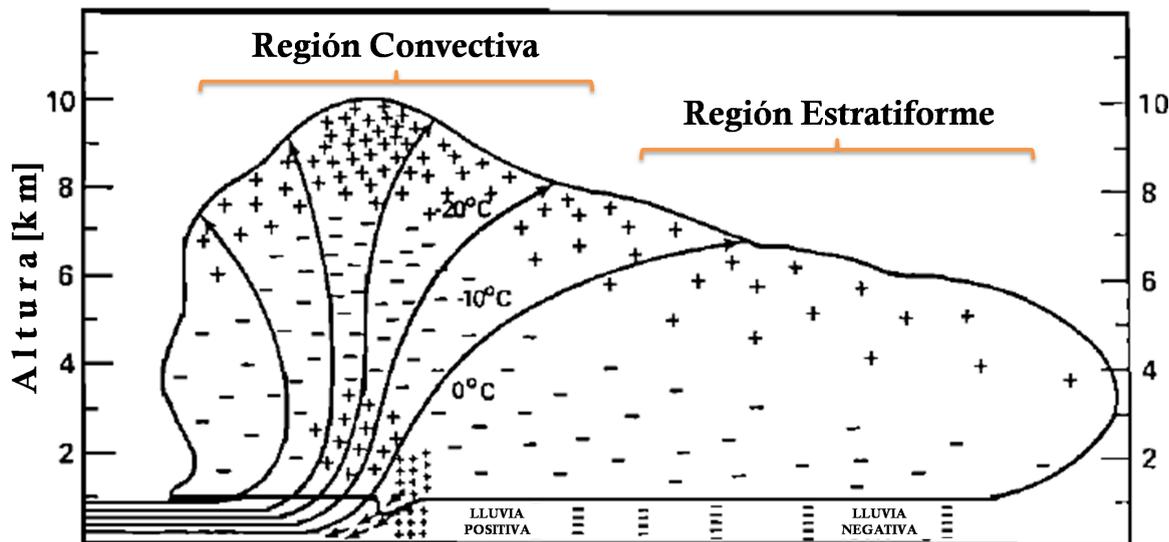


Figura 3.1: Ilustración de la estructura eléctrica de las nubes de tormenta basada en las mediciones in situ de Simpson y Scrase [Simpson & Scrase, 1937; Williams, 1989]. Se distinguen las regiones convectiva y estratiforme que presentan estructuras eléctricas tripolar y dipolar, respectivamente.

Se han desarrollado diversas teorías de electrificación para explicar las observaciones realizadas in situ.

3.1. Teorías de Electrificación de las Nubes de Tormenta

3.1.1. Teoría Convectiva

La teoría convectiva, primeramente propuesta por Grenet (1947) y luego mejorada por Vonnegut (1953), ha sido por muchos años la principal teoría no-precipitativa de electrificación de las nubes de tormenta. La teoría se basa en el transporte vertical de iones atmosféricos mediante las fuertes corrientes ascendentes que se encuentran en el interior de las nubes de tormenta. Esta teoría supone que los iones liberados en puntos de descarga en la superficie terrestre son arrastrados hacia la nube por las corrientes de convección y, una vez dentro de la misma, son desplazados hacia el tope de la misma por las corrientes ascendentes. Cuando se encuentran en lo alto de las nubes, estas cargas atraen pequeños iones negativos provenientes de la atmósfera superior los que resultan rápidamente inmovilizados al adherirse a partículas de nube. Estas partículas de nube cargadas negativamente son captadas por las corrientes descendentes externas y transportadas hacia la región baja de la nube. Esto causa que más iones positivos sean atraídos de los puntos

de descarga provocando una retroalimentación positiva del mecanismo. Wormell (1953) fue el primero en objetar esta teoría al advertir que la concentración de iones presente en la atmósfera alrededor de una nube de tormenta era insuficiente para justificar la tasa de regeneración de carga observada en el interior de la misma. Por otro lado, Chalmers (1967) cuestionó la validez de esta teoría desde sus bases ya que las corrientes ascendentes deberían no solo transportar las cargas positivas, sino también las negativas que han sido arrastradas hacia la base de la nube por las corrientes descendentes. Además, la generación de iones en los puntos de descarga no debería ocurrir hasta que el campo eléctrico en la superficie terrestre no haya alcanzado los 800 V m^{-1} . Sin embargo, alcanzar este valor de campo eléctrico en superficie implica que el campo eléctrico en el interior de la nube de tormenta es suficiente para generar descargas eléctricas. Luego, la teoría es incapaz de explicar las etapas iniciales de la electrificación de las nubes de tormenta.

3.1.2. Teoría Precipitativa Inductiva

La teoría precipitativa inductiva fue una de las primeras propuestas que trató de explicar la electrificación de las nubes de tormenta. La misma fue formulada por Elster y Geitel en 1913 [Elster & Geitel, 1913] y ha sufrido numerosas modificaciones desde entonces. Esta teoría establece que una gota de agua que cae en el interior de una nube de tormenta y a través de una región con un campo eléctrico vertical resulta polarizada. Si el sentido del campo es hacia abajo, lo que significa la presencia de un dipolo eléctrico positivo (la región de carga positiva se encuentra por encima de la región de carga negativa) en el interior de la nube, la gota se polarizará con su cara inferior positiva. Si ahora pequeñas gotas colisionan y rebotan contra la parte inferior de la gota que se encuentra cayendo, estas removerán parte de esa carga positiva. Estas gotas pequeñas ahora cargadas positivamente serán transportadas por las corrientes ascendentes hacia la región superior de la nube mientras que, la gota que cae, llevará consigo carga negativa que contribuirá a la región central de carga negativa de la nube de tormenta. La teoría fue extendida luego a partículas de hielo por Latham y Mason [Latham & Mason, 1962] donde ahora la gota grande sería la partícula de hielo de mayor peso, un granizo por ejemplo y las partículas más livianas serían los cristales de hielo, los cuales son arrastrados hacia la parte alta de la nube de tormenta. Estos autores calcularon la magnitud de la carga separada cuando

dos partículas de hielo esféricas colisionan en presencia de un campo eléctrico. Tal magnitud fue determinada en función de sus radios, del tiempo de contacto entre las partículas y del punto de impacto. Desde entonces, numerosas investigaciones han argumentado que la teoría precipitativa inductiva es capaz de explicar los campos eléctricos observados en las nubes de tormenta.

Sin embargo, la teoría presenta importantes limitaciones que discutiremos a continuación. Consideremos primero las interacciones entre partículas líquidas. Cuando dos gotas colisionan, es probable que las mismas coalescan en lugar de colisionar y rebotar tal como requiere la teoría. Esto es incluso más probable en presencia de un campo eléctrico. Jennings [Jennings, 1975] demostró que la probabilidad de coalescencia tiende a 1 en presencia de un campo eléctrico mayor a 25 kV m^{-1} . Un problema similar limita la eficiencia del mecanismo en el caso de interacciones entre partículas de hielo y gotas de agua. En este caso, es más probable que la gota se congele sobre la superficie de la partícula de hielo al colisionar. Incluso hay evidencia experimental que afirma que solo una gota de cada cien (0.01%), rebotan [Aufdermaur & Johnson, 1972]. En cuanto a las interacciones entre partículas sólidas, Latham y Mason demostraron que aplicar campos eléctricos de hasta 100 kV m^{-1} , valor típico de campo observado en nubes de tormenta en su etapa madura, no mejoraba los resultados de transferencia de carga obtenidos en trabajos previos donde la presencia de un campo eléctrico no era considerada [Latham & Mason, 1961]. Resultados similares fueron obtenidos por Aufdermaur y Johnson (1972) quienes produjeron colisiones entre gotas de agua congeladas y un blanco recubierto de hielo, y encontraron que cargas de hasta 50 fC se transfería por colisión y que tal magnitud no era afectada por variaciones en el campo eléctrico.

Estos resultados generaron dudas respecto de los verdaderos orígenes del proceso de transferencia de carga. Gaskell (1981) realizó experimentos de colisiones entre partículas de hielo y gotas de agua y si bien la carga transferida por colisión coincidía con la magnitud esperada teóricamente, determinó que solo cuando la colisión era cercana a tangencial, la gota de agua era capaz de rebotar. Esto representa un pequeño porcentaje de gotas de agua y, por ende, la carga máxima que el granizo puede adquirir mediante este proceso es pequeña e irrelevante en el interior de las nubes de tormenta. Gaskell llevó a cabo también experimentos de colisiones entre partículas de hielo y nuevamente

los resultados no mostraron dependencia con variaciones e incluso inversiones del campo eléctrico. Luego, los resultados obtenidos no podían ser explicados en términos de la teoría precipitativa inductiva.

Otras falencias de la teoría inductiva están relacionadas con estudios in situ de la magnitud de la carga de las partículas precipitadas y de los campos eléctricos relacionados a la presencia de una nube de tormenta. La teoría predice que existe un valor máximo de la carga que una partícula de un dado tamaño puede adquirir en presencia de un campo eléctrico. Sin embargo, mediciones de la carga presente en partículas precipitadas indican magnitudes mucho mayores a las esperadas de acuerdo con la teoría inductiva [Gaskell et al., 1978; Marshall & Winn, 1982]. Además, la teoría propone que la recuperación del campo eléctrico luego de descargas eléctricas sea exponencial. Winn y Byerley (1975), empleando globos atmosféricos en nubes de tormenta de Nuevo México, encontraron que la recuperación del campo eléctrico es lineal y no proporcional al campo eléctrico existente. La teoría también falla al intentar explicar la dependencia con la temperatura de la ubicación de la región central de carga negativa. Finalmente, si bien la teoría precipitativa inductiva resulta atractiva por su simpleza, no es capaz de explicar los procesos de electrificación de las nubes de tormenta.

3.1.3. Teoría Precipitativa No-inductiva

La teoría precipitativa no-inductiva ofrece una explicación alternativa a la electrificación de las nubes de tormenta sin la necesidad de un campo eléctrico presente. Esta teoría establece que cuando dos partículas de hielo colisionan, ocurre una transferencia de carga eléctrica entre ellas.

Son numerosos los trabajos experimentales que sustentan esta teoría. Entre los más relevantes podemos destacar el trabajo de Reynolds *et al.* (1957), quienes llevaron a cabo la primera experiencia de laboratorio donde se registró la carga adquirida por un granizo creciendo por acreción durante colisiones con cristales de hielo. La experiencia consistió en hacer girar una esfera recubierta de hielo en el interior de una nube de gotas de agua sobreenfriadas y cristales de hielo a -25°C y de ella se obtuvieron resultados que indican que el granizo adquiría carga negativa cuando el contenido de agua líquida era alto y, carga positiva, si el contenido de agua líquida disminuía. En el último caso, advirtieron

que podían revertir el signo de la carga nuevamente a negativo si calentaban artificialmente la esfera.

Años más tarde, en 1978, Tsutomu Takahashi [Takahashi, 1978] llevó a cabo experimentos de cargado de un granizo simulado. Su trabajo resultó ser uno de los más completos ya que no solo registró el signo de la carga eléctrica adquirida por el granizo en un amplio rango de temperaturas ambientes y de contenidos de agua líquida sino que también, estimó la magnitud de la carga transferida por colisión. Más específicamente, registró la carga eléctrica adquirida por un granizo simulado representado por un cilindro de 3 mm de diámetro recubierto de hielo, el cual fue puesto a girar en el interior de una nube de gotas de agua sobreenfriadas y de cristales de hielo creciendo por deposición de vapor. La velocidad de colisión fue de 9 m s^{-1} en todas las mediciones. Sus resultados muestran que el signo y la magnitud de la carga que adquiere el granizo están controlados por la temperatura ambiente y el contenido de agua líquida tal como puede verse en la Figura 3.2.

A temperaturas ambiente superiores a $-10 \text{ }^{\circ}\text{C}$, el granizo se cargó positivamente para todos los valores de contenido de agua líquida. A temperaturas más bajas, el signo fue positivo a altos y bajos valores de contenido de agua líquida y negativo para valores intermedios de contenido de agua.

Estudios similares fueron llevados a cabo por Jayaratne *et al.* (1983) quienes empleando cilindros de 5 mm de diámetro recubiertos de hielo registraron el signo y la magnitud de la carga adquirida por el granizo simulado durante su crecimiento por acreción de gotas de agua sobreenfriada. Las experiencias se llevaron a cabo a una velocidad de colisión de 3 m s^{-1} para distintos valores de temperatura ambiente y de contenido de agua líquida. Encontraron que el granizo adquiriría carga positiva a altas temperaturas ambiente y para altos contenidos de agua líquida y carga negativa a bajos valores de ambos parámetros. La Figura 3.3 muestra los resultados obtenidos en estas experiencias.

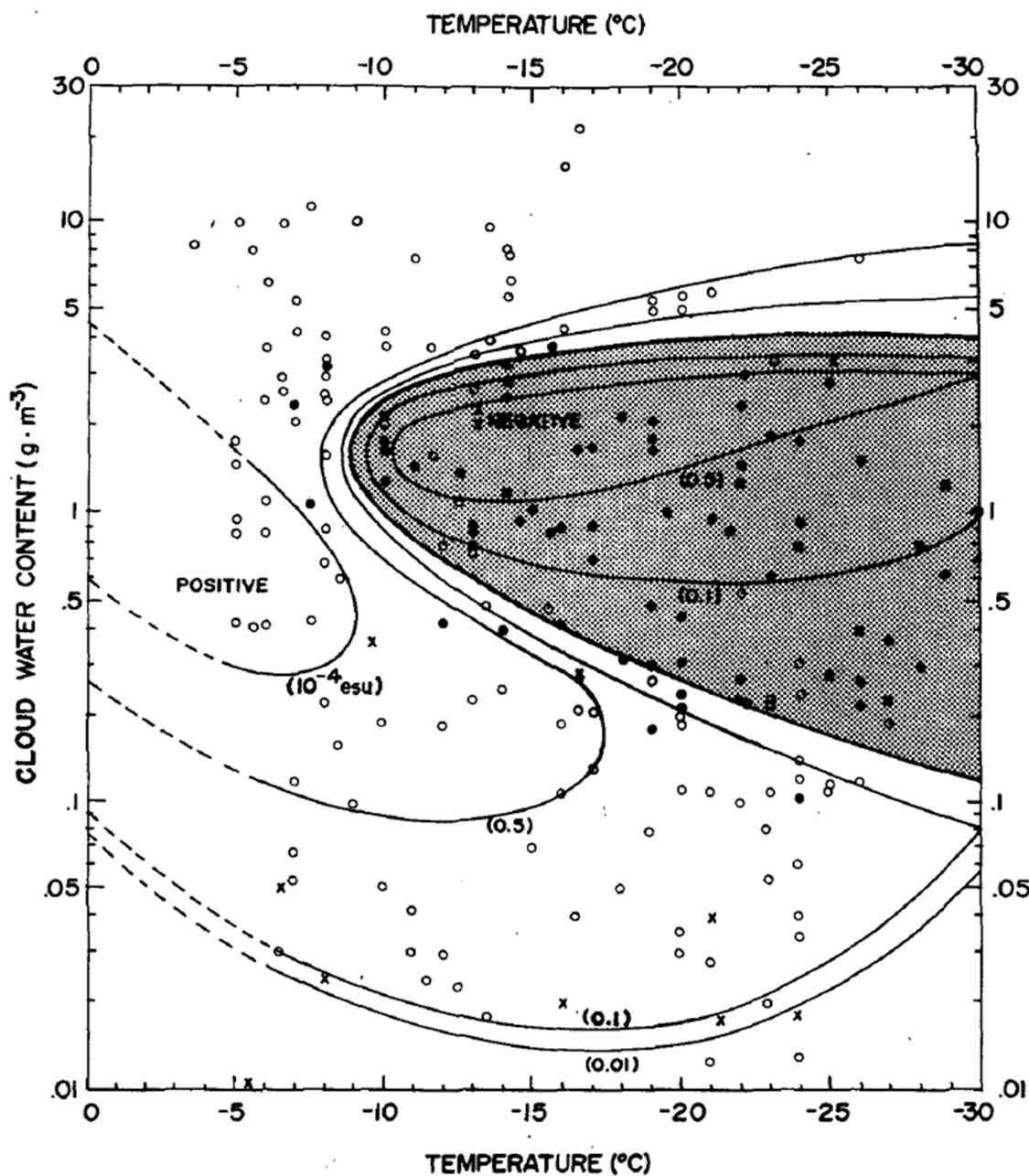


Figura 3.2: Magnitud y signo de la carga adquirida por el granizo en los experimentos de Takahashi (1978). Los círculos vacíos representan cargado positivo, los círculos rellenos representan cargado negativo y las cruces representan mediciones con carga nula. La carga transferida por colisión se muestra en unidades de 10^{-4} e.s.u. (=33.3 fC).

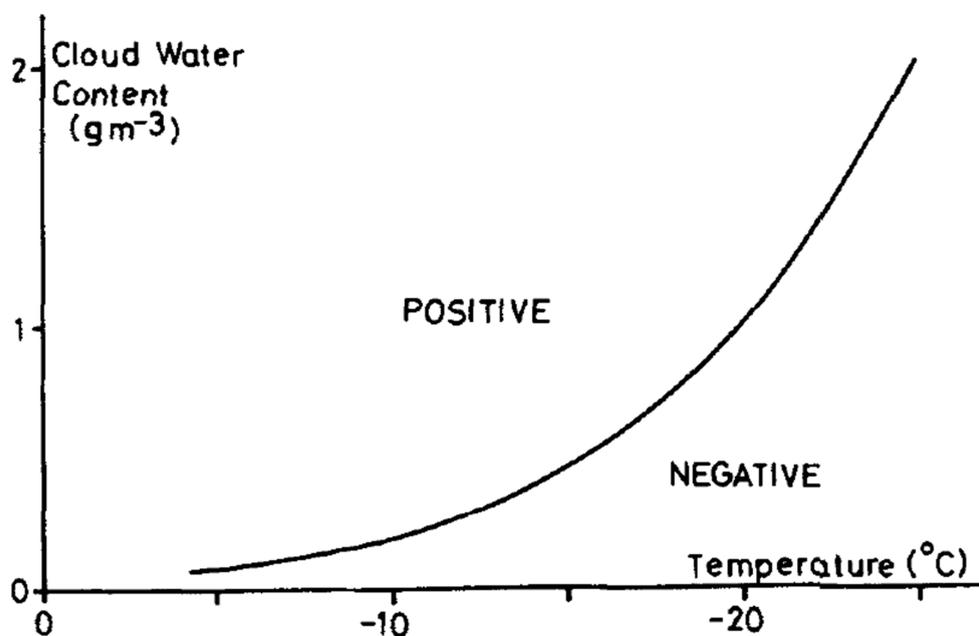


Figura 3.3: Resultados experimentales de Jayaratne *et al.* (1983). Se muestran las regiones de cargado positivo y negativo del granizo en función del contenido de agua líquida y de la temperatura ambiente.

Los autores establecieron una temperatura de inversión del signo de la carga en -20 °C para un valor de contenido de agua líquida de 1 g m^{-3} . Estimaron también que la carga transferida por colisión es de 10 fC , a una temperatura ambiente de -10 °C, con un contenido de agua líquida de 2 g m^{-3} y empleando cristales de hielo de $125 \mu\text{m}$ de diámetro. También establecieron que la magnitud de la carga transferida por colisión aumenta notablemente con el tamaño y la velocidad de colisión de los cristales de hielo. Además, realizaron mediciones de la carga adquirida por el granizo en ausencia de gotas de agua sobreenfriadas, es decir, con contenido de agua líquida nulo y, a una velocidad de colisión de 10 m s^{-1} . Detectaron una pequeña corriente en el granizo y estimaron una magnitud de carga transferida por colisión de 0.25 fC en tales condiciones. En ausencia de cristales de hielo no detectaron corriente alguna.

Baker *et al.* (1987) extendieron los estudios realizados por Jayaratne *et al.* (1983) hasta temperaturas de -35 °C y empleando un contenido de agua líquida de 0.3 g m^{-3} , encontraron la temperatura de inversión a -18 °C (Figura 3.4).

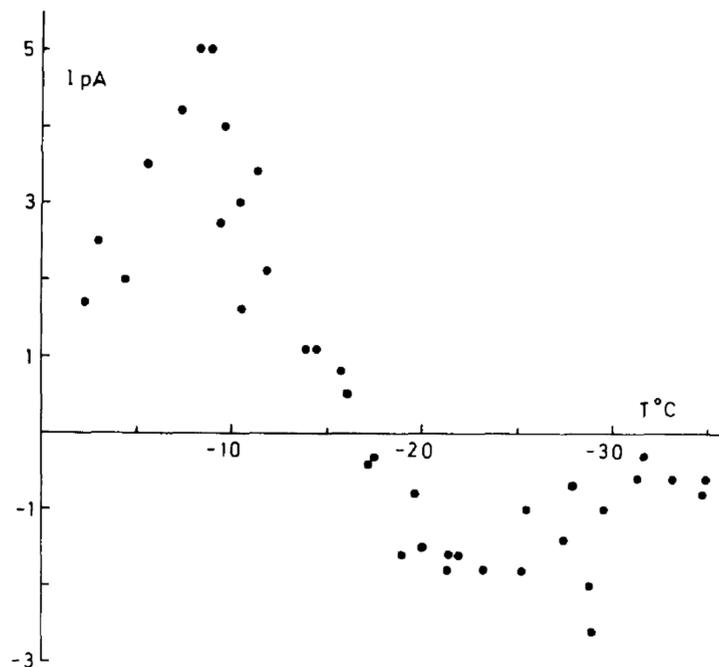


Figura 3.4: Signo y magnitud de la corriente de cargado del granizo según los resultados experimentales de Jayaratne *et al.* (1983) y de Baker *et al.* (1987). El contenido de agua líquida fue de 0.3 g m^{-3} , el tamaño medio de los cristales de hielo, $40 \text{ }\mu\text{m}$ y la concentración de cristales de hielo, 50 ml^{-1} . Las mediciones fueron realizadas a una velocidad de colisión de 3 m s^{-1} (Baker *et al.* (1987)).

De acuerdo con los resultados expuestos en la Figura 3.3, es posible deducir que la temperatura de inversión aumenta si disminuye el contenido de agua líquida. Teniendo en cuenta que la temperatura en el interior de la nube de tormenta y en la tropósfera en general disminuye con la altura, los presentes resultados son de utilidad para explicar la estructura eléctrica tripolar detectada en las nubes de tormenta. A temperaturas inferiores a la temperatura de inversión, los resultados experimentales muestran que los cristales de hielo adquieren carga positiva al colisionar con los granizos los cuales resultan con carga negativa. Debido a su pequeña masa, los cristales son arrastrados por las corrientes ascendentes hacia la región superior de las nubes de tormenta donde conforman la región superior de carga positiva y los granizos, debido a su mayor masa, caen pese las corrientes ascendentes y se distribuyen en la región central/baja de las nubes de tormenta formando la región central de carga negativa. A temperaturas superiores a la temperatura de inversión, es decir, en las zonas más bajas de la nube de tormenta, el granizo adquiere ahora carga positiva dejando a los cristales de hielo con carga negativa los cuales son arrastrados por

las corrientes ascendentes hacia la zona central de la nube incrementando las densidades de carga negativa y de partículas de hielo en dicha región. Los granizos con carga positiva se ubican en la zona baja de la nube de tormenta formando así la región inferior de carga positiva.

Saunders *et al.* (1991), con el objetivo de realizar un estudio más detallado de la influencia del contenido de agua líquida en el signo y la magnitud de la carga transferida al granizo, llevaron a cabo experiencias similares a las previamente detalladas empleando una velocidad de colisión de 3 m s^{-1} . Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 3.5 en función de la temperatura ambiente y del contenido efectivo de agua líquida (EW, por sus siglas en inglés). El contenido efectivo de agua líquida refiere a la cantidad de agua disponible en la nube por m^3 que colisiona contra la superficie del granizo y se congela sobre esta. Esta cantidad fue determinada por los autores de manera indirecta a partir de la temperatura media del granizo.

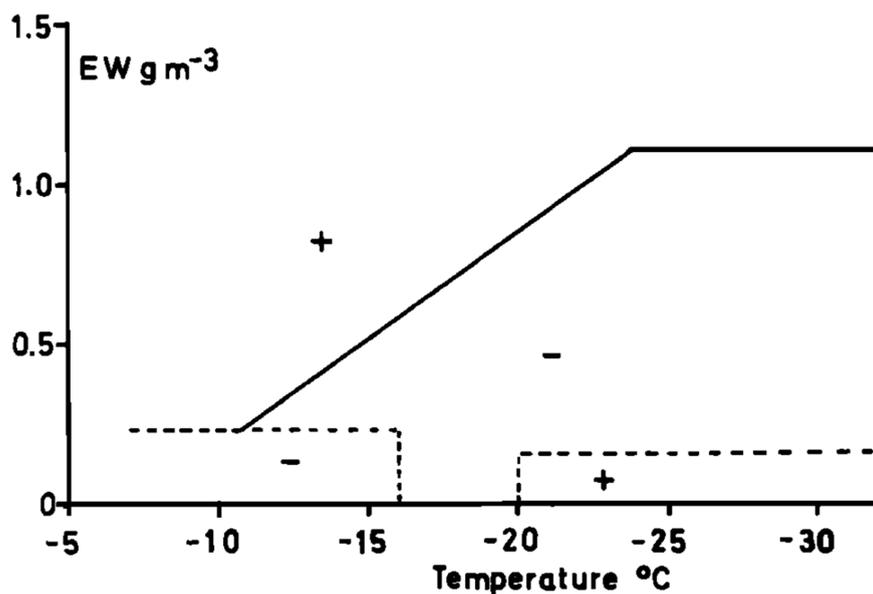


Figura 3.5: Regiones de cargado positivo y negativo del granizo según la temperatura ambiente y el contenido efectivo de agua líquida [Saunders *et al.*, 1991].

Los autores estimaron la magnitud de la carga transferida por colisión (q) en función del contenido efectivo de agua líquida para temperaturas ambiente de hasta $-21 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (Figura 3.6 a)) y para temperaturas entre $-21 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-32 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (Figura 3.6 b)).

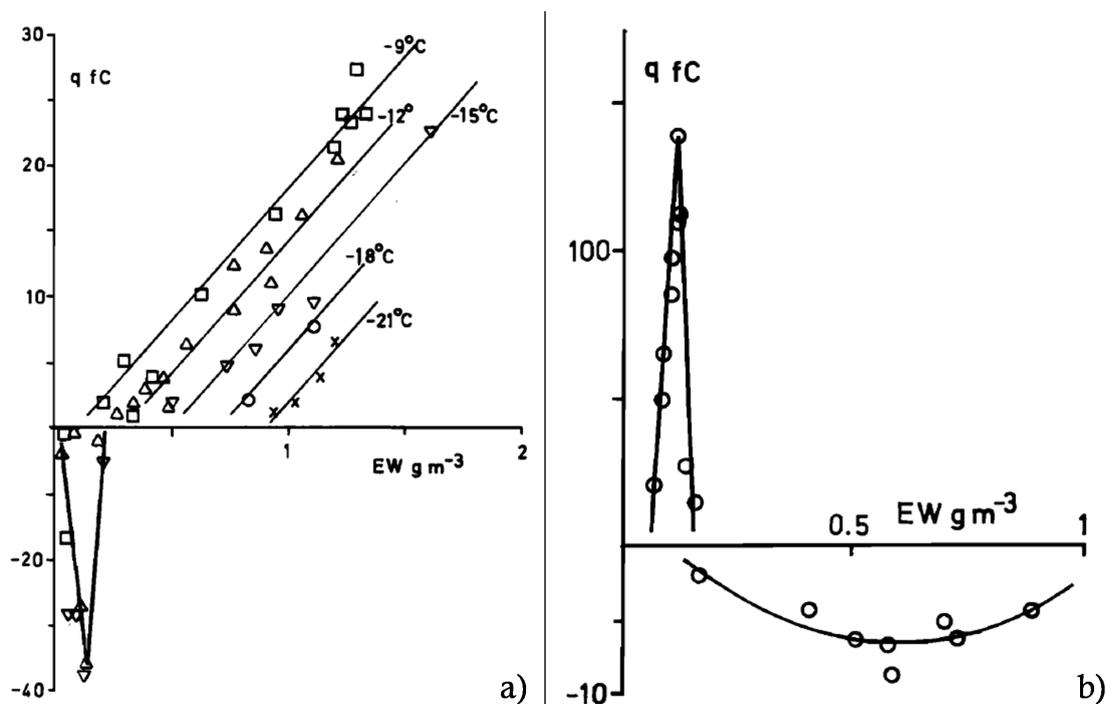


Figura 3.6: Estimación de la carga transferida por colisión según Saunders *et al.* (1991) en función de EW a) para temperaturas ambiente igual a -9 °C (cuadrados), -12 °C (triángulos hacia arriba), -15 °C (triángulos hacia abajo), -18 °C (círculos) y -21 °C (cruces); las líneas dibujadas en la región de cargado positivo son las que mejor ajustan la relación entre la magnitud de la carga y EW a las temperaturas indicadas. Y b) para temperaturas entre -21 °C y -32 °C. Es importante notar las variaciones en las escalas entre el cargado positivo y negativo.

A partir de los resultados, los autores parametrizaron el valor de la carga q en función de EW y de la temperatura ambiente.

De la Figura 3.6 a) obtuvieron, para cargado negativo, las siguientes relaciones:

$$q = -314.4EW + 7.9 \text{ si } T > -16^\circ\text{C y } 0.026 < EW < 0.14 \text{ gm}^{-3}$$

$$q = 419.44EW - 92.6 \text{ si } T > -16^\circ\text{C y } 0.14 < EW < 0.22 \text{ gm}^{-3}$$

y para valores de q positivos:

$$q = 20.22EW - 1.36(-T) + 10.05$$

De la Figura 3.6 b), el valor de q en la región positiva puede determinarse a partir de:

$$q = 2041.8EW - 128.7 \text{ si } T < -20^\circ\text{C y } 0.06 < EW < 0.12 \text{ gm}^{-3}$$

$$q = -2900.2EW + 462.9 \text{ si } T < -20^\circ\text{C y } 0.12 < EW < 0.16 \text{ gm}^{-3}$$

Y en la región negativa, para $EW < 1.1 \text{ gm}^{-3}$:

$$q = 3.02 - 31.76EW + 26.53EW^2$$

En todos los casos, EW está dado en g m^{-3} , la temperatura ambiente en $^\circ\text{C}$ y la carga q se obtiene en fC .

Jayaratne y Saunders (1985) sugirieron que, además de la temperatura y del contenido de agua líquida, el espectro de tamaño de las gotas de agua sobreenfriadas influenciaba el signo de cargado del granizo durante su colisión con cristales de hielo (Figura 3.7). Los experimentos previamente descritos de Jayaratne *et al.* (1983) fueron llevados a cabo empleando gotas cuyo diámetro medio oscilaba entre 10 y 30 μm . En esta nueva experiencia, los autores repitieron las mediciones empleando gotas cuyos diámetros no superaban los 4 μm .

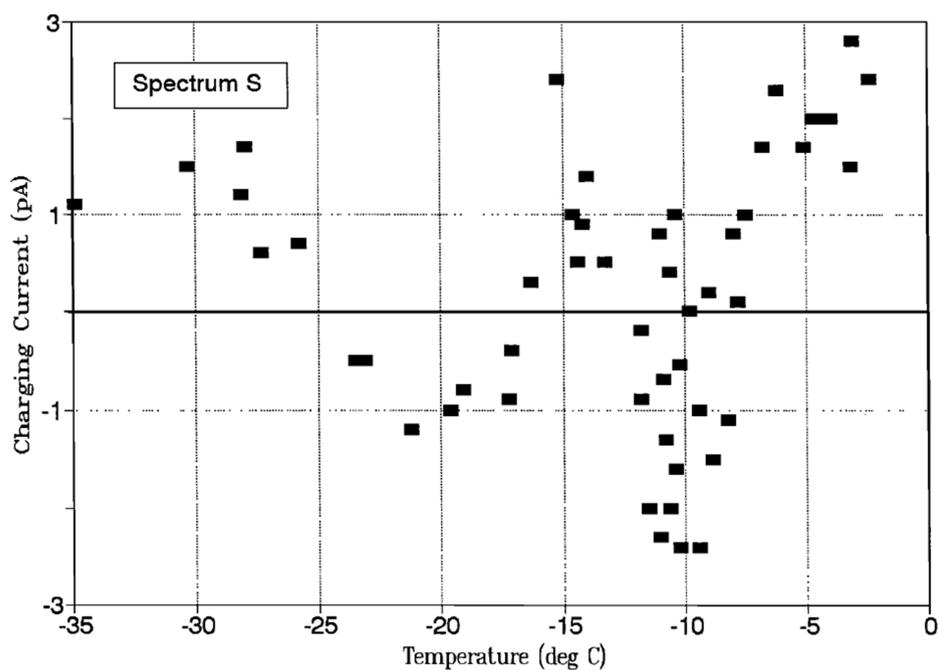


Figura 3.7: Signo y magnitud de la corriente de cargado del granizo según los resultados experimentales de Jayaratne (1998) empleando el espectro de tamaño de gotas de Jayaratne y Saunders (1985).

Los resultados mostraron que a -10°C el granizo ahora se cargaba negativamente. En un trabajo posterior, Jayaratne (1998) notó que, empleando este espectro de gotas de

agua sobreenfriadas, la dependencia del signo de cargado del granizo con la temperatura ambiente era diferente a la reportada en los trabajos de Jayaratne *et al.* (1983) y de Takahashi (1978) donde gotas de tamaños mayores habían sido utilizadas. Más precisamente, encontró cuatro temperaturas de inversión de signo en lugar de una única temperatura de inversión.

Saunders *et al.* (1999) encontraron resultados similares empleando gotas de agua más pequeñas ya que obtuvieron cargado negativo a $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ y a $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ con un contenido de agua líquida de 1 g m^{-3} .

Aunque todos estos resultados experimentales dan indicios de la dependencia entre el tamaño de gotas de agua sobreenfriadas y el cargado del signo del granizo, estas observaciones no son suficientes para concluir que las gotas más grandes/más pequeñas fomentan el cargado positivo/negativo del granizo. De hecho, Ávila *et al.* (1998, 1999) llevaron a cabo experimentos empleando gotas más grandes que las utilizadas en los trabajos de Jayaratne *et al.* de 1983 y de Takahashi (1978) y encontraron que el granizo se cargaba siempre negativo independientemente de la temperatura ambiente. Estos resultados se muestran en la Figura 3.8 y están dados en términos del RAR (Rime Accretion Rate), la tasa de acreción, definida como el producto entre el contenido efectivo de agua líquida (EW) y la velocidad de colisión (V).

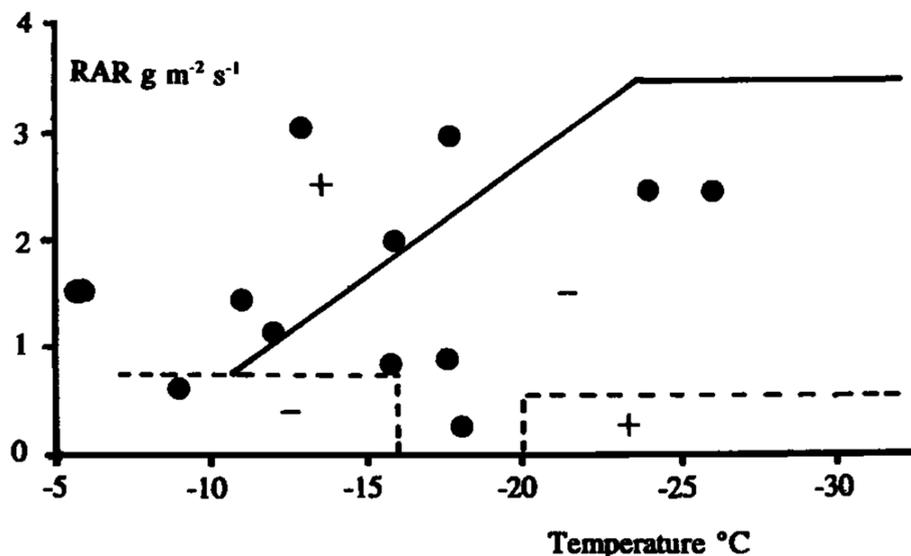


Figura 3.8: Resultados experimentales obtenidos por Ávila *et al.* (1998) superpuesto con las regiones de cargado positivo y negativo determinadas por los resultados obtenidos Saunders *et al.* (1991) y por Brooks *et al.* (1997). Los ejes representan la temperatura ambiente y la tasa de acreción (RAR, por Rime Accretion Rate) la cual viene dada por el producto entre el contenido efectivo de agua líquida y la velocidad de colisión. Los círculos llenos representan el cargado negativo del granizo obtenido por Ávila *et al.* (1998).

Ávila y Pereyra (2000) también llevaron a cabo experimentos donde estudiaron la influencia del espectro de tamaños de gotas sobreenfriadas. Para ello, realizaron mediciones de la carga adquirida por un granizo cilíndrico durante colisiones con cristales de hielo a una velocidad de 8.5 m s^{-1} , en un rango de temperaturas ambiente entre $-5 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-30 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y con contenido efectivo de agua líquida de hasta 4 g m^{-3} . Emplearon dos espectros diferentes de tamaños de las gotas de agua sobreenfriadas, los cuales son mostrados en la Figura 3.9. El espectro A se extiende hasta gotas de $50 \text{ }\mu\text{m}$ de diámetro y tiene un diámetro medio de $18 \text{ }\mu\text{m}$. El espectro B comprende gotas de hasta $30 \text{ }\mu\text{m}$ de diámetro y tiene un diámetro medio de $13 \text{ }\mu\text{m}$.

Los resultados obtenidos por los autores se muestran en la Figura 3.10. Los círculos negros representan cargado negativo y los color bordó, cargado positivo. Las curvas muestran los límites entre las regiones de carga positiva y negativa.

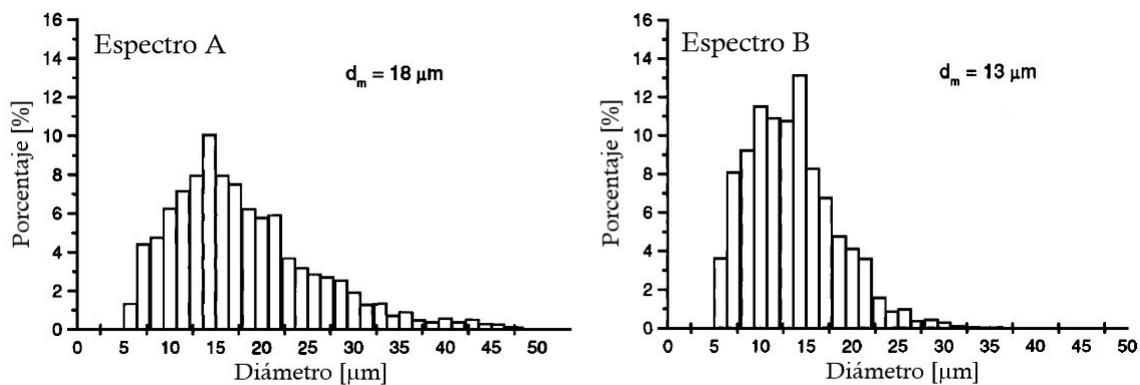


Figura 3.9: Espectros de tamaños de gotas de nube empleados por Ávila *et al.* (2000) en sus experimentos.

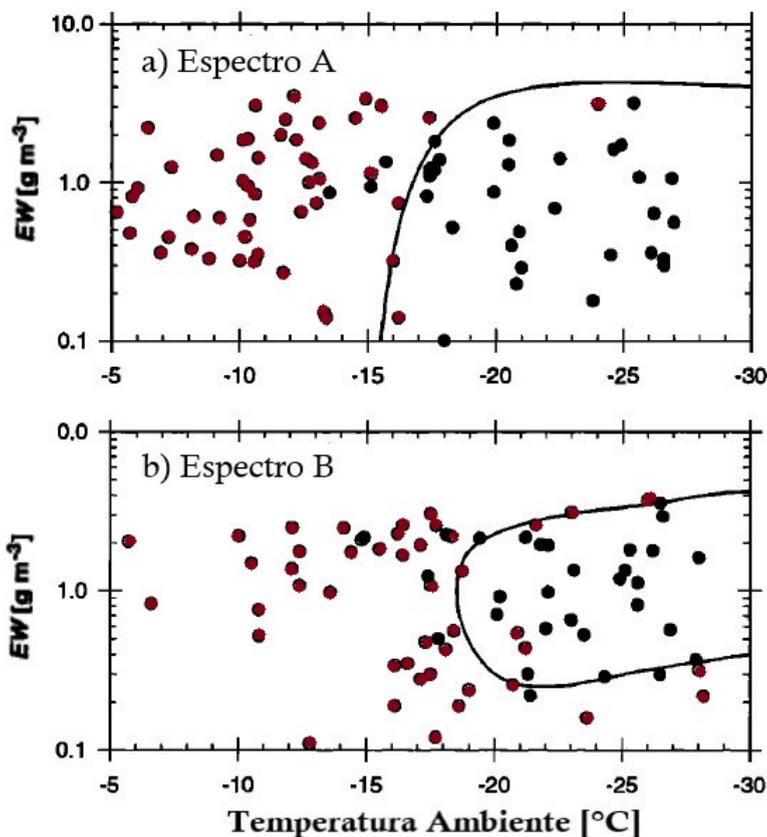


Figura 3.10: Signo de cargado del granizo en función de EW y de la temperatura ambiente para los espectros de gotas de agua sobreenfriadas A y B [Ávila & Pereyra, 2000]. Los círculos negros indican carga negativa mientras que los bordó, carga positiva.

En la Figura 3.10 se hace evidente el corrimiento de la temperatura de inversión hacia temperaturas más bajas si los tamaños de gotas son más pequeños (espectro B). Este

efecto ya había sido advertido por Ávila *et al.* (1998) y es puesto en evidencia en la Figura 3.8.

Bürgesser *et al.* (2006) llevaron a cabo experimentos registrando el signo de la carga adquirida por un granizo durante colisiones con cristales de hielo en un amplio rango de temperaturas, para contenidos efectivos de agua líquida de hasta 2 g m^{-3} y a tres velocidades de colisión diferentes: 6, 8 y 11 m s^{-1} . Los resultados que obtuvieron pueden verse en la Figura 3.11 y evidencian un corrimiento del valor de la temperatura de inversión del signo de la carga hacia temperaturas más cálidas a medida que la magnitud de la velocidad se incrementa.

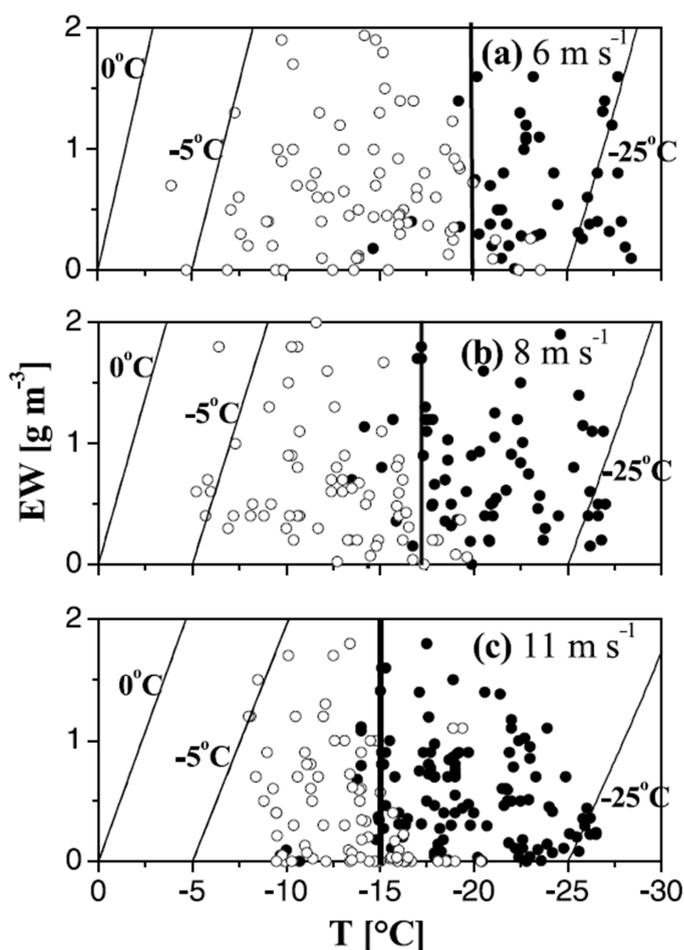


Figura 3.11: Resultados experimentales de Bürgesser *et al.* (2006). Se muestra el signo adquirido por el granizo en función de la temperatura ambiente y del contenido efectivo de agua líquida (EW) para tres velocidades diferentes: (a) 6 m s^{-1} , (b) 8 m s^{-1} y (c) 11 m s^{-1} . Los círculos vacíos representan cargado positivo del granizo y los círculos llenos, cargado negativo. Las líneas verticales representan las temperaturas de inversión en cada diagrama de signo y las líneas oblicuas representan las isothermas a la temperatura indicada.

Todos estos resultados experimentales avalan a la teoría no-inductiva como la principal responsable de la electrificación de las nubes de tormentas.

3.2. Mecanismos de Electrificación de las Nubes de Tormenta

Las teorías de electrificación antes mencionadas proponen en términos generales explicaciones a la distribución de carga eléctrica observada en las nubes de tormenta. A su vez, se han propuesto numerosos mecanismos que pueden explicar la separación de cargas observada experimentalmente. A continuación, listamos los mecanismos más relevantes y ofrecemos una breve explicación del funcionamiento de cada uno de ellos así como las limitaciones que presentan.

3.2.1. Electrificación por Colisión entre Partículas de Hielo (Hipótesis de Baker)

A partir de los resultados obtenidos, Baker *et al.* (1987) desarrollaron la hipótesis de Transferencia de Carga por Tasas relativas de Crecimiento o Hipótesis de Baker, la cual establece que el signo que adquiere cada partícula de hielo al colisionar depende de la relación entre las tasas de crecimiento por deposición de vapor de agua de las partículas interactuantes. Más concretamente, establece que, cuando dos partículas colisionan, la partícula que se encuentra creciendo por deposición de vapor a mayor velocidad adquirirá carga positiva mientras que la partícula de crecimiento más lento, quedará cargada negativamente.

Tal hipótesis puede entenderse en términos de la existencia de una capa cuasi-líquida que estudios teóricos y experimentales han demostrado que aparece sobre la superficie del hielo cuando este se encuentra coexistiendo con vapor de agua (Figura 3.12).



Figura 3.12: Capa cuasi-líquida (CCL)

El espesor de esta capa depende de la tasa de crecimiento por deposición de vapor [Dash, 1989]. Basados en la presencia de la capa cuasi-líquida y en algunos de los resultados experimentales previamente mencionados, Baker *et al.* (1987) propusieron una

hipótesis para explicar la dependencia entre las tasas de crecimiento por deposición de vapor de dos partículas de hielo y la carga que adquirirían las mismas al colisionar entre sí. Tal hipótesis considera los resultados obtenidos por Fletcher (1968), quien demostró que era energéticamente favorable para las moléculas de agua de la capa cuasi-líquida, orientarse con sus iones H^+ apuntando hacia afuera perpendicularmente a la superficie de la partícula. Tal orientación resulta en un desplazamiento de iones negativos hacia la capa cuasi-líquida con el fin de igualar la diferencia de potencial generada por la orientación de las moléculas de agua. Así, la capa cuasi-líquida se polariza quedando su cara más externa cargada negativamente. Durante la colisión entre dos partículas de hielo parece razonable suponer que ocurre un intercambio de masa entre sus respectivas capas cuasi-líquidas. El espesor de la capa cuasi-líquida aumenta con la tasa de crecimiento por deposición de vapor y, por lo tanto, la partícula que más rápido esté creciendo, tendrá una capa cuasi-líquida de mayor espesor. Se espera que la masa fluya desde la capa cuasi-líquida de mayor espesor hacia la más delgada o, lo que es equivalente, desde la partícula con mayor tasa de crecimiento hacia la partícula de crecimiento más lento. La partícula que mayor cantidad de masa pierda, perderá también carga negativa, y, por ende, quedará cargada positivamente. Luego de una colisión entre dos partículas de hielo, la partícula que más rápido esté creciendo, quedará cargada positivamente y la de crecimiento más lento, negativamente.

Supongamos inicialmente la situación en la cual no hay gotas de agua sobreenfriadas, por lo que las partículas de hielo crecen solo por deposición de vapor. En términos generales, si un granizo (g) está creciendo por deposición de vapor e interactúa con un cristal de hielo (ch), se define la tasa relativa de crecimiento S entre ambas partículas como [Baker *et al.* (1987)]:

$$S = S_g - S_{ch} \quad (3.1)$$

$$S = \frac{K_g F_g (\rho_a - \rho_h)}{r_g} - \frac{K_{ch} F_{ch} (\rho_a - \rho_h)}{r_{ch}} \quad (3.2)$$

donde K_g y K_{ch} son constantes que incluyen factores relacionados con el coeficiente de difusión, con la estructura superficial de la partícula, con la forma de los cristales de hielo,

con la ubicación efectiva de las fuentes de vapor, entre otros. F_g y F_{ch} son los coeficientes de ventilación, ρ_a y ρ_h son las densidades de vapor de saturación con respecto al agua y con respecto al hielo respectivamente y r_g y r_{ch} , los respectivos tamaños del granizo y del cristal de hielo.

El signo de la cantidad S determina el signo de la carga que adquiere la partícula de mayor tamaño. Luego, si la tasa de crecimiento del granizo es mayor que la del cristal de hielo, la cantidad S resulta positiva y por lo tanto, el granizo adquiere carga positiva. Si, en cambio, la tasa de crecimiento del cristal de hielo es mayor, la cantidad S será negativa y, por ende, el signo de cargado del granizo será negativo. En la situación planteada (en ausencia de gotas de agua sobreenfriadas), se espera que la cantidad S sea negativa ya que la tasa de crecimiento por deposición de vapor es inversamente proporcional al tamaño de la partícula y dado que $r_g \gg r_{ch}$, la tasa de crecimiento de los cristales de hielo supera a la tasa de crecimiento del granizo.

Si el contenido de agua líquida en el ambiente es no nulo, entonces el granizo crecerá por deposición de vapor y, además, por acreción de gotas de agua sobreenfriadas. El crecimiento por acreción influirá en la tasa de crecimiento por deposición de vapor debido a que las gotas de agua colectadas, durante su congelamiento, liberarán calor latente y actuarán como fuentes de vapor localizadas sobre la superficie del granizo incrementando la tasa de crecimiento por deposición del mismo. Luego, a la expresión de S en la ecuación 3.2 se le debe agregar el término S_{ac} , el cual cuantifica el incremento en la tasa de deposición de vapor del granizo debido al crecimiento por acreción:

$$S_{ac} = K_{ac} F_{ac} \tau L (\rho_o - \rho_h) \quad (3.3)$$

donde K_{ac} es una constante que depende de la distribución de tamaños de gotas, de la forma de las gotas congeladas y de la topografía de la superficie del granizo. F_{ac} es el coeficiente de ventilación, τ es el tiempo de congelamiento de las gotas sobre la superficie del granizo y ρ_o , la densidad de saturación del vapor de agua a 0 °C.

La ecuación 3.1 puede reescribirse como sigue, para los casos en los que el granizo crece además por acreción:

$$S = S_{ac} + S_g - S_{ch} \quad (3.4)$$

Es muy importante notar que dado que la distribución espacial de gotas de agua sobre la superficie del granizo no es uniforme, tampoco lo es la tasa de crecimiento por deposición de vapor sobre la superficie del mismo cuando hay acreción. De hecho, Baker *et al.* (1987) demostraron que el término S_{ac} domina la tasa de crecimiento por difusión del granizo en cercanías a una gota congelándose y hasta una distancia equivalente a varios diámetros de gota. Lejos de la gota congelándose, la situación puede ser diferente. Por ejemplo, si el contenido de agua líquida es suficientemente alto, la acreción de gotas de agua sobreenfriadas puede liberar suficiente calor latente como para que los sectores de la superficie del granizo donde no haya gotas congelándose comiencen a sublimar. Así, la superficie de un granizo presentará regiones con condiciones de crecimiento distintas y esto puede influenciar el signo de la carga que adquiera el granizo. Dicho signo podrá ser positivo o negativo dependiendo de si la colisión con los cristales de hielo ocurre en una región de crecimiento por deposición de vapor o de sublimación, respectivamente. En el ejemplo mencionado, el signo neto que adquiere el granizo depende entonces de cuál es la región que mayor número de colisiones presenta con cristales de hielo. La probabilidad de que un cristal de hielo colisione en una región que está creciendo por deposición de vapor, aumenta a medida que lo hace el contenido de agua líquida dado que el número de gotas de agua sobre la superficie del granizo aumenta. Esta probabilidad también se ve incrementada a altas temperaturas ya que se prolonga el tiempo de congelamiento de las gotas y con ello, la permanencia de las mismas como fuentes de vapor sobre la superficie del granizo.

Como ya hemos visto anteriormente en los numerosos resultados experimentales que avalan la teoría de electrificación no-inductiva, el signo de la carga que adquiere el granizo depende de variables tales como la temperatura ambiente, el contenido efectivo de agua líquida, el espectro de tamaño de gotas de agua sobreenfriadas y de cristales de hielo y la velocidad de colisión entre las partículas de hielo. La tasa de crecimiento por deposición de vapor también depende de todas estas variables [Pruppacher & Klett, 2012]. En general, los resultados de Takahashi (1978), Jayaratne *et al.* (1983), Saunders *et al.* (1991), Ávila *et al.* (1998, 1999) y Bürgesser *et al.* (2006) muestran un predominante cargado positivo del granizo a altos contenidos de agua líquida y a altas temperaturas, lo cual concuerda con la hipótesis de Baker. A medida que la temperatura disminuye, el signo de la carga adquirida

por el granizo se invierte y esto también puede ser explicado en términos de la hipótesis de Baker si consideramos que el tiempo que las gotas de agua están disponibles como fuentes de vapor sobre la superficie del granizo disminuye debido a su rápido congelamiento.

La influencia de los espectros de tamaños de gotas en el cargado del granizo puede entenderse en términos de la hipótesis de Baker al analizar cómo afectan los mismos las tasas de crecimiento por deposición del granizo y de los cristales de hielo.

- Durante la acreción, las gotas más grandes tienen mayor posibilidad de difundir sobre la superficie del granizo que las gotas pequeñas y terminan congelándose como semiesferas mientras que las más pequeñas terminan congelándose formando pequeños lóbulos de mayor radio de curvatura. Así, el área de contacto entre el granizo y las gotas de agua se incrementa con el tamaño de la gota. Esto permite que la mayor parte del calor latente liberado durante el congelamiento sea absorbido por el granizo aumentando su temperatura. Luego, para un mismo valor de temperatura ambiente y de tasa de acreción, un espectro de gotas de mayor diámetro logrará un mayor aumento en la temperatura del granizo. Esto justifica el **cargado negativo/positivo** con gotas **más grandes/más pequeñas**.
- Un número de gotas pequeñas, con la misma masa que una gota grande, representan un área mayor de crecimiento rápido en la superficie del granizo que una única gota grande. Así, para una dada temperatura y tasa de acreción, los cristales tienen más posibilidades de colisionar en áreas de rápido crecimiento cuando las gotas son pequeñas. Esto también explica el **cargado negativo/positivo** al emplear gotas **más grandes/más pequeñas**.
- Una gota grande posee menor superficie que muchas gotas pequeñas de igual masa. Así, para una misma temperatura ambiente y una misma tasa de acreción, la gota más grande será capaz de proveer menor cantidad de vapor a la superficie del granizo que las gotas pequeñas en conjunto. Esto también contribuye a explicar el **cargado negativo/positivo** del granizo empleando gotas **más grandes/más pequeñas**.
- Consideremos ahora el efecto del tamaño de las gotas sobre los cristales de hielo. Marshall y Langleben (1954) demostraron que el crecimiento de los cristales de hielo mejoraba en presencia de un mayor número de gotas de agua en la nube. Para un

mismo contenido de agua líquida, las gotas de agua pequeñas presentaban una superficie mayor y, por lo tanto, generaban un mayor flujo de vapor hacia los cristales de hielo que las gotas de mayor tamaño. Los cristales entonces crecerían más rápido en presencia de gotas más pequeñas. Luego, si los cristales crecen más rápido, cargarán al granizo negativamente de acuerdo con la hipótesis de Baker. Entonces la presencia de gotas **más pequeñas**, considerando este argumento, fomentaría el **cargado negativo** del granizo a diferencia de lo que se sugiere en los incisos previos.

- Finalmente, las gotas de mayor tamaño demoran más tiempo en congelarse sobre la superficie del granizo por lo que los cristales de hielo tienen, por más tiempo, la posibilidad de impactar en una zona de rápido crecimiento. Así, de acuerdo con la hipótesis de Baker, este efecto predice el **cargado positivo/negativo** para gotas **más grandes/más pequeñas**.

Luego, vemos que el espectro de tamaños de las gotas desempeña un papel complejo en el signo de la carga que adquieren dos partículas de hielo cuando colisionan entre sí. Un cambio en una o más en las condiciones anteriores puede modificar el signo de la carga que adquiere un granizo al colisionar con un cristal de hielo.

Los desplazamientos en el valor de la temperatura de inversión del signo de la carga debido a variaciones en la velocidad del flujo de aire observados por Bürgesser *et al.* (2006) pueden explicarse en términos de la Hipótesis de Baker. Una mayor velocidad de impacto de las gotas de agua contra la superficie del granizo produce que las mismas ocupen mayor área sobre dicha superficie, disminuyendo así el tiempo de congelamiento y por ende, el tiempo que las mismas actúan como fuentes de vapor. Esto disminuye la tasa de crecimiento por deposición de vapor del granizo y, de acuerdo con la Hipótesis de Baker, propicia el cargado negativo del mismo y por ende, el desplazamiento de la temperatura de inversión hacia temperaturas más cálidas (Figura 3.11).

Finalmente, empleando la Hipótesis de Baker pueden explicarse los resultados experimentales de estudios de la teoría de electrificación no-inductiva.

3.2.2. Electrificación por Ruptura de Gotas

En presencia de un campo eléctrico vertical interno en una nube de tormenta, una gota de agua que se desplaza verticalmente y es eléctricamente neutra se polarizará tal como lo propone la teoría inductiva. En caso de que la gota se rompa, el resultado serán dos gotas de agua cargadas eléctricamente. Si, en particular, la ruptura se produce en un plano perpendicular al campo eléctrico, las nuevas gotas poseerán igual magnitud de carga, pero de signo opuesto. Evidencias experimentales demuestran que un aumento en la magnitud del campo eléctrico implica un aumento en la magnitud de la carga adquirida por las nuevas gotas. También se ha comprobado que la gota resultante de mayor tamaño llevará carga positiva en la mayoría de los casos [Matthews & Mason, 1963]. Estos investigadores estimaron que esta teoría podría explicar la región de carga positiva encontrada en la zona baja de las nubes de tormenta. Las principales limitaciones de esta teoría radican en la dificultad de que una gota de gran tamaño se rompa por sus propios medios, siendo necesario para la ruptura que la misma colisione con otra gota pero evitando la coalescencia. Además, es poco probable que, en caso de ruptura, la misma ocurra en un plano perpendicular al campo eléctrico y maximice así la carga separada. Estas dificultades reducen considerablemente la cantidad de carga separada y, por lo tanto, dicho mecanismo no es relevante en los procesos de electrificación de las nubes de tormenta.

3.2.3. Electrificación por Fusión del Hielo

Evidencias experimentales han demostrado que, durante su proceso de fusión, un trozo de hielo adquiere carga positiva [Dinger & Gunn, 1946; Drake, 1968]. Se estima que si el proceso de congelamiento ha sido a baja temperatura, pequeñas burbujas de aire pueden haber quedado atrapadas en el interior de la estructura del hielo que luego son liberadas durante la fusión provocando explosiones que remueven carga negativa. De esta manera, resulta el trozo de hielo con carga positiva. La cantidad de carga que adquiere el hielo al derretirse dependerá de la cantidad de burbujas de aire que tenga atrapadas en su interior. Mason (1972) estimó una concentración de carga de aproximadamente 1 C km^{-3} . Para ello supuso una concentración de carga igual a 0.7 nC por gramo de agua derretida de un granizo milimétrico y un contenido de hielo de 2 g m^{-3} . En base a estos resultados

sugirió que este mecanismo es capaz de explicar la región de carga positiva encontrada en la zona baja de las nubes de tormenta.

3.2.4. Electrificación por Efecto Workman-Reynolds

Workman *et al.* (1950) observaron la aparición de una doble capa eléctrica en la interfase hielo-agua durante el congelamiento de soluciones acuosas diluidas. El signo y la magnitud de este potencial eléctrico resultó sensible a la naturaleza y la concentración del soluto. Al usarse agua destilada en las experiencias, los efectos eléctricos fueron nulos. El potencial eléctrico aparece durante el progreso del frente de congelamiento y desaparece rápidamente cuando el congelamiento está finalizado. Este efecto es atribuido a la incorporación selectiva de iones de la fase líquida a la sólida durante el congelamiento; el hielo logra potencial negativo con la mayoría de los solutos siendo las sales de amonio la excepción. Durante el congelamiento de una solución de 5×10^{-5} M de hidróxido de amonio, el hielo adquirió un potencial de +240 V con respecto a la fase líquida. Repitiendo la experiencia con una solución de 10^{-4} M de cloruro de sodio se obtuvo un potencial de -30 V con respecto al líquido.

Los granizos se encuentran más calientes que su ambiente debido a la absorción del calor latente liberado sobre su superficie por las gotas de agua sobreenfriadas que acrecionan sobre él. Como el granizo se encuentra cayendo en el interior de la nube, si el contenido de agua líquida es lo suficientemente alto, el granizo podría alcanzar los 0 °C y comenzar a derretirse alcanzando así el crecimiento húmedo. En algún punto, si el espesor de la capa de agua líquida crece lo suficiente, podría esperarse el Efecto Workman-Reynolds debido a las impurezas químicas presentes en las partículas de nube resultando así el granizo con carga negativa. La principal dificultad que presenta este mecanismo es que solo funciona a temperaturas cercanas a los 0 °C y por lo general, el contenido de agua líquida presente en las nubes de tormenta no es suficiente para que el granizo alcance dicha temperatura.

3.2.5. Electrificación por Efecto Termoeléctrico

La movilidad de los iones H^+ es mucho mayor que la de los iones OH^- y en ambos casos, la movilidad aumenta con la temperatura. En un bloque de hielo con un gradiente

de temperatura en la dirección de su longitud, el extremo más cálido adquirirá carga neta negativa debido a la rápida difusión de los iones H^+ desde ese punto. Del mismo modo, si dos piezas de hielo a diferentes temperaturas son puestas momentáneamente en contacto, la pieza más cálida resultará cargada negativamente como consecuencia de la mayor difusividad de los iones H^+ . Numerosos experimentos fueron llevados a cabo, donde cristales de hielo crecidos por deposición de vapor o gotas congeladas interactúan con un blanco recubierto de hielo el cual es artificialmente calentado [Baker *et al.*, 1987; Jayaratne *et al.*, 1983; Reynolds *et al.*, 1957]. Los resultados muestran en todos los casos que la partícula más cálida adquiere carga negativa. Aunque este efecto resulte atractivo para explicar la separación de carga que se observa en las nubes de tormenta, el número de iones presentes en el hielo es incapaz de justificar la magnitud de la carga adquirida por las partículas de hielo interactuantes.

3.2.6. Electrificación por diferencias en el Potencial Superficial

En su estudio del año 1969, Takahashi determinó el potencial eléctrico superficial del hielo bajo diversas condiciones [Takahashi, 1969]. Cuando el hielo era calentado y una fina lámina líquida aparecía sobre su superficie, el mismo adquiría un potencial negativo igual a -100 mV con respecto a la superficie seca del hielo. El autor justificó sus resultados basándose en que los iones H^+ y OH^- están más concentrados en el agua en estado líquido que en su estado sólido debido a sus diferentes energías de activación. Al mismo tiempo, los iones H^+ tienen mayor movilidad y, por ende, difundirán más fácilmente desde el agua líquida hacia el hielo. Cálculos teóricos realizados por el autor arrojaron un potencial de -150 mV para el agua con respecto del hielo lo que está en concordancia con los resultados obtenidos experimentalmente. El autor sugirió que este mecanismo podría explicar la carga positiva adquirida por los granizos en condiciones de crecimiento húmedo en las regiones bajas de las nubes de tormenta. Takahashi (1978) observó que, en el aire ionizado, si la superficie de hielo se encuentra sublimando, el mismo adquiere carga negativa mientras que si se encuentra creciendo por deposición de vapor, adquiere carga positiva con una diferencia de potencial de 200 mV entre ambos casos. Subsecuentes experimentos confirmaron estos resultados [Baker *et al.*, 1987; Caranti *et al.*, 1991; Jayaratne *et al.*, 1983]. Solo Caranti *et al.* (1980), quienes repitieron el experimento de Takahashi, no pudieron encon-

trar ninguna diferencia de potencial entre las superficies del hielo sublimando y creciendo por deposición de vapor. Sin embargo, sí reportaron una apreciable diferencia de potencial durante el crecimiento por acreción donde la superficie acrecida adquirió un potencial de unos cientos de mV con respecto a la superficie no acrecida. Los autores reportaron incrementos en el potencial a medida que la temperatura decrecía alcanzando un valor crítico de -400 mV a -15 °C. Baker *et al.* (1987) llevaron a cabo mediciones del cargado eléctrico adquirido por un granizo expuesto a colisiones con cristales de hielo y que era artificialmente calentado o enfriado con respecto a la temperatura ambiente. Encontraron que el granizo, al calentarse, adquiriría carga negativa mientras que, al enfriarse, adquiriría carga positiva. Caranti *et al.* (1991) encontraron resultados similares advirtiendo que un granizo con una temperatura superior a la temperatura ambiente estaría siempre sublimando. Incluso en un ambiente sobresaturado, es necesario calentar solo 1 °C el granizo para que este comience a sublimar si la temperatura ambiente es de -10 °C y 2 °C si la temperatura ambiente desciende a -20 °C. Los autores concluyeron que la dependencia del signo del cargado del granizo no era debido a la temperatura del mismo sino debido a su estado de crecimiento o sublimación. Para entonces, Baker *et al.* (1987) ya habían sugerido que el signo de cargado del granizo era controlado por las tasas de crecimiento por deposición de vapor relativas de las partículas de hielo interactuantes resultando la partícula con crecimiento más rápido, con carga positiva (Hipótesis de Baker).

3.2.7. Electrificación por Fragmentación del Hielo

Caranti *et al.* (1991) estudiaron las colisiones individuales entre esferas de hielo de 100 μm de diámetro y un granizo creciendo por deposición de vapor. Los autores observaron que numerosos y pequeños fragmentos de hielo habían sido separados del granizo como consecuencia de las colisiones. El signo de la carga adquirida por el granizo era positivo y su magnitud se incrementaba a medida que la temperatura del granizo disminuía por debajo de la temperatura ambiente. Los autores consideraron que la fragmentación del hielo era responsable, al menos en un porcentaje, del cargado eléctrico adquirido por el granizo. Los pequeños fragmentos de hielo, con forma puntiaguda, debían estar más cálidos que el granizo debido al calor latente generado en tales puntos. Esto generaba un gradiente de temperatura a lo largo de las puntas de hielo y orientado hacia el granizo.

Las puntas, al ser quebradas generaban una separación de carga, quedando el lado más frío, el granizo en este caso, cargado positivamente. Los autores demostraron que, si revertían el gradiente de temperatura, el signo de la carga adquirida por el granizo también se revertía. Al calentar el granizo internamente, las puntas comenzaban a sublimar y se enfriaban debido a la liberación de calor latente producto de la sublimación. El signo de la carga eléctrica transferida podía entonces explicarse en términos del efecto termoelectrico, teniendo en cuenta limitaciones del mismo. Caranti *et al.* (1991) propusieron entonces una hipótesis modificada basada en la ruptura de los enlaces del hidrógeno en el hielo durante el proceso de fragmentación. Realizando unos cálculos simplificados, ellos demostraron que el proceso propuesto podía explicar la magnitud de la carga transferida. Caranti *et al.* (1991) mostraron que los fragmentos de hielo que eran separados del granizo adquirirían carga igual y opuesta a la del mismo. No había dudas de que las esferas de 100 μm que impactaban a 8 m s^{-1} contra el blanco eran capaces de provocar la separación de estos fragmentos. Sin embargo, existen experimentos donde la carga es transferida aún cuando las partículas de hielo son cristales de hielo cuyas dimensiones no superan los 10 μm . Estas partículas tienen energías mucho menores a las de las esferas de los experimentos de Caranti *et al.* (1991) y es poco probable que sean capaces de fragmentar el hielo. Griggs y Choulaton (1986) demostraron en sus experimentos que las protuberancias producto de acreciones o escarchas pueden ser sorprendentemente fuertes. Esferas de vidrio de 485 μm de diámetro impactando a 20 m s^{-1} contra el blanco fueron necesarias para fracturar incluso los depósitos de acreción más frágiles que estudiaron. Finalmente, Jayaratne *et al.* (1983) no detectaron fragmentos de hielo durante sus experimentos de cargado eléctrico debido a colisiones entre partículas de hielo lo que pone en duda la eficiencia de este mecanismo.

3.3. Objetivos

El objetivo general de esta tesis es realizar un estudio experimental del mecanismo de electrificación no-inductivo bajo condiciones ambientales representativas de la región estratiforme de las nubes de tormenta y, por otro lado, en condiciones de crecimiento húmedo. Como se ha descrito anteriormente, distintos trabajos muestran que el signo y la magnitud de la carga adquirida por un granizo debido a colisiones con cristales de hielo,

dependen de la temperatura, del contenido de agua líquida [Takahashi, 1978; Saunders *et al.*, 1991], de la velocidad de colisión [Bürgesser *et al.*, 2006] y del espectro de tamaño de gotas de agua y de cristales de hielo que forman la nube [Saunders *et al.*, 1999, Ávila *et al.*, 1998, 1999; Ávila & Pereyra, 2000]. En base a estos resultados experimentales, se ha supuesto que este mecanismo es incapaz de operar en ausencia de gotas de agua sobreenfriadas y bajo condiciones de crecimiento húmedo del granizo. Sin embargo, existe evidencia experimental [Jayaratne *et al.*, 1983; Jayaratne y Saunders, 2016] que indica que, bajo estas condiciones, cuando colisionan dos partículas de hielo, se produce una transferencia de carga relevante. En vista de esta controversia, se propone realizar un estudio sistemático del signo y la magnitud de la carga adquirida por un granizo debido a colisiones con cristales de hielo, bajo las condiciones ambientales mencionadas.

4. Mediciones experimentales bajo condiciones estratiformes

4.1. Motivación y objetivo

Numerosos trabajos experimentales han abordado el estudio del mecanismo de electrificación no-inductivo bajo la influencia de parámetros microfísicos tales como el contenido efectivo de agua líquida (EW), la temperatura ambiente (T_a), la velocidad de colisión (V) y el espectro de tamaño de gotas sobreenfriadas [Reynolds *et al.* 1957; Takahashi, 1978; Jayaratne *et al.* 1983; Saunders *et al.*, 1991; Ávila *et al.*, 1998, 1999; Ávila & Pereyra, 2000; Bürgesser *et al.*, 2006]. Siempre se ha supuesto como condición necesaria para el funcionamiento de dicho mecanismo de electrificación la presencia de agua sobreenfriada, a pesar de que los resultados de Jayaratne *et al.* (1983) evidencian transferencia de carga en ausencia de gotas de agua sobreenfriadas. Basados en estos resultados experimentales, los modelos numéricos de la actividad eléctrica de las nubes de tormenta, tal como el propuesto por Mansell *et al.* (2005), asumen que no hay transferencia de carga durante la colisión entre partículas de hielo si no hay gotas de agua sobreenfriadas presentes. Esta suposición afecta los resultados de las simulaciones, principalmente en la región estratiforme de las nubes de tormenta, donde mediciones de campo han determinado la presencia de partículas de hielo cargadas eléctricamente y mediciones experimentales, como las realizadas por Ávila *et al.* (2013), han demostrado que existe transferencia de carga en tales condiciones.

Con la intención de extender los resultados obtenidos por Ávila *et al.* (2013) hemos llevado a cabo mediciones experimentales para estudiar la eficacia del mecanismo de electrificación no-inductivo en ausencia de gotas de agua sobreenfriadas. Analizamos también la influencia de la variación de la sobresaturación del vapor de agua con respecto al hielo en el signo y la magnitud de la carga transferida durante la colisión entre las partículas de hielo y estimamos la magnitud de la carga eléctrica transferida en cada colisión. Las mediciones fueron realizadas en un rango de temperatura ambiente entre $-7\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-21\text{ }^{\circ}\text{C}$, a una velocidad de colisión de 3 m s^{-1} y bajo contenido nulo de agua líquida.

Los resultados aquí obtenidos son de utilidad en el desarrollo de parametrizaciones de la carga transferida por colisión considerando el mecanismo de electrificación no-inductivo en condiciones ambientales representativas de la región estratiforme de las

nubes de tormenta.

4.2. Dispositivo experimental

Las mediciones fueron llevadas a cabo en el interior de una cámara de frío la cual es capaz de alcanzar temperaturas de hasta $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ y regular la temperatura con una precisión de $1\text{ }^{\circ}\text{C}$. El arreglo experimental empleado en las mediciones y, que se encuentra en el interior de la cámara de frío, puede verse en detalle en la Figura 4.1.

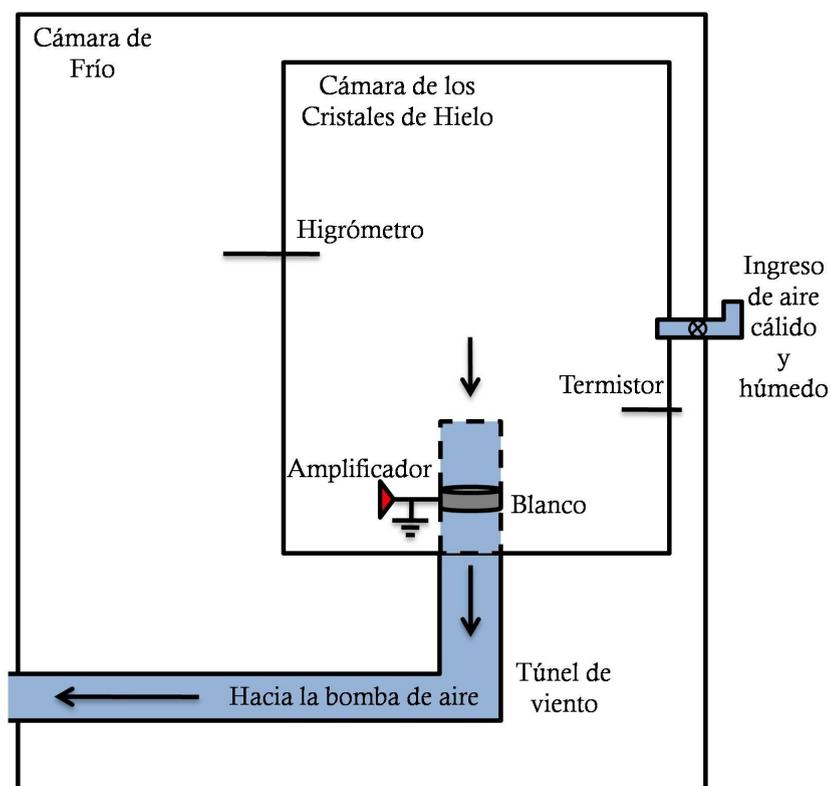


Figura 4.1: Arreglo experimental empleado en las mediciones.

Dentro de la cámara de frío se ubicó una subcámara, cuyas dimensiones son $0.6 \times 0.9 \times 1.8\text{ m}^3$. La subcámara, denominada de aquí en adelante cámara de los cristales de hielo (CCH), fue empleada en la formación de la nube de cristales de hielo y como reservorio de la misma. En una de las caras laterales de la CCH se instaló un pequeño conducto que comunica la CCH con el exterior de la cámara de frío y que permite el ingreso de aire cálido y húmedo desde el exterior cuando el conducto es abierto. Es importante aclarar

que tanto la cámara de frío como la cámara de los cristales de hielo no se encuentran herméticamente selladas, por lo que el ingreso y egreso de aire no afecta la presión la cuál se mantiene a la presión atmosférica. En la base de la CCH se dispuso verticalmente un túnel de viento de 10 cm de diámetro y dentro del mismo se ubicó transversalmente el blanco que simula un granizo.

El blanco consistió en una red metálica conformada por cilindros de 2 mm de diámetro y separados entre sí 15 mm (Figura 4.2). Tal separación permite suponer que las líneas de flujo que atraviesan el blanco son exclusivamente gobernadas por el diámetro de cada cilindro individual y, por ende, que cada cilindro es un granizo independiente. Resultados de experimentos previos realizados con contenido de agua líquida bajo o nulo muestran que la magnitud de la corriente eléctrica que fluye por el granizo, en tales condiciones, puede ser muy pequeña (< 1 pA) [Jayaratne *et al.*, 1983; Saunders *et al.*, 2001; Ávila *et al.*, 2013]. Es por ello que el uso de una red como blanco, en lugar de un único cilindro, permite aumentar el número de cristales de hielo que colisionan con el granizo debido a la mayor área efectiva y, por ende, aumentar también la corriente eléctrica de cargado del mismo.

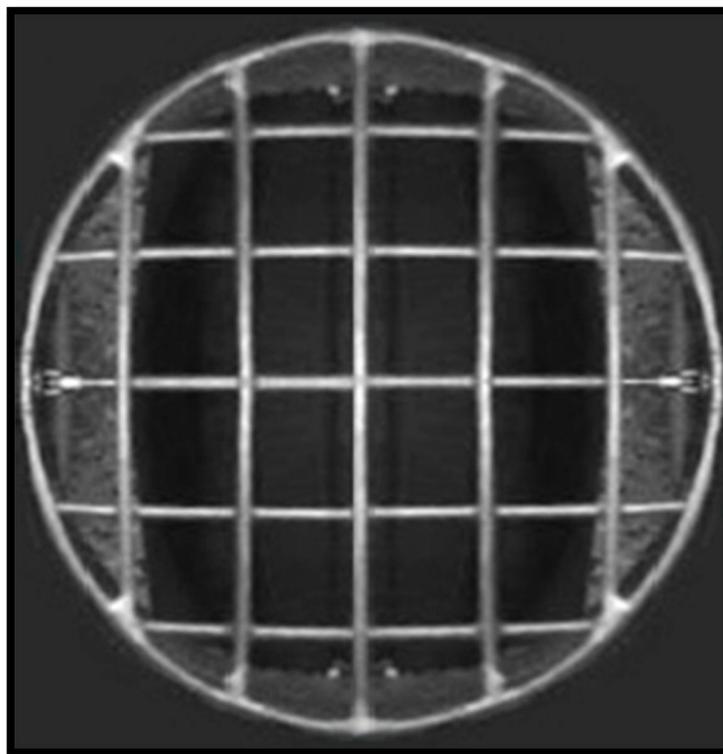


Figura 4.2: Fotografía del blanco metálico empleado en las mediciones.

El túnel de viento se conectó a una bomba de aire ubicada en el exterior de la cámara de frío. Esta bomba generaba un flujo de aire en el interior del túnel de viento y permitía la regulación de la velocidad del mismo mediante el control de la potencia entregada a la misma. La relación entre el voltaje que se le suministraba a la bomba y la velocidad del flujo de aire en el interior del túnel de viento fue determinada con una incerteza de $\pm 0.5 \text{ m s}^{-1}$ empleando un anemómetro.

Los valores de sobresaturación con respecto al hielo (S_h) y de la temperatura ambiente (T_a) fueron registrados durante los experimentos empleando un higrómetro (EE31 Series Model D. E+E Elektronik) y un termistor, los cuales fueron ubicados en el interior de la CCH como se indica en la Figura 4.1. El termistor ubicado en la CCH fue previamente calibrado determinando la relación entre los valores de resistencia y las distintas temperaturas a las cuales se expuso el mismo. El higrómetro también fue previamente calibrado empleando un higrómetro patrón.

El blanco fue conectado a un amplificador de corriente, con una ganancia de 10^{10} , cuya señal fue adquirida y registrada por una PC durante el tiempo de medición. La incer-

teza de la señal de corriente fue establecida en 1 pA [Pereyra, 2002]. También se registraron los valores de S_h y de T_a obtenidos por el higrómetro y el termistor, respectivamente.

La temperatura de la CCH fue considerada la temperatura ambiente (T_a) durante cada medición y su valor no varió más de 2 °C durante el tiempo de medición. Mediante experimentos auxiliares fue posible determinar una variación máxima de S_h de 2% en distintos puntos de la CCH. Tomando esto en consideración, se estableció como incerteza de las mediciones realizadas con el higrómetro, el valor de 2%.

4.3. Procedimiento experimental

Para que el blanco pudiera ser considerado representativo de un granizo era necesario recubrirlo de hielo antes de llevar a cabo cada medición. Para ello, una vez alcanzada la temperatura deseada en la cámara de frío, la red era rociada con un flujo de pequeñas gotas de agua generadas con un nebulizador. De esta manera, se formaba una capa de hielo de acreción sobre la red que simulaba las condiciones superficiales de un granizo.

Una vez lograda una cobertura uniforme de hielo sobre toda la superficie de la red, se procedía a la formación de la nube de cristales de hielo habilitando el ingreso de aire cálido y húmedo desde el exterior hacia la CCH. Esto resultaba en una mezcla isobárica de dos masas de aire, una cálida y sobresaturada con respecto al hielo y otra fría y subsaturada con respecto al hielo. Luego de la mezcla, la masa de aire se enfriaba hasta alcanzar la temperatura de la cámara y se lograba un incremento en el valor de la sobresaturación con respecto al hielo en el interior de la CCH debido a la no-linealidad de la ecuación de Clausius-Clapeyron [Curry & Webster, 1999] (ver apéndice 7.1). De las mediciones experimentales, se observó que era necesaria una sobresaturación respecto al hielo mínima del 5% para activar los núcleos de hielo presentes en la CCH. Para lograr dicha activación, se accionaba una jeringa cuyo pivote se encontraba tapado con un capuchón. Al presionarse el émbolo, la presión dentro de la jeringa aumentaba hasta que el capuchón se desprendía liberando instantáneamente el aire del interior de la jeringa y provocando una rápida expansión de dicho volumen de aire. Esta expansión, que puede considerarse adiabática, producía un enfriamiento localizado del aire, activando los núcleos de hielo [Ávila *et al.*, 2013]. Estos comenzaban a crecer a expensas del vapor de agua disponible en el ambiente dando así inicio a la formación de la nube de cristales de hielo.

Cuando la bomba de aire era encendida, el flujo de aire en el interior del túnel de viento arrastraba los cristales de hielo presentes en la CCH y los conducía hacia el blanco provocando la colisión entre ambos. La corriente eléctrica que fluía por el blanco como consecuencia de dichas colisiones era registrada a lo largo de la medición junto con los valores de S_h y de T_a .

A continuación, enunciamos más detalladamente los pasos seguidos para llevar a cabo una medición:

1. Se configuró la cámara de frío a la temperatura deseada.
2. Se recubrió el blanco de hielo rociándolo con un flujo de pequeñas gotas de agua generado por un nebulizador.
3. Se ingresó aire cálido y húmedo en la CCH hasta alcanzar una sobresaturación con respecto al hielo superior al 5 %.
4. Se activaron los cristales de hielo mediante el accionamiento de la jeringa en el interior de la CCH.
5. Se permitió el crecimiento de los cristales de hielo durante 60 segundos.
6. Se inició el flujo de aire en el túnel de viento dando lugar a las colisiones entre el blanco y los cristales de hielo.
7. Se registraron los valores de sobresaturación, temperatura ambiente y corriente eléctrica en función del tiempo durante la medición.

4.4. Tamaños y hábitos de los cristales de hielo

Muestras de los cristales de hielo fueron tomadas en el interior de la CCH para tres diferentes valores de T_a : $-7.5\text{ }^{\circ}\text{C}$, $-13\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ y a dos tiempos diferentes: inmediatamente luego de la activación de los núcleos de hielo y dos minutos después de dicho evento. Este último tiempo es equivalente a la duración típica de una medición.

La toma de muestras de cristales de hielo se realizó mediante el barrido de la nube de cristales de hielo con placas de vidrio de 4mm de ancho recubiertas de Formvar al 5 %. Luego del secado de las placas de vidrio recubiertas de la lámina plástica (Formvar), las

mismas fueron inspeccionadas empleando un microscopio óptico y variedades de tamaños y formas de los cristales de hielo pudieron observarse. Un mayor detalle de esta técnica de muestreo puede leerse en Schaefer (1956).

Se estimó una concentración de cristales de hielo entre 4000 y 40000 cristales por litro. Se consideró como tamaño característico de cada cristal de hielo al diámetro del círculo en el cuál quedaba circunscrito. Dicho diámetro fue denominado dimensión máxima del cristal. La distribución de tamaños de los cristales de hielo para las tres T_a y los dos tiempos diferentes puede verse en los diagramas de cajas en la Figura 4.3. La media y la mediana de la distribución de tamaños están representadas por el cuadrado y la línea horizontal en el interior de las cajas, respectivamente. Las cajas indican la desviación estándar y los bigotes indican los valores mínimos y máximos de tamaños. Los tamaños de los cristales de hielo se extienden hasta los 340 μm y los valores de las medianas están entre 7 y 20 μm en el muestreo inicial y entre 10 y 25 μm en muestras tomadas luego de 2 minutos de iniciada la formación de la nube de cristales.

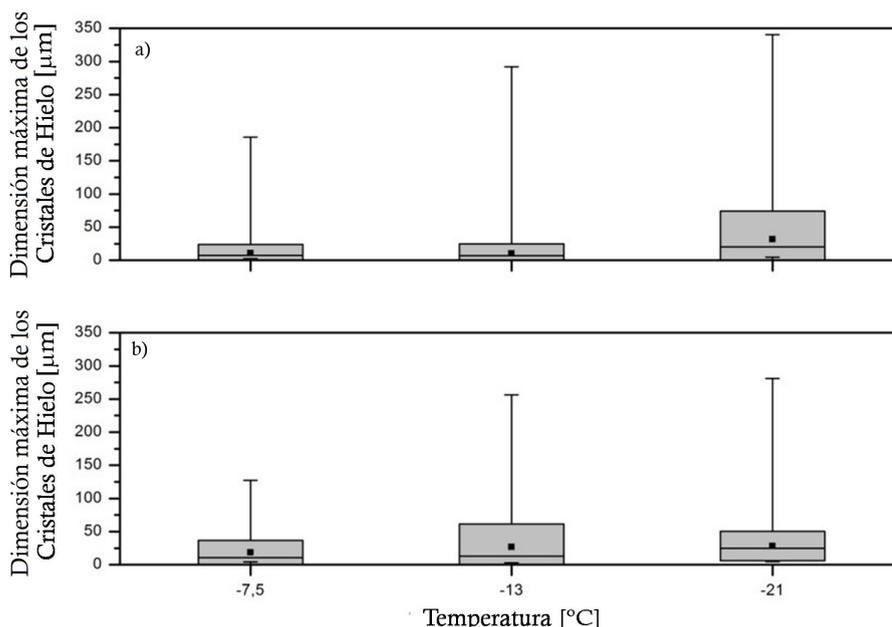


Figura 4.3: Diagrama de cajas para los tamaños de los cristales de hielo para tres valores de T_a : -7.5 °C, -13 °C y -21 °C, (a) inmediatamente luego de la activación de los núcleos de hielo y (b) dos minutos luego de dicha activación. Los cuadrados y las líneas horizontales dentro de las cajas indican la desviación el valor de la media y la mediana de la distribución respectivamente. Las cajas indican la desviación estándar y los bigotes indican los valores máximos y mínimos de los tamaños de los cristales de hielo.

Para cada temperatura, el tamaño de los cristales de hielo aumentaba a medida que

transcurría el tiempo ya que los mismos se encontraban creciendo a expensas del vapor de agua disponible en el ambiente sobresaturado con respecto al hielo de la CCH. También se observaba un incremento en los tamaños de los cristales de hielo para temperaturas ambiente más bajas. Esto se debe a que es posible alcanzar sobresaturaciones respecto del hielo mayores a temperaturas más bajas y a que la velocidad de crecimiento por deposición de vapor de los cristales de hielo es proporcional a dicha sobresaturación.

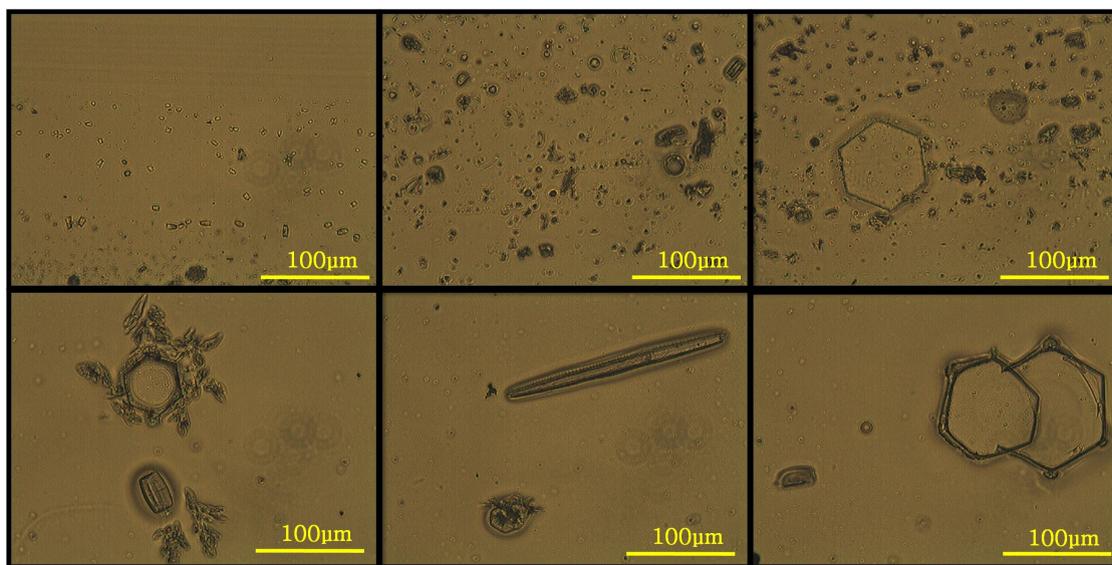


Figura 4.4: Los hábitos de los cristales de hielo observados durante las mediciones. Imágenes tomadas a partir de muestras en Formvar.

En la Figura 4.4 se observan los distintos hábitos cristalinos de los cristales de hielo utilizados en los experimentos. Entre los cristales de hielo podemos distinguir cristales tipo placa, tipo columnas y tipo aguja. Según observaciones de laboratorio recopiladas por Pruppacher y Klett (2012), los cristales tipo placa son habituales a altas temperaturas (> -5 °C) y a temperaturas entre -15 °C y -25 °C si la sobresaturación con respecto al hielo no supera el 10 %. Los cristales tipo columna son típicos a temperaturas superiores a -10 °C y a sobresaturaciones con respecto al hielo cercanas al 5 %. Las agujas se encuentran a temperaturas cálidas que rondan los -5 °C y a valores de sobresaturación con respecto al hielo superiores al 5 %. Luego, estos rangos de temperaturas y valores de sobresaturación se corresponden con los rangos empleados en este estudio, por lo tanto, los hábitos cristalinos encontrados concuerdan con los hábitos esperados.

Además de los hábitos cristalinos ya mencionados, se observan en la Figura 4.4, pequeños cristales de hielo de geometría irregular. La presencia de este tipo de cristales concuerda con cristales observados en regiones estratiformes de nubes de tormenta [Korolev *et al.*, 2000].

4.5. Resultados experimentales

Mediciones experimentales de la transferencia de carga eléctrica a un granizo simulado debido a colisiones con cristales de hielo, que crecen por deposición de vapor de agua, en ausencia de gotas de agua sobreenfriadas fueron llevadas a cabo para temperaturas entre $-7\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-21\text{ }^{\circ}\text{C}$ y a una velocidad de colisión de 3 m s^{-1} . Los valores de sobresaturación con respecto al hielo (S_h) trabajados en las mediciones se encuentran entre 6% y 16%.

En la Figura 4.5 se muestra una medición típica. El panel superior muestra la corriente eléctrica de cargado del granizo registrada y el panel inferior, los valores de T_a y S_h en función del tiempo de medición. Esta medición fue realizada a una temperatura ambiente cercana a $-14\text{ }^{\circ}\text{C}$ y a una sobresaturación del 14%. Las flechas verdes y rojas indican los instantes en los que el flujo de aire en el túnel de viento fue habilitado o interrumpido, respectivamente. Las variaciones típicas de temperatura ambiente (línea azul) y de sobresaturación respecto al hielo (línea púrpura) durante una medición son mostradas en el panel inferior de la Figura 4.5.

Los intervalos de tiempo donde el flujo de aire en el túnel ha sido interrumpido registran corriente nula debido a que los cristales de hielo no colisionaban con el blanco. Tales interrupciones se han llevado a cabo a lo largo de cada medición con el objetivo de corroborar la ubicación del cero de la corriente, representado por la línea punteada roja. En los momentos en los que el flujo de aire en el túnel de viento se encuentra activo, el granizo registra corriente negativa, debido a la colisión con los cristales de hielo, cuya magnitud oscila entre 1 y 4 pA. El signo de la corriente indica el signo de la carga que adquiere el granizo, siendo en este caso la carga negativa.

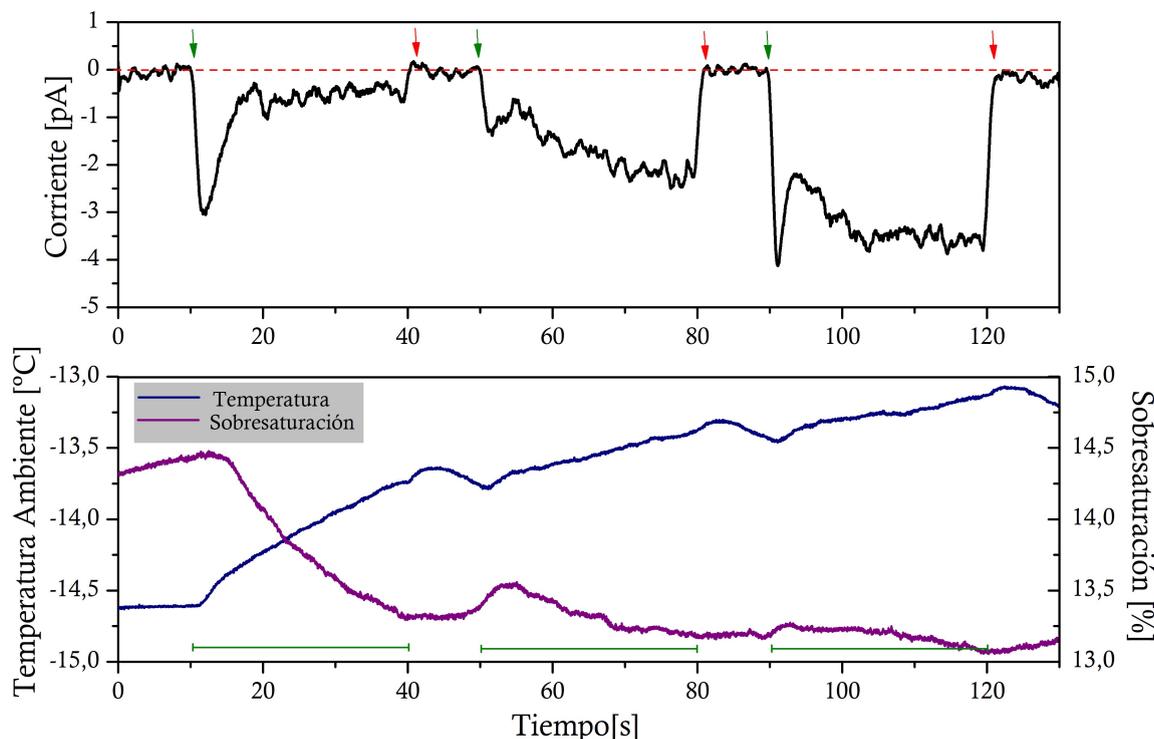


Figura 4.5: En el panel superior se muestra una medición típica. Las flechas verdes y rojas indican cuando se habilitó e interrumpió el flujo de aire, respectivamente. En el panel inferior pueden observarse las variaciones típicas de los valores de temperatura ambiente y sobresaturación durante una medición. El valor de la temperatura en función del tiempo es representado por la línea azul mientras que el valor de sobresaturación respecto al hielo, por la línea púrpura. Los segmentos verdes indican los intervalos temporales donde el flujo de aire en el túnel de viento estuvo activo.

Los valores graficados en el panel inferior de la Figura 4.5 corresponden a las condiciones ambientales registradas en la medición. Los segmentos verdes indican los intervalos de tiempo cuando el flujo de aire estuvo habilitado. Inicialmente, la temperatura ambiente es constante. Cuando el flujo de aire es habilitado, la misma comienza a ascender. Cuando el flujo de aire es interrumpido la temperatura comienza a descender nuevamente. Inmediatamente luego de que el flujo es nuevamente habilitado la temperatura continúa su ascenso. El comportamiento de la sobresaturación respecto al hielo es opuesto. Durante los intervalos de tiempo con flujo de aire activo se registra un descenso de dicho valor. Estas variaciones en la temperatura y humedad se deben a que la CCH no tiene una temperatura y humedad uniforme. La variación de la temperatura ambiente no supera los 2 °C, mientras que, la variación en la sobresaturación respecto al hielo durante la medición no supera el 2%. Estos resultados sustentan los valores de incerteza asignados a tales

variables experimentales.

De las numerosas mediciones llevadas a cabo resulta la Figura 4.6 que muestra los resultados obtenidos. Cada círculo representa una medición con sus correspondientes valores medios de temperatura ambiente y de sobresaturación. Los círculos llenos representan mediciones donde el granizo adquirió carga eléctrica negativa durante toda la medición mientras que los círculos vacíos representan mediciones con carga eléctrica positiva.

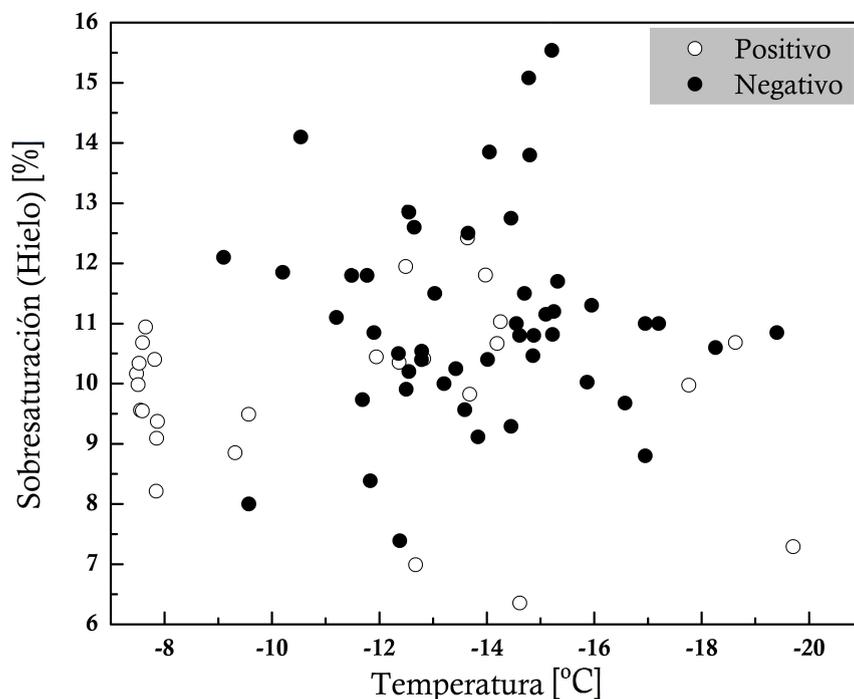


Figura 4.6: Los círculos llenos representan condiciones de temperatura y sobresaturación para las cuales el granizo adquirió carga negativa, mientras que los círculos vacíos representan la adquisición de carga positiva.

Para temperaturas inferiores a $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$, puede verse que hay una predominancia del cargado negativo del granizo. A temperaturas mayores a $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$, el signo de la carga adquirida por el granizo resultó principalmente positivo.

4.6. Análisis de los resultados

En la Figura 4.7 se muestran los resultados obtenidos y además se incluye una línea sólida que representa los valores de T_a y de S_h para los cuáles la saturación con respecto al agua es alcanzada. Tal límite teórico es determinado a partir de la ecuación

de Clausius-Clapeyron (ver apéndice 7.1). La región por encima de la curva se encuentra sobresaturada con respecto al agua, mientras que la región por debajo de dicha curva se encuentra subsaturada con respecto al agua.

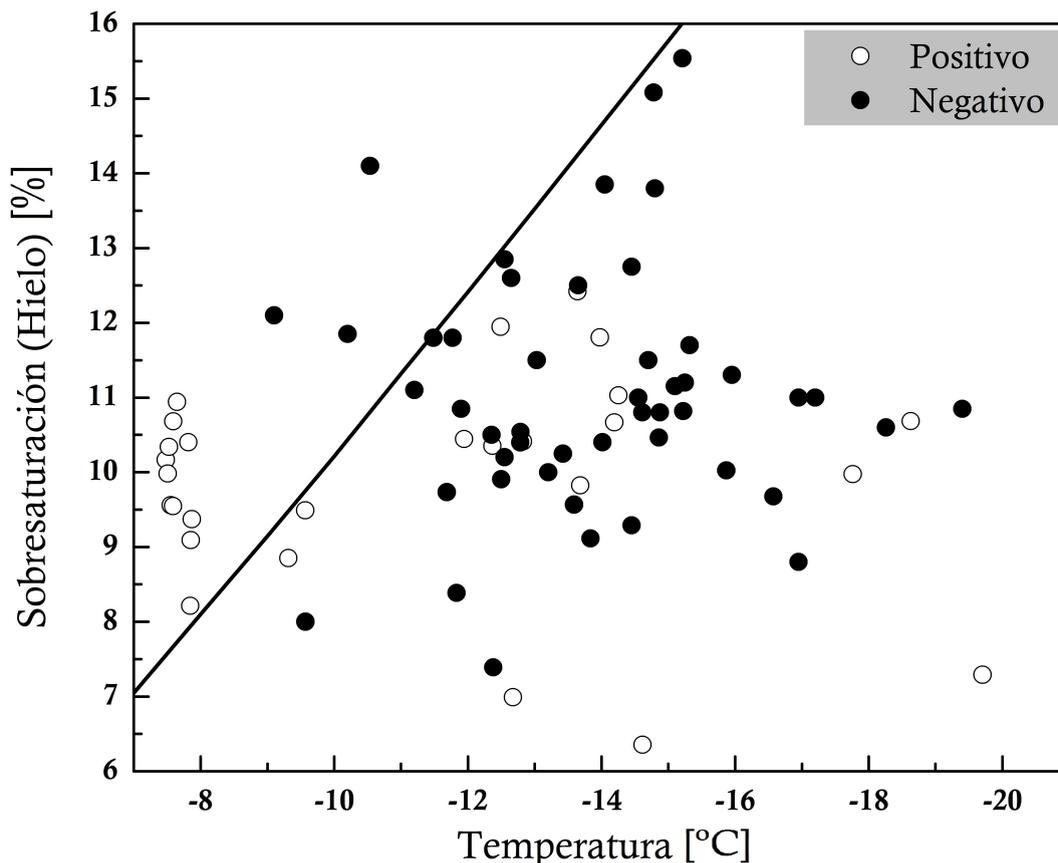


Figura 4.7: Los círculos llenos representan condiciones de temperatura y sobresaturación para las cuales el granizo adquirió carga negativa, mientras que los círculos vacíos representan la adquisición de carga positiva. La línea sólida representa la curva de saturación con respecto al agua.

Los resultados que se observan en la Figura 4.7 están de acuerdo con la hipótesis de Baker previamente descrita en la sección 3.2.1 de esta tesis [Baker *et al.*, 1987]. A temperaturas inferiores a -10°C , el signo de cargado del granizo es predominantemente negativo. En las condiciones ambientales de esta región tanto, los cristales de hielo como el granizo, se encuentran creciendo por deposición de vapor de agua. Dado que las dimensiones del granizo son mayores que las del cristal de hielo y, que la tasa de crecimiento por deposición de vapor es inversamente proporcional a las dimensiones de la partícula, se

espera que los cristales de hielo crezcan a mayor tasa que el granizo por lo que la hipótesis de Baker sugiere que el granizo adquirirá signo negativo y los resultados experimentales coinciden con esto.

Las mediciones realizadas a temperaturas superiores a los $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ se encuentran, en su mayoría, ubicadas por encima de la curva de saturación con respecto al agua. En estos casos, los resultados muestran que el signo de la corriente que adquiere el granizo durante colisiones con cristales de hielo es predominantemente positivo. Estos resultados experimentales también están de acuerdo con la hipótesis de Baker si se tiene en cuenta que al estar ahora el ambiente sobresaturado con respecto al agua, cabe la posibilidad de que haya habido gotas de agua sobreenfriadas presentes que colisionaran con el granizo y congelaran sobre su superficie. Si esta fue la situación, estas gotas han servido como fuentes extras de vapor de agua sobre la superficie del granizo lo que ha incrementado su tasa de crecimiento por deposición a tal punto de superar la tasa de crecimiento de los cristales de hielo. Ante esto, la hipótesis de Baker sugiere un cargado positivo del granizo y los resultados experimentales coinciden con ello. La presencia de esta región de carga positiva a temperaturas cálidas, y a bajos contenidos de agua líquida, concuerda con resultados experimentales de otros autores en condiciones ambientales similares [Takahashi, 1978; Ávila *et al.*, 2013].

Los resultados aquí obtenidos, y presentados en la Figura 4.6, y los obtenidos por Saunders *et al.* (2001) concuerdan. Los mencionados autores llevaron a cabo experimentos donde registraron el signo y la magnitud de la carga adquirida por un granizo durante colisiones con cristales de hielo. Las mediciones experimentales fueron realizadas en ausencia de gotas de agua sobreenfriadas mientras un suministro de aire húmedo o seco era introducido en la cámara de nube y a temperaturas entre $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$. Los resultados muestran que el granizo adquiría carga negativa cuando aire húmedo era ingresado a la cámara de nube y carga positiva si el ingreso de aire húmedo era suspendido o bien, si el aire ingresado era seco. Los autores argumentaron que el ingreso de aire húmedo propiciaba el crecimiento por deposición de vapor de las partículas de hielo y que los cristales de hielo, debido a sus dimensiones, crecían a una tasa mayor que el granizo, de acuerdo con la Ecuación 2.2. Esto conducía al cargado negativo del granizo de acuerdo con la hipótesis de Baker. Estos resultados coinciden con los del presente trabajo en el rango de

temperaturas indicado. Cuando el ingreso de aire húmedo era suspendido o aire seco era ingresado, el ambiente pasaba a estar subsaturado con respecto al hielo lo que provocaba la sublimación de las partículas de hielo. Dadas las dimensiones, los cristales de hielo sublimaban más rápido que el granizo, lo que provocaba que adquirieran carga negativa dejando al granizo cargado positivamente.

Ávila *et al.* (2013) llevaron a cabo mediciones de la carga adquirida por un granizo cilíndrico de 2 mm de diámetro durante colisiones con cristales de hielo bajo condiciones representativas de la región estratiforme de las nubes de tormenta. Trabajaron a bajo contenido efectivo de agua líquida no superando los 0.5 g m^{-3} y en un rango de velocidades de colisión entre $1\text{-}3 \text{ m s}^{-1}$. Los resultados de los autores se muestran en la Figura 4.8 y confirman que las condiciones microfísicas de la región estratiforme de las nubes de tormenta conducen a un cargado positivo del granizo a temperaturas más cálidas y a un cargado negativo a temperaturas más frías a medida que se incrementa la velocidad de colisión. Estos resultados son consistentes con las observaciones de una estructura eléctrica dipolar en la región estratiforme de las nubes de tormenta (Figura 3.1).

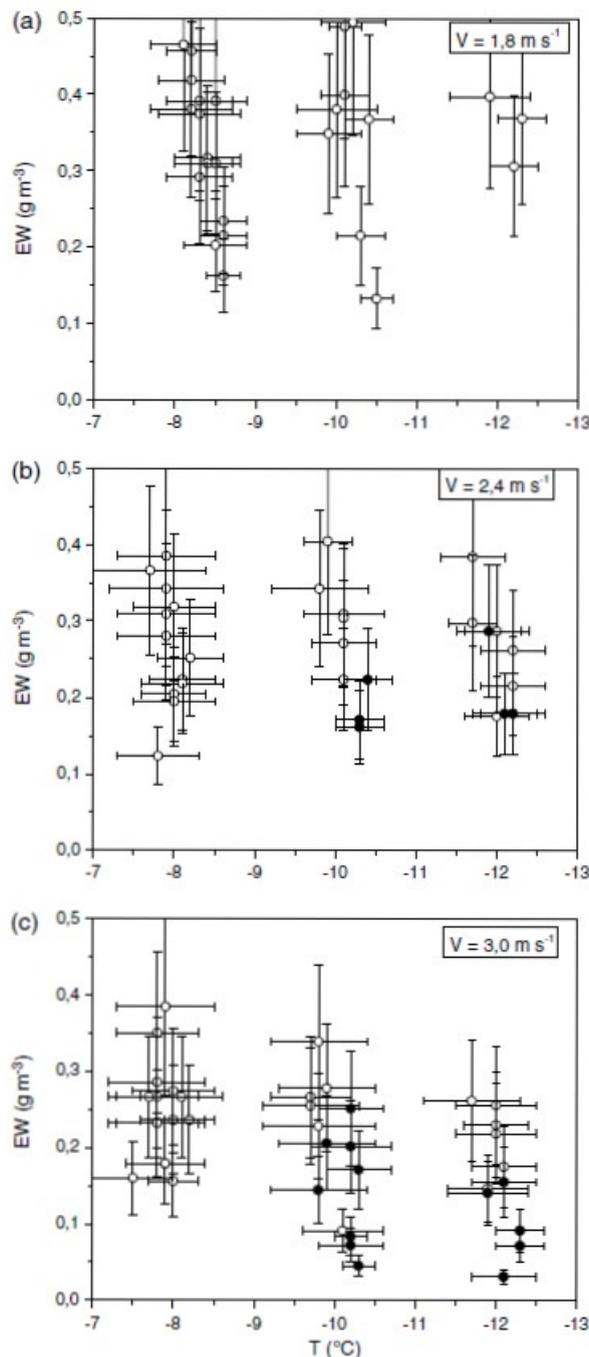


Figura 4.8: Resultados experimentales de Ávila *et al.* (2013) donde se observa el signo de cargado del granizo en función de EW y de la temperatura ambiente para tres velocidades de colisión diferentes: a) 1.8 m s^{-1} , b) 2.4 m s^{-1} y c) 3 m s^{-1} . Los círculos llenos indican cargado negativo y los vacíos, cargado positivo.

Los resultados obtenidos en el presente estudio, en conjunto con los resultados de los trabajos previos de Saunders *et al.* (2001) y Ávila *et al.* (2013), proporcionan un diagrama

de signo de la corriente que adquiere el granizo en función de la temperatura ambiente y del valor de la sobresaturación con respecto al hielo (Figura 4.9).

En la figura pueden distinguirse tres regiones de carga:

- una región subsaturada con respecto al hielo, donde tanto el granizo como los cristales de hielo subliman y por ende, el granizo presenta un cargado positivo de acuerdo con los resultados de Saunders *et al.* (2001) y la hipótesis de Baker.
- otra región sobresaturada con respecto al hielo pero subsaturada con respecto al agua donde tanto los cristales de hielo como el granizo se encuentran creciendo por deposición de vapor pero debido a las diferencias en sus dimensiones, los cristales de hielo crecen a mayor tasa, lo que resulta en un granizo cargado negativamente (presentes resultados)
- una región sobresaturada con respecto al agua donde la tasa de crecimiento del granizo es capaz de superar a la tasa de crecimiento de los cristales de hielo debido a la aparición de fuentes extras de vapor sobre la superficie del granizo (gotas de agua congelándose sobre su superficie), lo que promueve su cargado positivo (presentes resultados y resultados de Ávila *et al.* (2013).

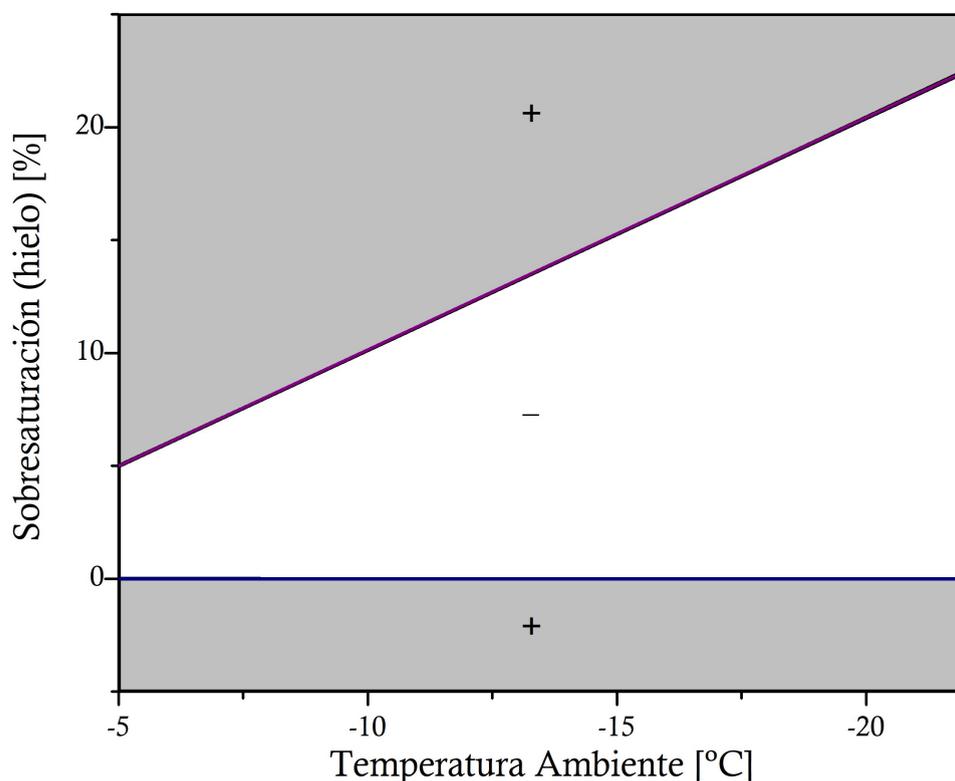


Figura 4.9: Resultados experimentales de Saunders *et al.* (2001), de Ávila *et al.* (2013) y del presente estudio dispuestos en un diagrama de signos en función de la temperatura y del valor de la sobresaturación. La línea violeta representa la curva de saturación con respecto al agua y la línea azul, la curva de saturación con respecto al hielo. Las áreas grises y blancas indican las regiones donde el granizo adquirió carga positiva y negativa, respectivamente.

4.7. Estimación de la carga transferida por colisión

Para estimar el valor de la carga transferida por colisión (q) se emplearon los valores de corriente eléctrica (CE) registrados durante las mediciones y de la concentración de cristales de hielo (N) determinada a partir de las muestras de cristales de hielo tomadas. Luego, q puede determinarse a partir de la siguiente relación:

$$q = \frac{CE}{np} \quad (4.1)$$

donde n es el número de cristales que colisionan con el granizo por unidad de tiempo y p es la probabilidad de separación de los cristales luego de la colisión. Se toma el valor de p igual a 1 por simplicidad y debido a la falta de información con respecto a esta probabilidad en la literatura. Sin embargo, elegir p igual a 1 es razonable ya que la probabilidad

de adhesión entre partículas de hielo es baja en condiciones de crecimiento seco (bajos contenidos de agua líquida y medias o bajas temperaturas), condiciones presentes en este trabajo. Luego, n es el número de cristales de hielo que colisionan con el granizo por unidad de tiempo y su valor puede estimarse como sigue:

$$n = E_i NVA \quad (4.2)$$

donde A es la sección transversal del blanco, V es la velocidad de colisión entre las partículas de hielo y E_i es la eficiencia de colisión promedio del granizo. El valor $E_i \cdot N$ puede determinarse a partir de las muestras de los cristales de hielo realizadas en Formvar suponiendo que la placa de vidrio tiene la misma eficiencia de colisión que el blanco. Luego, la carga transferida por colisión, q , puede estimarse de:

$$q = \frac{CE}{E_i NVA} \quad (4.3)$$

Teniendo en cuenta que las variaciones de CE en las mediciones fueron entre 1 y 4 pA y las concentraciones de los cristales de hielo (4000-40000 l⁻¹), se puede estimar que el valor de q está entre **0.01 fC** y **0.3 fC**.

Estos valores de q concuerdan con valores estimados por otros autores y en condiciones similares. Por ejemplo, Jayaratne *et al.* (1983) reportaron una carga media por colisión de 0.25 fC a una temperatura de -10 °C y a una velocidad de colisión de 9.8 m s⁻¹. Ávila *et al.* (2013), en rangos similares de temperatura y velocidad de colisión a los del presente trabajo y para bajo contenido de agua líquida (< 0.5 g m⁻³), encontraron que la carga transferida por colisión oscilaba entre 0.01 y 0.2 fC.

4.8. Aplicación a las nubes de tormenta

Willis y Heymsfield (1989) analizaron las observaciones realizadas empleando aeronaves en los alrededores de la isoterma de los 0 °C en la región estratiforme de nubes de tormenta. A partir de las observaciones pudieron determinar que, por encima de dicha isoterma, la concentración de partículas sólidas es elevada y el contenido de agua líquida es prácticamente nulo.

Schuur y Rutledge (2000) realizaron observaciones de dos diferentes sistemas con-

vectivos, a los cuales denominaron simétrico y asimétrico de acuerdo con su estructura precipitativa. Las principales diferencias entre los sistemas radican en sus estructuras microfísica, dinámica y eléctrica. El sistema simétrico muestra una mezcla de partículas de nube con un contenido de agua líquida que no supera los 0.5 g m^{-3} y una estructura eléctrica de cinco capas. Por otro lado, el sistema asimétrico muestra ausencia de contenido de agua líquida por encima de la isoterma de los $-8 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y una estructura eléctrica de tres capas. Los autores observaron, entre las isotermas de $-8 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-16 \text{ }^{\circ}\text{C}$, una región de carga positiva en los sistemas simétricos mientras que tal región no existe en los sistemas asimétricos. En cuanto a las diferencias en la estructura microfísica, encontraron en los sistemas simétricos la presencia de crecimiento dendrítico, el cual es consistente con ambientes saturados con respecto al agua mientras que observaciones en los sistemas asimétricos no mostraron tales características en las partículas de hielo observadas en los mismos niveles. Esto conduce a pensar que los sistemas simétricos poseen agua líquida en dichos niveles mientras que los sistemas asimétricos no. Las diferencias en la estructura de carga de los sistemas convectivos son consistentes con los resultados del presente trabajo donde se encontró que, ante la ausencia de agua líquida, la carga que el granizo adquiere en el mencionado rango de temperatura es principalmente negativa, lo que se corresponde con lo observado en los sistemas asimétricos. Por otro lado, a bajo contenido de agua líquida y en el mismo rango de temperaturas, el cargado del granizo es positivo [Ávila *et al.*, 2013] tal como se observa en los sistemas simétricos.

5. Estudio del cargado eléctrico del granizo bajo condiciones de crecimiento húmedo

5.1. Motivación y objetivo

En este capítulo se detallan los estudios experimentales que hemos realizado con el objetivo de comprender el proceso de electrificación de base de la región convectiva de las nubes de tormenta, donde se encuentra la región inferior de carga positiva (Figura 3.1). Usualmente, las descargas CG (Cloud-to-Ground) transportan carga negativa desde la zona central de carga negativa de las nubes de tormenta hacia la superficie terrestre. De observaciones realizadas por Poehler (1978) en el Centro Espacial Kennedy, podría concluirse que la región inferior de carga positiva no participa en el proceso de descargas [Poehler, 1978]. Sin embargo, existen otros trabajos como el de Clarence & Malan (1957) y Williams (1989), que indican que la región inferior de carga positiva podría ser la responsable del inicio de las descargas eléctricas de tipo CG.

Dados estos posibles indicios, la región inferior de carga positiva presente en las nubes de tormenta debe ser tomada en cuenta en los estudios de las descargas eléctricas y, para esto, es necesario un mejor entendimiento del proceso de electrificación de dicha región.

Los estudios experimentales llevados a cabo en la presente tesis tienen por objetivo evaluar el funcionamiento del mecanismo no-inductivo en condiciones representativas de la región inferior de carga positiva; esto es, valores de temperatura ambiente cercanos a los 0°C, elevados contenidos de agua líquida y velocidades de colisión de las partículas de hielo entre 8 y 13 m s⁻¹. Es importante tener en cuenta que tales condiciones ambientales son representativas del régimen de crecimiento húmedo del granizo, por lo que también estaremos evaluando el funcionamiento del mecanismo de electrificación no-inductivo bajo estas condiciones de crecimiento. Muchos autores asumen que el mismo no actúa en tales casos debido al incremento en la probabilidad de adhesión de las partículas de hielo a elevadas temperaturas [Mansell *et al.*, 2005].

5.2. Estudio experimental

5.2.1. Arreglo experimental

Las mediciones experimentales fueron realizadas en el interior de una cámara de frío que contenía el arreglo experimental mostrado en la Figura 5.1 y donde se detallan sus principales componentes: la Cámara de Cristales de Hielo (CCH), idéntica a la empleada en los experimentos detallados en el capítulo anterior (Figura 4.1); la Cámara de Nubes (CN), el túnel de viento y el blanco. La cámara de frío regula su temperatura siendo capaz de alcanzar hasta $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ con precisión de $1\text{ }^{\circ}\text{C}$.

La CN, donde se origina y reside la nube de gotas de agua, consiste en una caja cúbica metálica de 60 cm de arista con un cabezal de ducha colocado en su cara superior. Un reservorio de agua empleado en la formación de dicha nube se ubica afuera de la cámara de frío, como puede verse en la Figura 5.1.

Las cámaras de nube y de los cristales de hielo están conectadas mediante un túnel de viento, el cual a su vez, está conectado a una bomba de aire que genera el flujo de aire en el interior del mismo. La velocidad del flujo de aire en el interior del túnel de viento es regulada mediante la potencia eléctrica entregada a la bomba de aire. La relación entre el voltaje que se le suministra a la bomba y la velocidad del flujo de aire en el interior del túnel de viento fue determinada empleando un anemómetro con una apreciación de $\pm 0.5\text{ m s}^{-1}$. El diseño del túnel de viento corresponde a Bürgesser *et al.* (2006) y permite, debido al extenso recorrido que deben realizar las gotas de agua hasta encontrarse con el blanco, la termalización de las mismas a la temperatura ambiente de la cámara. El diámetro del túnel de viento en las inmediaciones del blanco es de 6 cm.

El blanco, que se muestra en la Figura 5.2, consiste en una esfera de latón de 1 cm de diámetro que, recubierta de hielo, simula un granizo y se ubica en el interior del túnel de viento como se ve en la Figura 5.1. La esfera se conecta a un amplificador de corriente cuya señal es adquirida por una computadora permitiendo el registro de la corriente eléctrica que fluye por el granizo durante cada medición con una incerteza de 1 pA. Además, la esfera posee un termistor en su punto de estancamiento (T_g), el cual permite el registro de la temperatura en dicho punto durante la medición.

Dos termistores ubicados en el arreglo experimental, uno de ellos en el interior de la

CCH (T_{CCH}), y otro en el túnel de viento (T_{TV}), permiten el monitoreo de las temperaturas en tales puntos durante las mediciones.

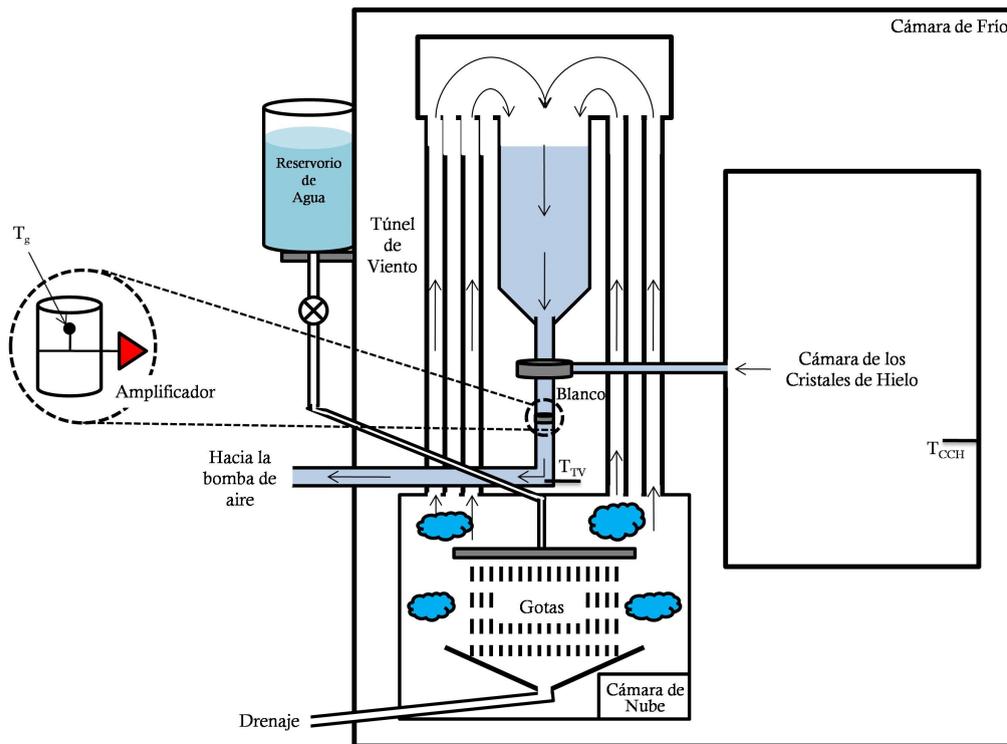


Figura 5.1: Dispositivo experimental empleado en las mediciones de cargado del granizo bajo condiciones ambientales representativas de la región inferior de las nubes de tormenta.

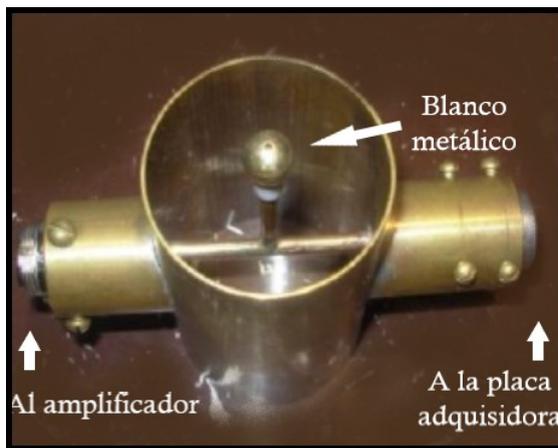


Figura 5.2: Blanco metálico.

5.2.2. Procedimiento experimental

Una vez enfriada la cámara de frío a la temperatura deseada se procede a la formación de la nube de cristales de hielo en el interior de la CCH. Para ello, una nube de gotas de agua destilada es ingresada empleando un nebulizador durante 180 segundos. 20 segundos después de formada la nube, cuando las gotas de agua han termalizado a la temperatura de la cámara de frío, se produce la nucleación de los cristales de hielo siguiendo el procedimiento de activación de núcleos de hielo descrito en la sección 4.3. Se dejan crecer los cristales de hielo a expensas de las gotas de agua (proceso de Wegener-Bergeron-Findeisen [Pruppacher & Klett, 2012]) durante 60 segundos formándose así la nube de cristales de hielo.

Para la formación de la nube de gotas de agua se calienta previamente el agua en el reservorio. Para ello se emplean calentadores eléctricos y, dependiendo del contenido de agua líquida deseado en la medición a realizar, se elige la temperatura que debe alcanzar el agua en el reservorio. Una vez alcanzada la temperatura deseada se procede a habilitar el paso de agua hacia el interior de la cámara de frío; el agua es conducida hacia el cabezal de ducha ubicado dentro de la CN. Debido a la diferencia de temperaturas entre el interior de la CN y el agua proveniente del reservorio, el agua comienza a evaporarse en la CN aumentando así la presión de vapor de agua. Cuando esta alcanza su valor de saturación se produce la condensación del vapor de agua en pequeñas gotas de agua que conforman la nube de gotas de agua.

Una vez formadas ambas nubes, se procede a realizar la medición. Para ello, se enciende la bomba de aire al voltaje previsto, lo que provoca un flujo de aire en el interior del túnel de viento a una determinada velocidad. Este flujo de aire arrastra las nubes de gotas de agua y de cristales de hielo desde sus respectivas cámaras y las conduce hacia el blanco esférico. Las gotas de agua colisionan y se congelan sobre la superficie del mismo y los cristales de hielo colisionan con el blanco transfiriendo una carga neta al mismo.

Durante cada medición los tres valores de temperaturas fueron registradas: la temperatura en la CCH (T_{CCH}), la temperatura en el túnel de viento (T_{TV}) y la temperatura en el punto de estancamiento del granizo (T_g). Se estableció como temperatura ambiente de cada medición, la temperatura registrada por el termistor ubicado en el túnel de viento y a T_g como la temperatura media del granizo.

Las mediciones fueron realizadas a temperaturas ambientes entre $-6\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-17\text{ }^{\circ}\text{C}$. Tres rangos de velocidades de colisión fueron empleados: 8 m s^{-1} a 10 m s^{-1} , 10 m s^{-1} a 12 m s^{-1} y 12 m s^{-1} a 13 m s^{-1} . Los distintos rangos de velocidades permiten representar granizos de distintas densidades iniciales [Heymsfield & Kajikawa, 1987]. El rango de velocidades más bajas se asocia a granizos con una densidad inicial de 0.5 g cm^{-3} ; las velocidades medias corresponden a una densidad del hielo inicial de 0.7 g cm^{-3} y las velocidades más altas representan granizos con densidad inicial de 0.9 g cm^{-3} . Detalles de esto pueden consultarse en el apéndice 7.2.

El valor de contenido efectivo de agua líquida (EW) fue determinado luego de cada medición pesando la masa de hielo acrecida sobre el blanco y empleando la siguiente expresión:

$$EW = \frac{m}{AVt} \quad (5.1)$$

donde m es la masa de la acreción, A es el área de la sección transversal del blanco, V es la velocidad de colisión y t el tiempo durante el cual el blanco estuvo creciendo por acreción, es decir, el tiempo que estuvo habilitado el flujo de aire en el túnel de viento. Los valores de EW así determinados son valores medios del contenido efectivo de agua líquida sobre la superficie del granizo. En las experiencias llevadas a cabo, los valores de contenido efectivo de agua líquida variaron entre 0.5 g m^{-3} y 6 g m^{-3} .

Después de cada medición, observaciones directas del granizo fueron realizadas con el fin de estimar la condición de crecimiento del mismo. En numerosos casos, se tomaron fotografías del mismo.

Experimentos complementarios fueron realizados con el objetivo de determinar el tiempo de permanencia de los cristales de hielo dentro de la CCH. Los resultados muestran que por al menos 300 segundos la concentración de cristales de hielo es aproximadamente constante. Dado que las mediciones duraron alrededor de 100 segundos esto nos permite asegurar que la variación en la corriente de cargado no es debida a variaciones en el número de cristales de hielo que interactúan con el blanco.

5.2.3. Hábitos cristalinos y tamaños de las partículas de nube

Muestras de las nubes de gotas de agua y de cristales de hielo fueron tomadas a diferentes temperaturas con el objetivo de conocer los hábitos de los cristales de hielo y medir los tamaños de las partículas de nube (gotas de agua y cristales de hielo). Las muestras fueron tomadas en el túnel de viento y en la posición de la esfera con placas de vidrio de 1 cm de ancho. El procedimiento seguido para la obtención de las muestras es idéntico al descrito en la sección 4.4 y se basa en la técnica propuesta por Schaefer (1956). Las muestras fueron tomadas alrededor de 90 segundos luego de la activación de los núcleos de hielo. En la Figura 5.3 se observan los hábitos cristalinos típicos encontrados en las mediciones y en las Figuras 5.4 y 5.5 se muestran los diagramas para los tamaños de los cristales de hielo presentes en los experimentos a diferentes temperaturas y para las gotas de agua, respectivamente. Nuevamente, el término tamaño del cristal de hielo hace referencia al diámetro del círculo que circunscribe al cristal, cantidad que denominamos dimensión máxima en la Figura 5.4.

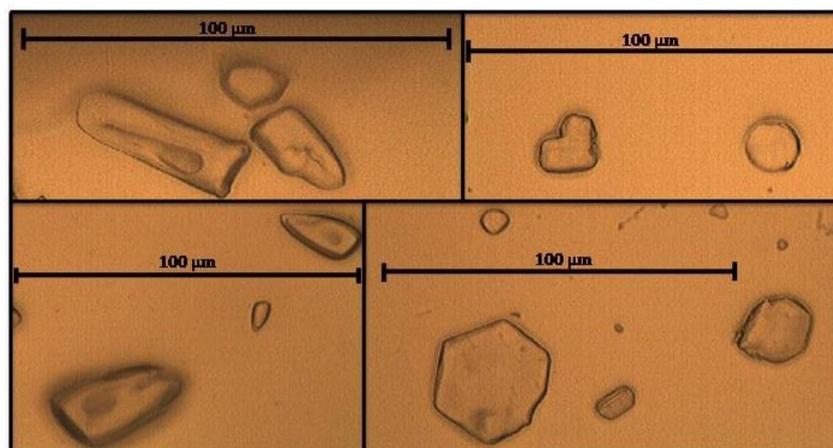


Figura 5.3: Los hábitos de los cristales de hielo observados durante las mediciones. Imágenes tomadas a partir de muestras en Formvar.

Los hábitos cristalinos observados fueron principalmente placas y columnas, como puede verse en la Figura 5.3, lo cual está en concordancia con resultados experimentales previos para condiciones de sobresaturación con respecto al agua y a temperaturas superiores a $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ [Magono & Lee, 1966]. También se observaron en menor proporción cristales del tipo aguja los cuales son típicos también de estas temperaturas. En muchos casos, los

crisales se observaron parcialmente derretidos y supusimos que esto era consecuencia de las elevadas temperaturas a las cuales algunas de las tomas de muestras fueron llevadas a cabo.

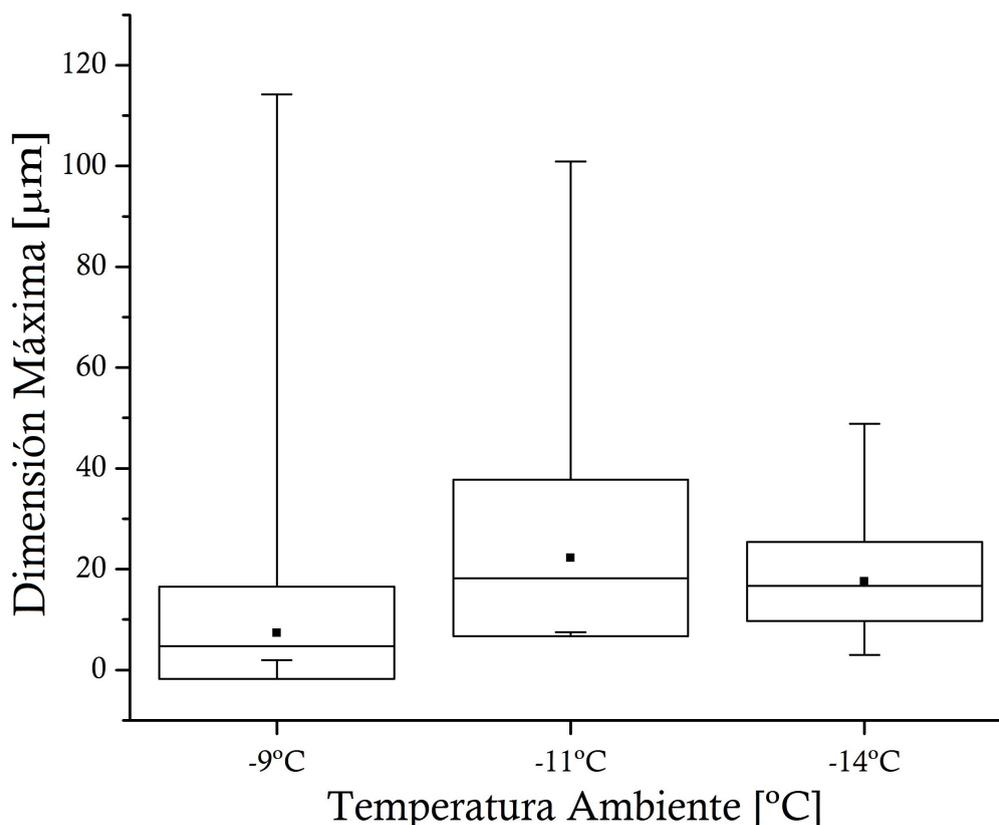


Figura 5.4: Diagramas de cajas para los tamaños de los cristales de hielo para tres valores de temperatura ambiente: -9°C , -11°C y -14°C .

En las Figuras 5.4 y 5.5, las cajas representan la desviación estándar, la línea horizontal dentro de ellas representa el valor de la mediana, los cuadrados representan el valor medio y los bigotes representan los valores mínimos y máximos de los tamaños de los cristales de hielo. En la Figura 5.4 puede observarse que el tamaño medio máximo de los cristales de hielo se alcanza alrededor de los -11°C . Esto puede deberse a que alrededor de esa temperatura se da la máxima diferencia entre las presiones de saturación con respecto al agua y con respecto al hielo provocando un incremento en la tasa de crecimiento por deposición de vapor de los cristales de hielo. El tamaño medio de los cristales de hielo muestreados oscila entre $8\ \mu\text{m}$ y $22\ \mu\text{m}$ y el valor de la mediana varía entre $5\ \mu\text{m}$ y $18\ \mu\text{m}$.

De las muestras tomadas del espectro de gotas de agua sobreenfriadas empleando la técnica ya mencionada a distintas temperaturas, pudo determinarse que no hubo cambios relevantes en el espectro de tamaño de las mismas para las distintas temperaturas. Es por ello, que en la Figura 5.5 se presenta un único diagrama de caja representativo de la distribución de tamaños de las gotas de agua para todas las mediciones realizadas. El diámetro medio de las gotas de agua utilizadas en los experimentos fue de $14 \mu\text{m}$ (Figura 5.5).

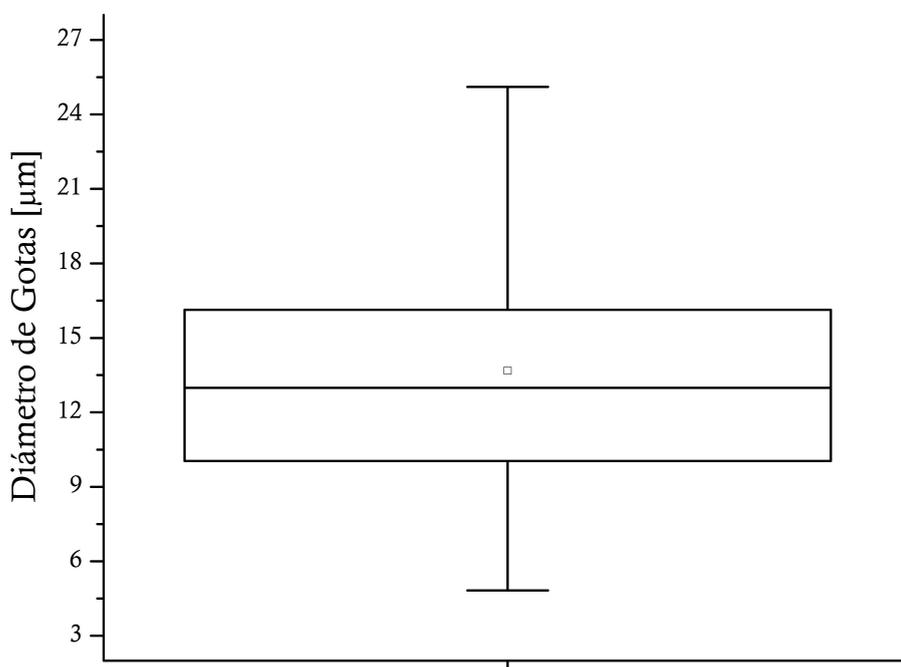


Figura 5.5: Diagramas de cajas para los tamaños de las gotas de agua sobreenfriadas.

5.2.4. Resultados experimentales

Las mediciones experimentales de la corriente eléctrica que fluye por un granizo creciendo por acreción de gotas de agua sobreenfriadas en régimen de crecimiento húmedo durante colisiones con cristales de hielo, crecidos por deposición de vapor de agua, fueron realizadas a temperaturas ambientes entre $-6 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-17 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y a velocidades de colisión entre 8 m s^{-1} y 13 m s^{-1} .

Dos tipos de comportamiento de la corriente adquirida por el granizo en función del tiempo fueron observados. Hubo casos donde la corriente registró, a partir de cierto

instante de tiempo, una disminución significativa de su magnitud pero su valor continuaba superando 1 pA, y hubo casos donde la magnitud de la corriente eléctrica que fluía por el granizo disminuyó por debajo de 1 pA.

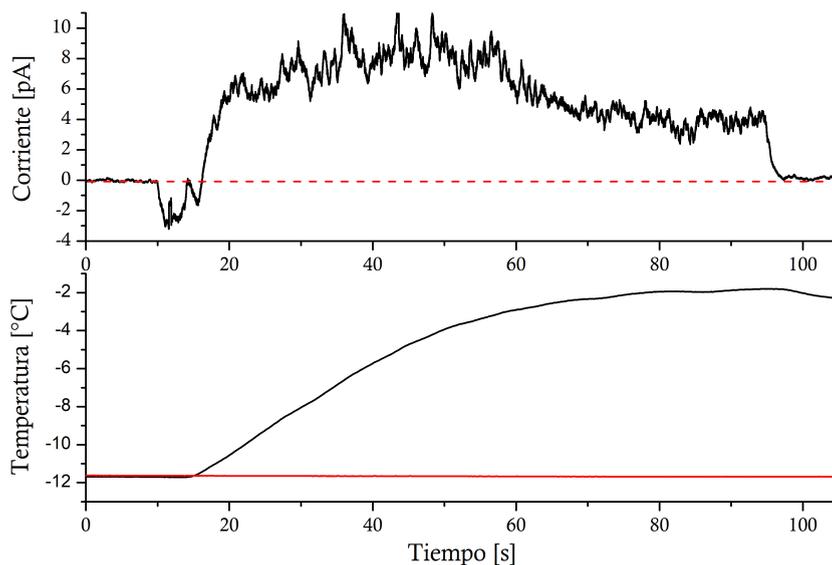


Figura 5.6: Panel superior: evolución temporal de la corriente adquirida por el granizo durante una medición típica realizada a una temperatura ambiente de $-12\text{ }^{\circ}\text{C}$, a una velocidad de 10 m s^{-1} y a un EW de 1.6 g m^{-3} . La línea roja representa el valor 0 pA de corriente eléctrica. Panel inferior: evolución temporal de la temperatura del granizo, registrada por el termistor T_g y representada por la línea negra, y de la temperatura ambiente, registrada por el termistor T_{CCH} y representada por la línea roja.

Las Figuras 5.6 y 5.7 muestran, en el panel superior, la evolución temporal de la corriente eléctrica que fluye por el granizo en una medición típica y en el panel inferior, la variación con respecto al tiempo de la temperatura del granizo, registrada por el termistor T_g y representada por la línea negra, y de la temperatura ambiente, registrada por el termistor T_{CCH} y representada por la línea roja. La medición de la Figura 5.6 fue realizada a una temperatura ambiente de $-12\text{ }^{\circ}\text{C}$, a una velocidad de 10 m s^{-1} y con un EW de 1.6 g m^{-3} y, la medición de la Figura 5.7, fue realizada a una temperatura ambiente de $-8.4\text{ }^{\circ}\text{C}$, a una velocidad de 13 m s^{-1} y con un EW de 0.7 g m^{-3} .

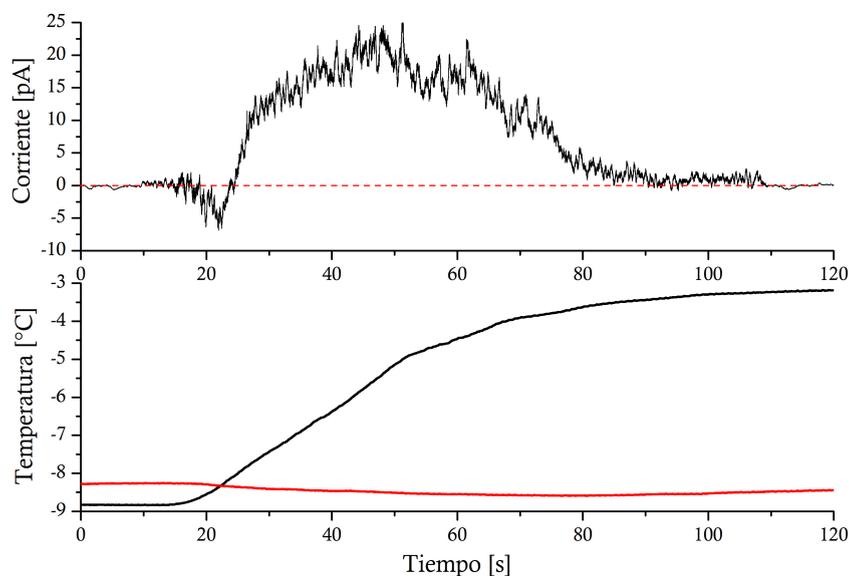


Figura 5.7: Panel superior: evolución temporal de la corriente adquirida por el granizo durante una medición típica realizada a una temperatura ambiente de $-8.4\text{ }^{\circ}\text{C}$, a una velocidad de 13 m s^{-1} y a un EW de 0.7 g m^{-3} . La línea roja representa el valor 0 pA de corriente eléctrica. Panel inferior: evolución temporal de la temperatura del granizo, registrada por el termistor T_g y representada por la línea negra, y de la temperatura ambiente, registrada por el termistor T_{CCH} y representada por la línea roja.

En el panel superior de las Figuras 5.6 y 5.7 puede observarse que, durante los primeros 10 segundos de medición, la corriente eléctrica es nula dado que el flujo de aire en el interior del túnel de viento no ha sido activado y no hay cristales de hielo colisionando con el blanco. A los 10 segundos, se enciende la bomba de aire y las nubes de gotas de agua y de cristales de hielo son arrastradas de sus respectivas cámaras y dirigidas hacia el blanco esférico metálico. El pico de corriente negativo entre los 10 y 18 o 25 segundos (Figuras 5.6 o 5.7, respectivamente) se debe a las colisiones entre los cristales de hielo y la superficie metálica del blanco sobre la cual comenzará luego a formarse la acreción [Pereyra *et al.*, 2008]. Cuando la cara de la esfera que enfrenta al flujo de aire ha sido cubierta por hielo, la corriente se vuelve positiva y, debido al crecimiento por acreción, la temperatura del granizo (línea negra) comienza a elevarse, como puede observarse en el panel inferior de las Figuras 5.6 y 5.7. Esto se debe a la absorción del calor latente liberado por las gotas congeladas sobre la superficie del mismo. La magnitud de la corriente continúa creciendo hasta alcanzar un valor máximo, a los 45

segundos de iniciada la medición. En la medición de la Figura 5.6 puede observarse que al cabo de 60 segundos, la magnitud de la corriente disminuye hasta un valor 5 pA. Esta corriente se mantiene constante hasta los 95 segundos, cuando la temperatura del granizo parece alcanzar su estado estacionario y damos por finalizada la medición. La variación de la temperatura superficial del granizo durante los 95 segundos de medición fue de 9.9 °C, ya que inicialmente registró una temperatura de -11.7 °C y finalmente, registró una temperatura de -1.8 °C.

En el caso de la Figura 5.7, transcurridos 45 segundos, la magnitud de la corriente comienza a disminuir hasta volverse prácticamente nula alrededor de los 80 segundos. Entre los 80 y los 110 segundos, la magnitud de la corriente no supera 1 pA y se mantiene en un valor constante. A los 110 segundos, cuando la temperatura superficial del granizo alcanza el estado estacionario, se interrumpe el flujo de aire en el túnel de viento y se da por finalizada la medición. La temperatura registrada por el termistor ubicado en el punto de estancamiento del blanco y, que consideramos temperatura media del granizo, tiene un valor inicial de -8.8 °C y un valor final de -3.2 °C.

A partir de los resultados obtenidos en las mediciones experimentales, confeccionamos la Figura 5.8 que muestra el comportamiento de la corriente eléctrica que fluye por el granizo durante cada medición en función de los valores de temperatura ambiente y de EW. Los cuadrados llenos representan aquellas mediciones donde la corriente eléctrica en el granizo disminuye a partir de cierto instante pero mantiene una magnitud superior a 1 pA durante toda la medición, tal como se mostró en la Figura 5.6; mientras que los triángulos representan condiciones de EW y de temperatura ambiente para las cuales la magnitud de la corriente eléctrica disminuye por debajo del valor 1 pA (Figura 5.7), situación en la cual consideramos que la corriente se anulaba.

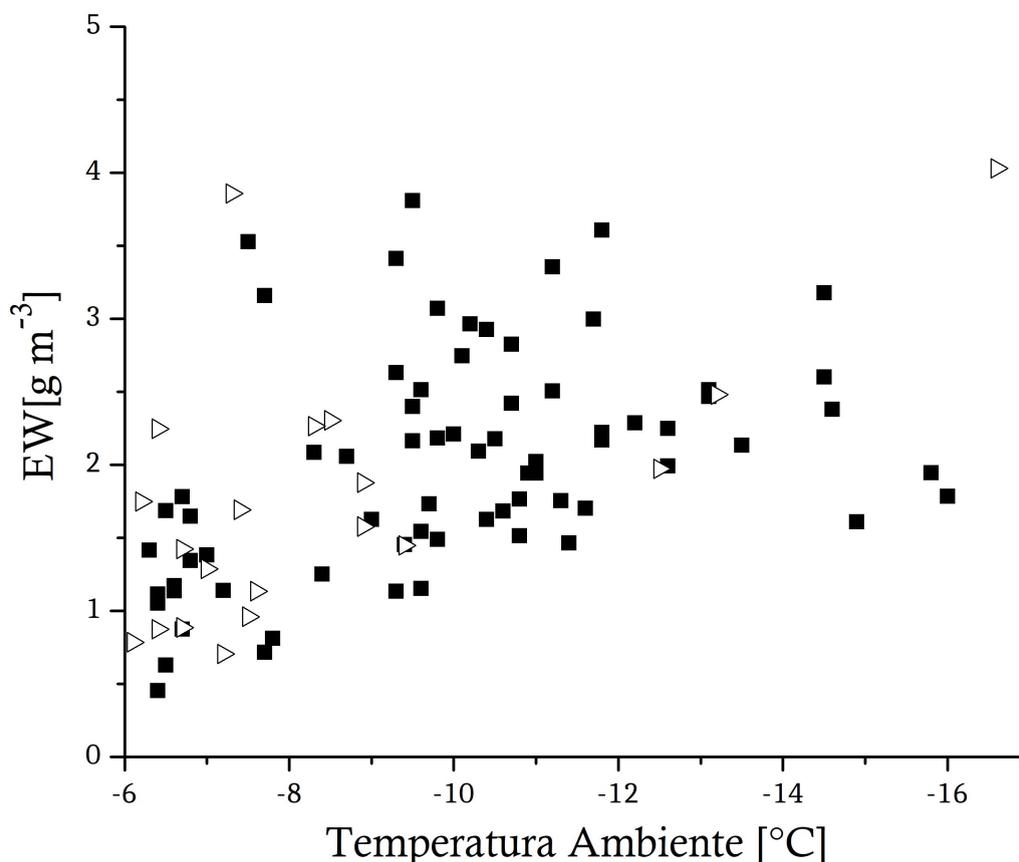


Figura 5.8: Comportamiento de la corriente eléctrica en el granizo en función de la temperatura ambiente y de EW. Los cuadrados llenos representan mediciones que mantuvieron una magnitud de corriente eléctrica superior a 1 pA y los triángulos representan mediciones cuyas corrientes eléctricas disminuyeron hasta anularse.

Observaciones directas de la superficie del granizo fueron realizadas luego de cada medición. La Figura 5.9 muestra dos fotografías del blanco luego de distintas mediciones donde se distinguen dos acreciones, una transparente (imagen de la derecha) y otra opaca (imagen de la izquierda). La opacidad del hielo da indicio del régimen de crecimiento del granizo, siendo transparente cuando el granizo alcanza el régimen de crecimiento húmedo. A partir de las observaciones directas, también determinamos el ángulo máximo de acreción, es decir, el ángulo medido desde el punto de estancamiento hasta el punto donde se extiende la acreción sobre la superficie del granizo. En promedio, en todas las mediciones su valor osciló entre 70° y 80° .



Figura 5.9: Fotografías del granizo luego de dos mediciones distintas. La imagen de la izquierda muestra el blanco recubierto con una acreción totalmente opaca mientras que la imagen de la derecha muestra al blanco recubierto con una acreción transparente.

5.2.5. Análisis de los resultados

En las Figuras 5.6 y 5.7 se puede observar que la temperatura del granizo no alcanza en ningún caso los 0°C . Esto se debe a que la temperatura registrada por el termistor en el punto de estancamiento es menor a la temperatura sobre la superficie de la acreción debido a la baja conductividad térmica del hielo. Por lo tanto, podemos suponer, que hacia el final de cada medición, la temperatura superficial del granizo, al menos en los alrededores del punto de estancamiento, es cercana a 0°C , lo que implica que dicha región de la superficie esté en condiciones de crecimiento húmedo. Luego, los cristales de hielo que colisionen en esta región quedarán adheridos a la superficie del granizo y no habrá transferencia de carga. Esto explicaría en principio la disminución en la magnitud de la corriente eléctrica que fluye por el granizo a medida que la temperatura del mismo aumenta.

El signo de la corriente eléctrica fue siempre positivo, esto es, el granizo adquirió siempre carga positiva durante la colisión con los cristales de hielo. Esto está en acuerdo con numerosos trabajos previos [Takahashi, 1978; Jayaratne *et al.*, 1983; Saunders *et al.*, 1991; Bürgesser *et al.*, 2006] y con la hipótesis de Baker para el rango de temperaturas, velocidades y EW trabajados.

La Figura 5.10 muestra los resultados de la Figura 5.8 e incluye las líneas continua y de trazos que representan las condiciones ambientales teóricas para las cuales el granizo alcanza una temperatura superficial media (T_m) igual a -2°C y a 0°C , respectivamente.

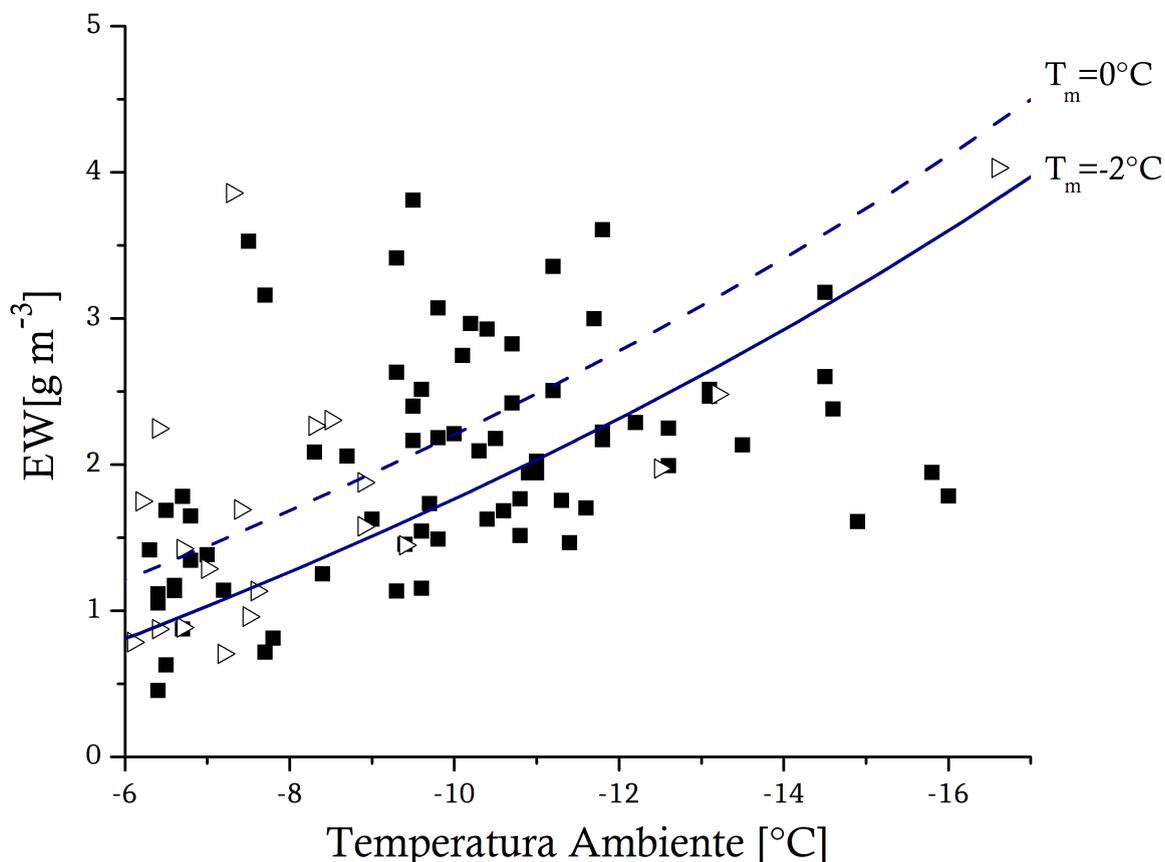


Figura 5.10: Comportamiento de la corriente eléctrica que fluye por el granizo en función de la temperatura ambiente y de EW. Los cuadrados llenos representan mediciones que mantuvieron una magnitud de corriente eléctrica superior a 1 pA y los triángulos representan mediciones cuyas corrientes eléctricas disminuyeron hasta anularse. Las líneas continua y de trazos representan los límites teóricos entre las regiones de crecimiento húmedo y seco asumiendo que esto sucede cuando la totalidad de la superficie del granizo alcanza los $-2^{\circ}C$ y los $0^{\circ}C$, respectivamente.

Si bien se define que el crecimiento húmedo es logrado cuando la temperatura superficial del granizo alcanza los $0^{\circ}C$, existe evidencia experimental que indica que dicho régimen de crecimiento puede alcanzarse a temperaturas del hielo inferiores a los $0^{\circ}C$ [List *et al.*, 1989]. Es por ello que la Figura 5.10 incluye la curva de crecimiento húmedo a $-2^{\circ}C$, valor de temperatura final del granizo en la mayoría de las mediciones tal como se observa en las Figuras 5.6 y 5.7. Las curvas presentes en la Figura 5.10 indican que la mayoría de las mediciones se realizaron bajo condiciones de crecimiento húmedo.

Las curvas teóricas de la Figura 5.10 se obtienen a partir de la ecuación de equilibrio térmico para esferas propuesta por Macklin y Payne (1967):

$$\frac{EWV[L_f + c_a(T_a - T_0) + c_h(T_0 - T_m)]}{4} = \frac{\chi N_R^{1/2} [N_{Pr}^{1/3} K_a (T_m - T_a) + N_{Sc}^{1/3} L_s D_v (\rho_s - \rho_a)]}{2a} \quad (5.2)$$

donde los valores de EW necesarios para lograr el crecimiento húmedo son calculados a partir de valores de la temperatura ambiente, T_a y eligiendo el valor de la temperatura superficial media del granizo, T_m , igual a 0 °C o -2 °C. a es el radio del granizo esférico, V es la velocidad del flujo de aire, L_f y L_s son los calores latentes de fusión y de sublimación, respectivamente; c_a y c_h son los calores específicos del agua y del hielo, respectivamente; T_0 es la temperatura de fusión del hielo y χ es un factor numérico dependiente de la turbulencia del flujo de aire y de la rugosidad de la superficie del granizo. De acuerdo con estimaciones realizadas por Macklin (1963), el valor de χ para esferas es 0.76. N_R , N_{Pr} y N_{Sc} son los números adimensionales de Reynolds, de Prandtl y de Schmidt, respectivamente. K_a es la conductividad térmica del aire, D_v es el coeficiente de difusión del vapor de agua en el aire y ρ_s y ρ_a son las densidades de saturación del vapor de agua en la superficie del granizo y en el ambiente.

Estudios tanto teóricos como experimentales [List *et al.*, 1989, Nasello *et al.*, 1992] han demostrado que conocer la temperatura media superficial de un granizo creciendo por acreción es en muchos casos insuficiente para describir las condiciones superficiales de crecimiento en todo el granizo. Dado que las curvas teóricas mostradas en la Figura 5.10 son calculadas a partir del valor medio de la temperatura sobre la superficie del granizo, la información que proporcionan no es suficiente para asegurar que un granizo en condiciones teóricas de crecimiento húmedo tenga efectivamente toda su superficie creciendo bajo esas condiciones.

List *et al.* (1989) llevaron a cabo experimentos donde determinaron la temperatura superficial de un granizo esférico giratorio creciendo por acreción en a) su punto de estancamiento y b) a 90° de dicho punto (ver Figura 5.11). Las temperaturas fueron determinadas empleando dos microscopios infrarrojos radiométricos. El granizo se encontraba ubicado en el interior de un túnel de viento a una temperatura ambiente de -15 °C. Las mediciones fueron realizadas para diferentes valores de contenido de agua líquida y a una

velocidad del flujo de aire de 19.8 m s^{-1} . Los resultados muestran que la temperatura del granizo resultó siempre inferior a $0 \text{ }^{\circ}\text{C}$ cuando este alcanzaba condiciones de crecimiento húmedo. También encontraron diferencias significativas entre las temperaturas superficiales en los puntos a) y b) que parecían depender del contenido de agua líquida cuando los valores de la velocidad del flujo de aire y de la temperatura ambiente eran mantenidos constantes. Los autores llegaron a la conclusión de que la transferencia de calor en un granizo creciendo por acreción debe tratarse como inhomogénea y anisotrópica y que la temperatura superficial del granizo no puede considerarse uniforme. En posteriores experimentos, List *et al.* (1995) determinaron las variaciones de la temperatura superficial en un granizo giratorio empleando también microscopios infrarrojos. Descubrieron que el crecimiento por acreción del granizo bajo ciertas condiciones microfísicas se caracterizaba por un régimen seco y frío en áreas cercanas al punto b) y por un régimen húmedo y más cálido en los alrededores del punto a). A partir de observaciones directas asociaron regiones secas con hielo opaco y regiones húmedas con hielo más transparente. Esta correlación ya había sido investigada por Macklin (1962) y por Carras y Macklin (1975) quienes concluyeron que la formación de burbujas de aire en el hielo acrecido podría ser determinante de la opacidad del mismo. La temperatura del hielo acrecido determina la tasa a la cual se congela cada gota de agua sobreenfriada que arriba a su superficie. Si la temperatura del hielo se encuentra muy por debajo de los $0 \text{ }^{\circ}\text{C}$, la tasa de congelamiento de las gotas de agua crece y el hielo rápidamente se vuelve opaco debido a la presencia de numerosas pequeñas burbujas de aire que quedan atrapadas en su interior. El hielo solo se vuelve transparente en cercanías al límite de crecimiento húmedo o cuando dicho límite ya ha sido alcanzado.

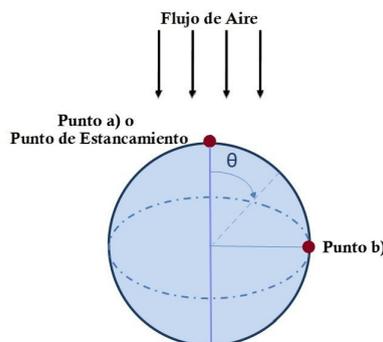


Figura 5.11: Diagrama del blanco empleado por List *et al.* (1989).

Nasello *et al.* (1992) realizaron un estudio teórico de la distribución de temperatura superficial en un granizo de geometría cilíndrica y encontraron que dicha distribución presentaba un valor máximo en el punto de estancamiento que luego disminuía al alejarse de dicho punto.

A partir de las observaciones directas de la superficie del granizo realizadas luego de cada medición, nos fue posible relacionar las mediciones que finalizaban con corriente nula con granizos cuyas superficies se encontraban totalmente transparentes, mientras que las mediciones que finalizaron con corriente no nula coincidieron con granizos que exhibían en su superficie zonas transparentes alrededor del punto de estancamiento y zonas opacas al alejarse de dicho punto. Estas variaciones en la opacidad indican variaciones en las condiciones de crecimiento de la superficie, pudiendo estar las zonas transparentes bajo condiciones de crecimiento húmedo y las zonas opacas bajo condiciones de crecimiento seco. Las condiciones ambientales que promueven la presencia de regiones húmedas y secas coexistiendo sobre la superficie de un granizo las hemos denominado condiciones de **crecimiento húmedo parcial**. En cuanto a la influencia del **crecimiento húmedo parcial** en la eficiencia del mecanismo de electrificación no-inductivo, tiene sentido pensar que los cristales de hielo que colisionan con zonas bajo crecimiento seco no quedan adheridos a la superficie del granizo permitiendo así el funcionamiento de dicho mecanismo, mientras que los cristales que colisionan con regiones bajo condiciones de crecimiento húmedo tienen más posibilidades de adherirse a la superficie del granizo disminuyendo así la eficiencia del mismo, tal como sugieren Jayaratne y Saunders (2016). Esto podría explicar los resultados obtenidos y la disminución observada en la magnitud de la corriente

a partir de cierto instante. La disminución de la corriente correspondería al inicio del régimen de crecimiento húmedo en el punto de estancamiento y en sus alrededores. Cuanto mayor sea la región de crecimiento húmedo, mayor probabilidad de adhesión tendrán los cristales de hielo y por ende, menor será la carga adquirida por el granizo. Si el contenido de agua líquida es suficientemente alto para una dada temperatura ambiente y velocidad de colisión, el granizo alcanzará el crecimiento húmedo en la totalidad de su superficie y ya no habrá transferencia de carga, por lo que el mecanismo no-inductivo dejará de ser eficiente.

5.3. Estimación de la carga transferida por colisión

Una estimación de la carga transferida al granizo por colisión (q) puede realizarse a partir de la magnitud de la corriente eléctrica (CE) y de la concentración de cristales de hielo (N). La carga q promedio transferida al granizo en una colisión con un único cristal de hielo puede estimarse a partir de,

$$q = \frac{CE}{p(E_c \cdot N)VA} \quad (5.3)$$

donde A es el área de la sección transversal del granizo y V es la velocidad de colisión. E_c es la eficiencia de colisión promedio entre el granizo y los cristales de hielo, definida como la relación entre el número de cristales de hielo que colisionan con el granizo y la cantidad de cristales de hielo dentro de su trayectoria y p es la probabilidad de no adhesión de un cristal de hielo en la superficie del granizo. El valor de $E_c \cdot N$ es la cantidad de cristales de hielo, por unidad de volumen que alcanza al granizo. A partir de las réplicas plásticas, el valor de $E_c \cdot N$ se estimó en (3 ± 2) cristales de hielo por cm^3 , suponiendo que tanto el granizo como las placas de vidrio utilizadas para tomar las muestras, tienen la misma eficiencia de colisión, ya que las muestras se tomaron en el mismo lugar donde se ubica el blanco y con placas de vidrio de ancho similar. Dado que la magnitud de la CE en condiciones de **crecimiento húmedo parcial** varió entre 1 pA y 6 pA, la carga transferida por colisión varió entre 1 y 3 fC si suponemos un valor de p igual a 1 (ningún cristal de hielo quedó adherido luego de la colisión). Sin embargo, bajo **crecimiento húmedo parcial**, sabemos que un porcentaje de los cristales de hielo que

colisionen con el granizo quedarán adheridos a él. Si suponemos que solo el 10 % de los cristales de hielo que colisionan, rebotan, tal como estiman Jayaratne y Saunders (2016), el valor de p será 0.1 y la transferencia de carga por colisión será ahora de 10 fC. Este valor de q es similar al reportado por Jayaratne y Saunders (2016) y también concuerda con el valor de q obtenido por Takahashi (1978) quien reportó un valor de q cercano a 30 fC. Cabe destacar que el valor de p puede variar durante una medición, más precisamente disminuir, si las condiciones de temperatura ambiente, EW y velocidad de colisión son tales que provoquen una expansión de la región bajo condiciones de crecimiento húmedo sobre la superficie del granizo.

Finalmente, mediciones de la carga adquirida por el granizo creciendo por acreción y en ausencia de la nube de cristales de hielo fueron llevadas a cabo. Jayaratne y Saunders (2016) detectaron corrientes eléctricas entre 0.1 y 1 pA en dichas condiciones. Los autores hipotetizaron acerca de la posibilidad de que el mecanismo de electrificación por fusión del hielo (Sección 3.2.3) fuera responsable de tal transferencia de carga. Sin embargo, en nuestras mediciones, no detectamos, dentro de la precisión del amplificador, corriente de cargado en el granizo bajo tales circunstancias, por lo que no podemos respaldar la hipótesis propuesta de Jayaratne y Saunders.

5.4. Estudio Teórico

5.4.1. Motivaciones

Si bien la opacidad del hielo es un posible indicador de las condiciones de crecimiento no es necesariamente un indicador determinante, por lo que surgió la necesidad de conocer con mayor detalle cómo es la distribución de temperatura superficial sobre el granizo esférico bajo las condiciones de crecimiento establecidas durante las mediciones experimentales, y corroborar si efectivamente, se alcanzan sobre su superficie temperaturas que puedan asegurar la condición de crecimiento húmedo.

5.4.2. Tratamiento teórico del problema

Para ello, llevamos a cabo un estudio teórico de la distribución de la temperatura superficial siguiendo el tratamiento teórico del problema propuesto por Nasello *et al.* (1992)

y adaptado a la geometría esférica. Asumimos que un granizo esférico de radio a está inmerso en un flujo de aire con velocidad V . La temperatura lejos del granizo se considera constante y se asume como la temperatura ambiente (T_a). El granizo crece por colección de gotas de agua sobreenfriadas cuya temperatura es T_a , las cuales son arrastradas por el flujo de aire hasta las inmediaciones del granizo. Como consecuencia del congelamiento de las gotas sobre la superficie del granizo se libera calor latente elevando la temperatura superficial del mismo (T_s) por encima de T_a . Este proceso puede describirse mediante la ecuación de conducción del calor:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T \quad (5.4)$$

donde α es la difusividad térmica, T es la temperatura del granizo y t , el tiempo. Cuando la temperatura alcanza el estado estacionario, la ecuación 5.4 se reduce a $\nabla^2 T = 0$, la ecuación de Laplace, cuya solución para geometría esférica es la Serie de Polinomios de Legendre. Suponemos condiciones estacionarias basados en los resultados experimentales reportados en la sección anterior. Durante las mediciones, se observó que la temperatura del granizo alcanza su estado estacionario alrededor de 60 segundos luego de iniciado el flujo de aire. Castellano *et al.* (1999) ya habían demostrado que la temperatura superficial de un granizo creciendo por acreción de gotas de agua sobreenfriadas, alcanzaba su estado estacionario luego de 30 segundos de iniciada la medición experimental. Es importante notar aquí que las escalas de tiempo mencionadas superan en al menos dos órdenes de magnitud al tiempo de rotación de los granizos durante su caída en el interior de una nube de tormenta. Esto implica que los resultados aquí obtenidos no son directamente aplicables a la situación real en la que crecen los granizos en el interior de las nubes de tormenta por lo que restringimos la validez de los presentes resultados a la situación experimental descrita previamente.

Luego, las condiciones de contorno para el problema son:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 \quad (5.5)$$

donde Q_1 representa el intercambio de calor por unidad de área entre el granizo y las gotas de agua cuando estas son calentadas desde T_a hasta $0\text{ }^\circ\text{C}$ (T_0), luego congeladas a $0\text{ }^\circ\text{C}$ y finalmente enfriadas desde $0\text{ }^\circ\text{C}$ hasta T_s . Luego, Q_1 viene dado por:

$$Q_1 = \frac{E_c \cdot a_L V}{4} [-c_a(T_0 - T_a) - c_h(T_s - T_0) + L_f] \quad (5.6)$$

E_c es la eficiencia de colección de las gotas de agua sobreenfriadas por parte del granizo, a_L es el contenido de agua líquida, V es la velocidad del flujo de aire, L_f es el calor latente de fusión y c_a y c_h son los calores específicos del agua y del hielo respectivamente.

$E_c \cdot a_L$ es la cantidad de agua por unidad de área acrecida sobre el granizo conocida como contenido efectivo de agua líquida (EW). Luego, $E_c \cdot a_L$ puede escribirse como $E_c \cdot a_L = \beta(\theta)EW$ donde $\beta(\theta)$ es la tasa de acreción por unidad de área y por segundo en un dado punto de la superficie del granizo separado un ángulo θ del punto de estancamiento. θ adquiere un valor de 0 sobre el punto de estancamiento y crece a $\frac{\pi}{2}$ en la circunferencia que denominaremos ecuador (ver Figura 5.12).

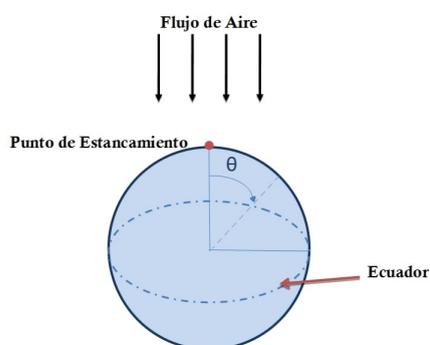


Figura 5.12: Representación gráfica del ángulo θ . El punto de estancamiento y el ecuador del granizo son indicados considerando la dirección del flujo de aire.

Q_2 representa la tasa de calentamiento debido a la deposición de vapor:

$$Q_2 = \frac{L_s D_v \overline{N_{sh}}}{2a} [\rho_a(T_a) - \rho_a(T_s)] \quad (5.7)$$

donde L_s es el calor latente de sublimación, D_v es el coeficiente de difusión del vapor de

agua en el aire, $\overline{N_{Sh}}$ es el valor medio del Número de Sherwood y ρ_a es la densidad de saturación del vapor de agua.

Q_3 representa el intercambio de calor debido a la convección y conducción a través de la capa límite:

$$Q_3 = \frac{K_a \overline{N_{Nu}}}{2a} (T_s - T_a) \quad (5.8)$$

siendo K_a la conductividad térmica del aire y $\overline{N_{Nu}}$ el valor medio del Número de Nusselt.

La suma de estos tres calores resulta:

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 = Q = -K_g \nabla T \quad (5.9)$$

siendo K_g la conductividad térmica del granizo y ∇T el gradiente térmico en la superficie del granizo.

Para resolver la ecuación 5.9, es necesario conocer la expresión de $\beta(\theta)$. Si se considera que las gotas de agua siguen una trayectoria balística, lo cual es válido para gotas grandes o gotas cayendo a alta velocidad, la expresión para $\beta(\theta)$ viene dada por $\beta(\theta) = \cos(\theta)$ de acuerdo con lo propuesto por Langmuir y Blodgett (1946). Si las gotas son de menor tamaño o con baja velocidad de caída, sus trayectorias se curvan y la tasa de acreción $\beta(\theta)$ disminuye. Sin embargo, no existe una expresión conocida de $\beta(\theta)$ para las condiciones experimentales supuestas, por lo que elegimos la expresión $\beta(\theta) = A_\beta \cos(b_\beta \theta)$ para utilizar en los cálculos numéricos. Los valores de A_β y b_β dependen del valor del ángulo máximo de acreción (θ_m), ángulo hasta el cual se extiende la acreción sobre la superficie del granizo y que depende de los tamaños del granizo y de las gotas de agua sobreenfriadas, de la velocidad del flujo de aire y del número de Reynolds [Langmuir *et al.*, 1946]. La expresión para θ_m viene dada por:

$$\theta_m = \tan^{-1} [2,8(K_0 - \frac{1}{12})^{0,81}] \quad (5.10)$$

donde K_0 es el parámetro de Stokes modificado y se determina a partir de la siguiente

expresión:

$$K_0 = \frac{1}{12} + \frac{\lambda}{\lambda_s} \left(K - \frac{1}{12} \right) \quad (5.11)$$

El valor de la cantidad $\frac{\lambda}{\lambda_s}$ está tabulada (Tabla I, p.352 Langmuir y Blodgett, 1946) y el valor de K puede obtenerse a partir de $K = \frac{2\rho_a b^2 V}{9\eta a_g}$ siendo b el radio medio de las gotas de agua sobreenfriadas y η la viscosidad del aire.

Para determinar A_β y b_β , los valores de los parámetros ambientales fueron elegidos de acuerdo con los valores reportados en las mediciones experimentales y presentados en la sección anterior. El granizo tiene un radio de 5 mm, la velocidad del flujo de aire varía entre 8 y 13 ms^{-1} , el radio medio de las gotas de agua sobreenfriadas es 7 μm y la densidad del agua y la viscosidad del aire fueron determinadas a partir de sus expresiones en función de la temperatura ambiente [Nasello *et al.*, 1992].

Los valores de K_0 y θ_m calculados a partir de las expresiones propuestas por Langmuir y Blodgett (1946) se encuentran entre 1.3-1.7 y 70-76°, respectivamente. Estos valores de θ_m concuerdan con los ángulos máximos de acreción determinados en la parte experimental del presente estudio.

Para resolver la ecuación diferencial 5.9 también es necesario encontrar una expresión lineal para $\rho_a(T_s)$. De acuerdo con Nasello *et al.* (1992), $\rho_a(T_s)$ puede aproximarse linealmente por:

$$\rho_a(T_s) = \rho_a(T_a) + \frac{\partial \rho_a}{\partial T} |_{T_a} (T_s - T_a) \quad (5.12)$$

Luego, reemplazando las expresiones de $\beta(\theta)$ y $\rho_a(T_s)$ en la ecuación 5.9 se procede a resolver la distribución superficial de temperatura para un granizo esférico. En el apéndice 7.3 pueden encontrarse los detalles del desarrollo algebraico.

Para resolver el sistema de ecuaciones 5.13 es necesario elegir una expresión para el número de Nusselt. Este número es un importante parámetro adimensional en la ecuación del balance de calor y está relacionado con la medida de la transferencia de calor por convección que ocurre en la superficie del granizo. El número de Nusselt es una función del ángulo θ y del número de Reynolds [Incropera & DeWitt, 1990]. Si la expresión de

tal número es conocida, puede resolverse el sistema de ecuaciones 5.13 y obtener así, el flujo de calor en la superficie del granizo dado por la ecuación 5.4. Sin embargo, no existe una expresión del número de Nusselt en función del ángulo θ para esferas ni en el rango de números de Reynolds utilizados en las mediciones. Numerosos investigadores han estudiado el valor medio del número de Nusselt a partir de datos experimentales obteniendo expresiones para dicho valor medio y para rangos específicos del número de Reynolds [Whitaker, 1972; Ranz et al., 1952; Raithby & Eckert, 1968; Zheng & List, 1994].

La Figura 5.13 muestra los valores medios del número de Nusselt para esferas reportados por Zheng y List (1994), Whitaker (1972), Raithby y Eckert (1968) y Ranz y Marshall (1952) en función del número de Reynolds. La expresión para el valor medio del número de Nusselt propuesta por Whitaker (1972) corresponde a valores del número de Reynolds entre 35000 y 76000 y para números de Prandtl entre 0.71 y 380. El número de Nusselt propuesto por Ranz y Marshall (1952) corresponde a valores del número de Reynolds inferiores a 200. La expresión propuesta por Raithby y Eckert (1968) comprende números de Reynolds entre 3600 y 52000, velocidades de flujo entre 5 y 19 m s^{-1} y es para esferas con diámetros entre 1 y 5 cm. Finalmente, la expresión del número medio de Nusselt propuesta por Zheng y List (1994) corresponde a números de Reynolds entre 10000 y 35000.

Si bien estas expresiones del número de Nusselt han sido determinadas para los rangos específicos de números de Reynolds ya mencionados y estos son distintos al correspondiente a las mediciones experimentales, el uso de dichas expresiones ha sido extendido al rango de Reynolds correspondiente a nuestro estudio (rectángulo en Figura 5.13). Como puede observarse, todas las expresiones muestran un incremento del número de Nusselt con el número de Reynolds siendo las expresiones reportadas por Zheng y List (1994) y Ranz y Marshall (1952), en nuestro rango de interés, los límites superior e inferior del número de Nusselt, respectivamente. Por lo tanto, los cálculos numéricos han sido realizados usando estas dos expresiones como valores extremos para obtener distribuciones máxima y mínima de la temperatura superficial del granizo.

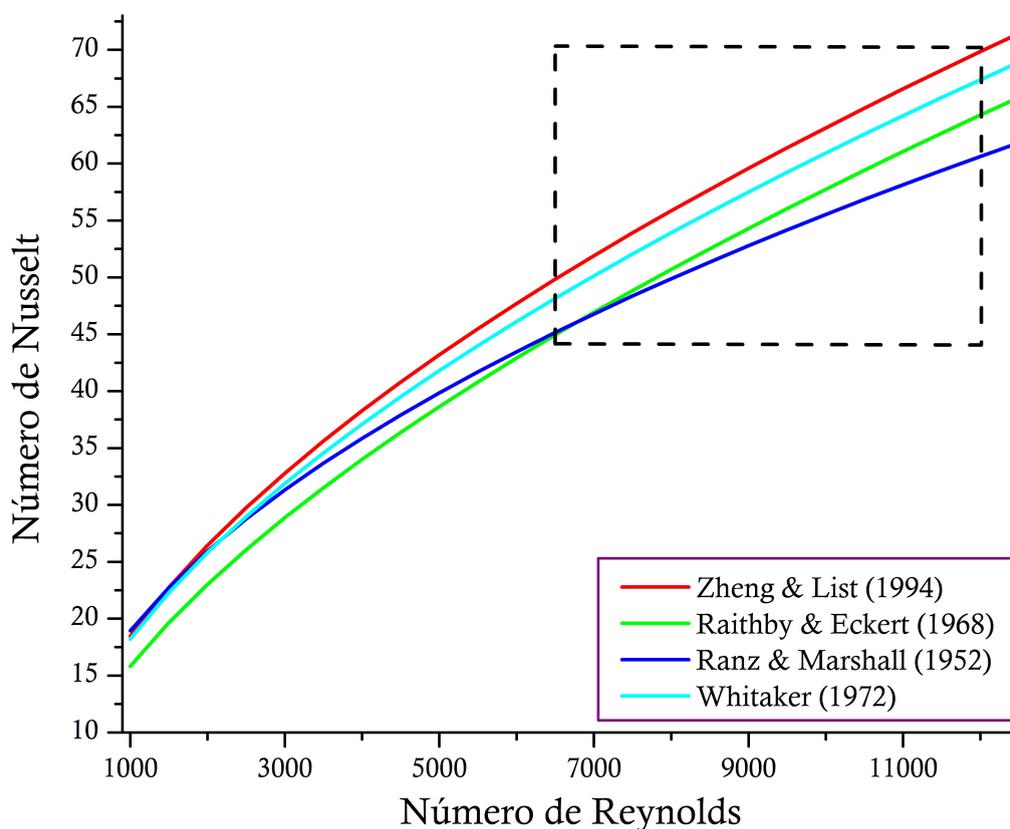


Figura 5.13: Dependencia de las expresiones numéricas del valor medio del número de Nusselt de diferentes autores en función del número de Reynolds. El rectángulo encierra los valores de los números de Nusselt y Reynolds válidos para el presente estudio.

5.4.3. Resultados y Discusión

La Figura 5.14 muestra las distribuciones de temperatura superficial en función del ángulo θ para esferas de distintos materiales y empleando las expresiones del número de Nusselt propuestas por Zheng y List (1994) (líneas delgadas) y por Ranz y Marshall (1952) (líneas gruesas). Los distintos materiales son: cobre, con una conductividad térmica de $K_g = 400 \text{ W K}^{-1} \text{ m}^{-1}$; hielo, cuya conductividad térmica es $K_g = 2.1 \text{ W K}^{-1} \text{ m}^{-1}$ y una esfera aislante con conductividad térmica nula. En todos los casos, la esfera simulada posee 5mm de radio. Los cálculos se realizaron considerando las esferas inmersas en un ambiente a $-10 \text{ }^\circ\text{C}$, en un flujo de aire de 10 ms^{-1} y en presencia de un contenido efectivo de agua líquida de 3 g m^{-3} . Bajo estas condiciones, $\theta_m = 73^\circ$. Las líneas de trazos naranja y verde representan las temperaturas del punto de fusión y ambiente, respectivamente.

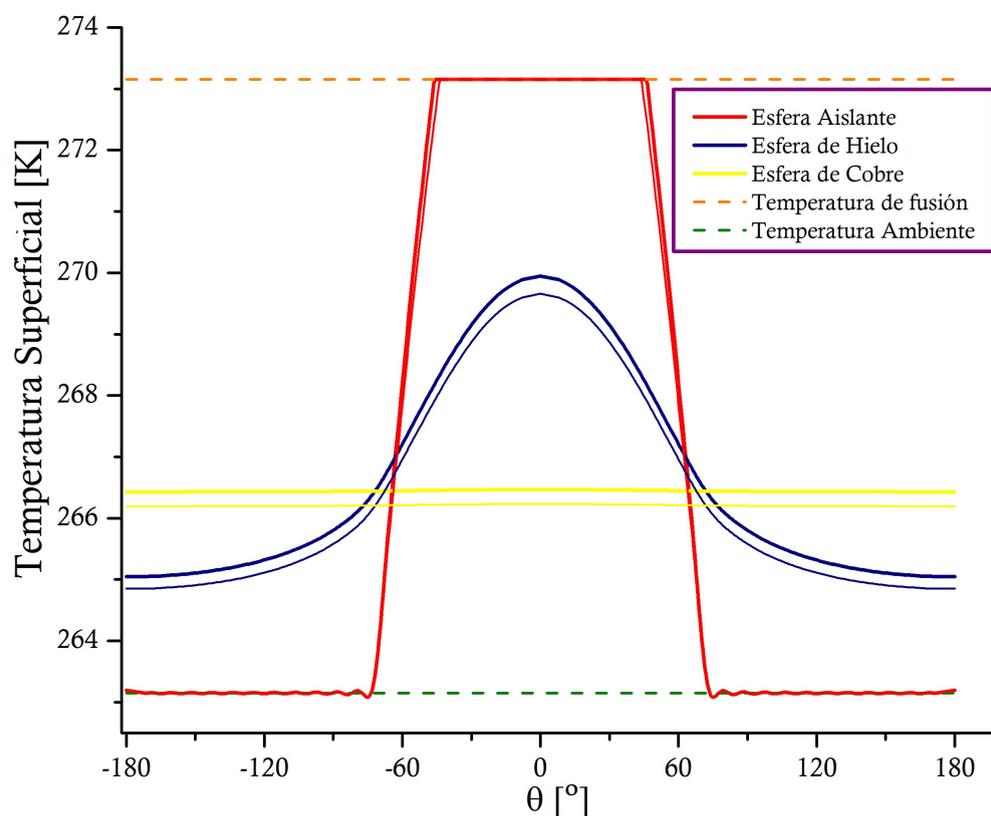


Figura 5.14: Distribuciones de temperatura superficial considerando esferas de tres materiales diferentes: cobre (líneas amarillas), hielo (líneas azules) y aislante (líneas rojas). Los cálculos se realizaron utilizando las expresiones numéricas de Nusselt de Zheng y List (1994) (líneas delgadas) y de Ranz y Marshall (1952) (líneas gruesas). Los valores de los parámetros ambientales son: temperatura ambiente de -10°C , velocidad de flujo de aire de 10 m s^{-1} lo que implica $\theta_m = 73^{\circ}$ y contenido efectivo de agua líquida de 3 g m^{-3} . Las líneas naranja y verde representan las temperaturas de fusión del hielo y ambiente, respectivamente.

Las distribuciones de temperatura superficial obtenidas para los distintos materiales muestran el comportamiento esperado. En el caso de la esfera aislante, todo el calor liberado durante el proceso de acreción es absorbido por la capa de hielo que se extiende sobre la cara de la esfera que enfrenta al flujo de aire entre los ángulos $-\theta_m$, $+\theta_m$. Dicha absorción de calor aumenta considerablemente la temperatura de la capa de hielo mientras que el resto de la esfera permanece a temperatura ambiente. La esfera de cobre, debido a su alta conductividad térmica, redistribuye el calor absorbido debido al proceso de acreción en toda su superficie. Como resultado, cada punto de la esfera tiene la misma temperatura, la temperatura media de la esfera. Finalmente, en la esfera de hielo, la temperatura en cada punto de su superficie excede la temperatura ambiente con un valor máximo de

temperatura en el punto de estancamiento. Debido a la baja conductividad térmica del hielo, la temperatura en la superficie de la esfera disminuye apreciablemente a medida que nos alejamos de dicho punto.

Distribuciones de temperatura superficial para cilindros aislantes y conductores fueron reportadas por Nasello et al. (1992) y sus resultados concuerdan con los resultados expuestos en la Figura 5.14. Por lo tanto, los resultados obtenidos para las esferas de distintos materiales son los esperados y son indicio de que las aproximaciones y elecciones realizadas para llevar a cabo los cálculos numéricos son adecuadas.

La Figura 5.14 muestra también que ambas expresiones del número de Nusselt conducen a resultados similares para cada material. Si observamos las distribuciones de temperatura para la esfera de hielo, vemos que la diferencia máxima entre ambas distribuciones de temperatura superficial no supera los 0.3 K, lo cual resulta despreciable frente a la variación de temperatura entre el punto de estancamiento y el ecuador. Luego, el uso de distintas expresiones del número de Nusselt no introduce diferencias significativas en las distribuciones de temperatura superficial que se obtengan dentro del rango de números de Reynolds utilizado.

Las Figuras 5.15 y 5.16 muestran las distribuciones de temperatura superficial para una esfera de hielo en función del ángulo θ . Los resultados han sido obtenidos promediando los valores resultantes a partir de las dos expresiones del número de Nusselt consideradas como valores extremos. Los valores de temperatura ambiente, velocidad de flujo de aire y contenido efectivo de agua líquida empleados en los cálculos numéricos son elegidos a partir de los valores de los parámetros reportados en los experimentos. La inhomogeneidad de la temperatura superficial se hace evidente en ambas figuras registrando un máximo valor en el punto de estancamiento de la esfera.

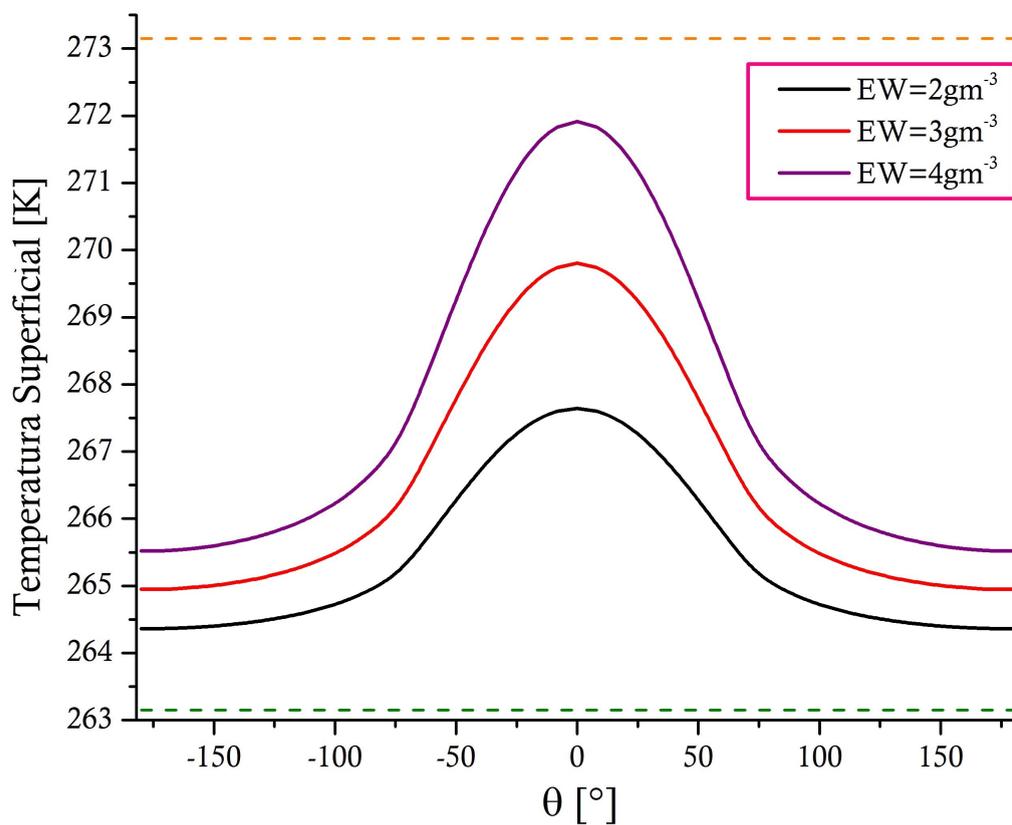


Figura 5.15: Las distribuciones de temperatura superficial se muestran para diferentes valores de EW. La línea continua negra representa cálculos realizados para $EW=2 \text{ g m}^{-3}$, la línea continua roja representa los resultados obtenidos considerando $EW=3 \text{ g m}^{-3}$ y la línea continua púrpura representa cálculos usando $EW=4 \text{ g m}^{-3}$. Para todas las simulaciones, se consideró una temperatura ambiente de $-10 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y una velocidad de flujo de aire de 10 m s^{-1} . Las líneas de rayas naranja y verde representan las temperaturas del punto de fusión del hielo y ambiente, respectivamente.

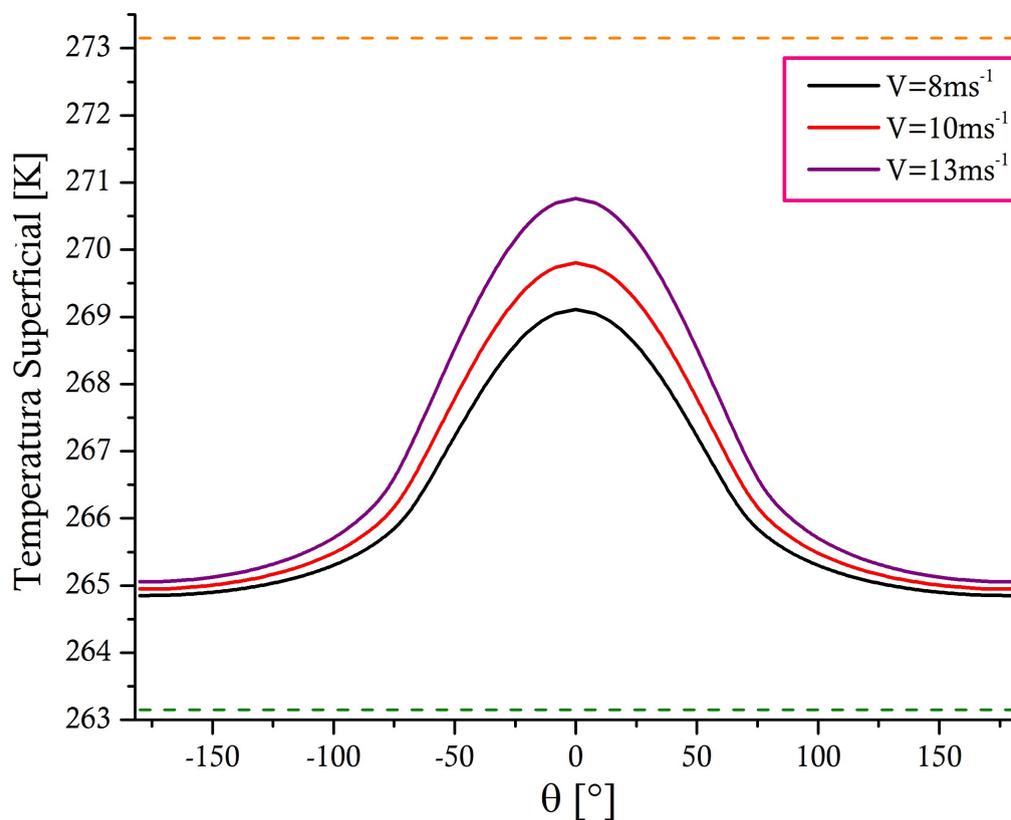


Figura 5.16: Distribuciones de temperatura superficial para diferentes valores de velocidad del flujo de aire. La línea continua negra representa las simulaciones para $V=8 \text{ m s}^{-1}$, la línea continua roja, para $V=10 \text{ m s}^{-1}$ y la línea continua púrpura representa los resultados para $V=13 \text{ m s}^{-1}$. Las simulaciones se llevaron a cabo considerando una temperatura ambiente de $-10 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y un EW de 3 g m^{-3} . Las líneas de rayas naranja y verde representan las temperaturas del punto de fusión del hielo y ambiente, respectivamente.

La Figura 5.15 muestra la variación de la distribución de la temperatura superficial en función de diferentes valores de contenido efectivo de agua líquida (EW). El valor de la temperatura ambiente se eligió igual a $-10 \text{ }^{\circ}\text{C}$ y la velocidad del flujo de aire a 10 m s^{-1} .

Como resultado de las variaciones de EW se puede notar una fuerte dependencia de la distribución de temperatura superficial con este parámetro. Un aumento en el valor de EW conduce a un aumento en la temperatura de la superficie debido a que crece el número de gotas de agua sobreenfriadas que colecta el granizo y por ende, que se encuentran sobre su superficie liberando calor latente durante su congelamiento. Este aumento en la temperatura se acentúa en cercanías al punto de estancamiento debido a que el número

de gotas que arriban a ese sector es mayor de acuerdo con la trayectoria balística de las gotas de agua.

La Figura 5.16 muestra, para un valor de EW de 3 g m^{-3} y una temperatura ambiente de $-10 \text{ }^{\circ}\text{C}$, la dependencia de la distribución de temperatura superficial con la velocidad del flujo de aire.

De la Figura 5.16 puede observarse que a velocidades de flujo de aire altas, la temperatura de la superficie aumenta en el área del punto de estancamiento pero permanece casi constante en el área del ecuador. Esto indica que un aumento en la velocidad del flujo de aire también es un aumento en la cantidad de agua sobreenfriada que llega al área alrededor del punto de estancamiento, conduciendo a un aumento en la temperatura de la superficie cerca de ese punto. Sin embargo, un aumento en la velocidad del flujo de aire causa un aumento en la ventilación del granizo lo que podría estar contrarrestando el aumento de temperatura a tal punto de mantener la temperatura del ecuador sin variaciones relevantes.

Estos resultados son similares a los obtenidos por Nasello et al. (1992) para geometría cilíndrica quienes también encontraron un valor máximo de la temperatura superficial en el punto de estancamiento del cilindro y un decrecimiento en la temperatura al alejarse de dicho punto.

Los resultados aquí obtenidos también están de acuerdo con las observaciones directas del granizo luego de las mediciones experimentales donde se notaron variaciones en la opacidad de la superficie del granizo. Áreas más transparentes se localizaron alrededor del punto de estancamiento mientras que áreas más opacas se extendieron hacia el ecuador. Dada la correlación entre hielo transparente y opaco con temperaturas superficiales más cálidas o más frías, respectivamente [Knight & Knight, 1973; Carras & Macklin, 1975], temperaturas más altas en el punto de estancamiento podrían conducir a dicha área al crecimiento húmedo permaneciendo el ecuador y sus alrededores en condiciones de crecimiento seco.

La Figura 5.17 compara las temperaturas medidas por el termistor ubicado en el interior del blanco durante los experimentos con la calculada en dicho punto para valores experimentales de la temperatura ambiente, EW y la velocidad del flujo de aire.

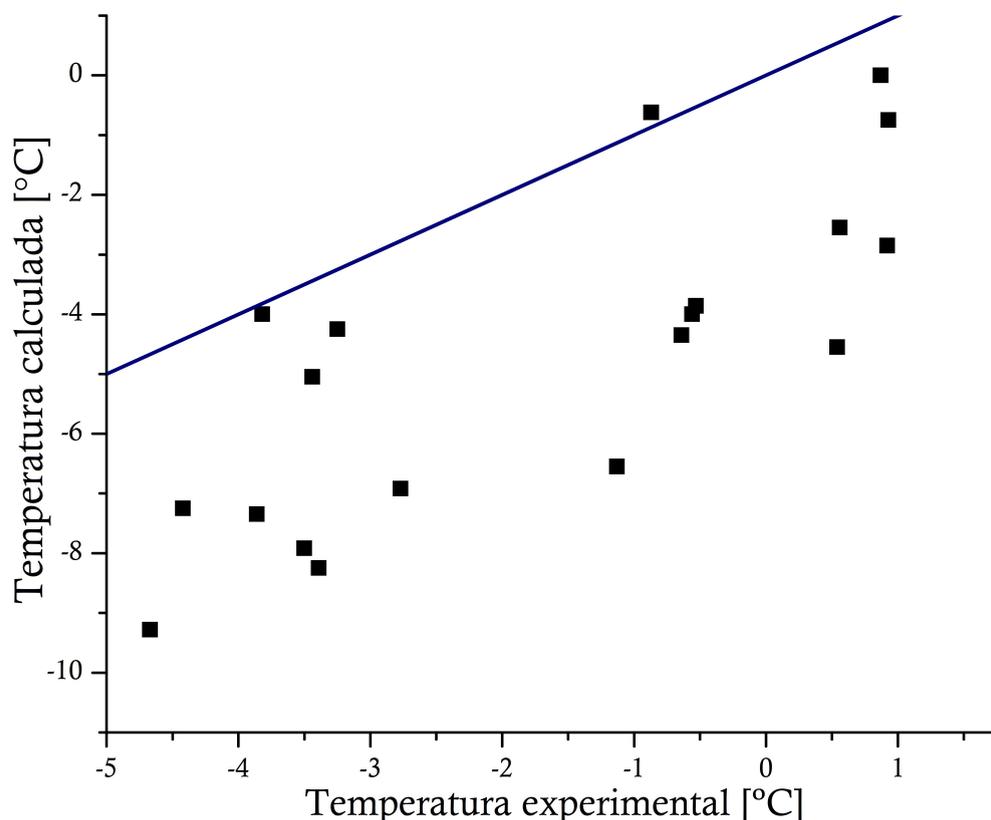


Figura 5.17: La temperatura calculada en el punto de estancamiento versus la temperatura determinada experimentalmente por el termistor ubicado en el interior del blanco. Los cálculos fueron realizados empleando valores de EW, temperatura ambiente y velocidad de flujo de aire idénticos a los reportados en tales mediciones. La línea recta determina la igualdad entre ambas temperaturas.

Como puede observarse, ambas temperaturas están positivamente correlacionadas siendo la temperatura determinada experimentalmente siempre mayor. Si tenemos en cuenta que la temperatura experimental es menor que la temperatura superficial real en el punto de estancamiento del granizo dada la ubicación del termistor, es posible concluir que hay una sistemática subestimación del valor de la temperatura en los cálculos numéricos.

La Figura 5.18 muestra, para una temperatura ambiente de $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ y una velocidad de flujo de aire de 10 m s^{-1} , los valores de EW necesarios para alcanzar los $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ en gran parte de la superficie del hielo acrecido, teniendo en cuenta los valores experimentales de θ_m . Con un valor de EW de 7 g m^{-3} , vemos que se alcanza el crecimiento húmedo hasta $\theta = 50^{\circ}$ mientras que con un valor de EW de 10 g m^{-3} , se alcanza el crecimiento húmedo más allá de los 60° . Esto indica que prácticamente toda la superficie del hielo acrecido

estaría bajo dichas condiciones.

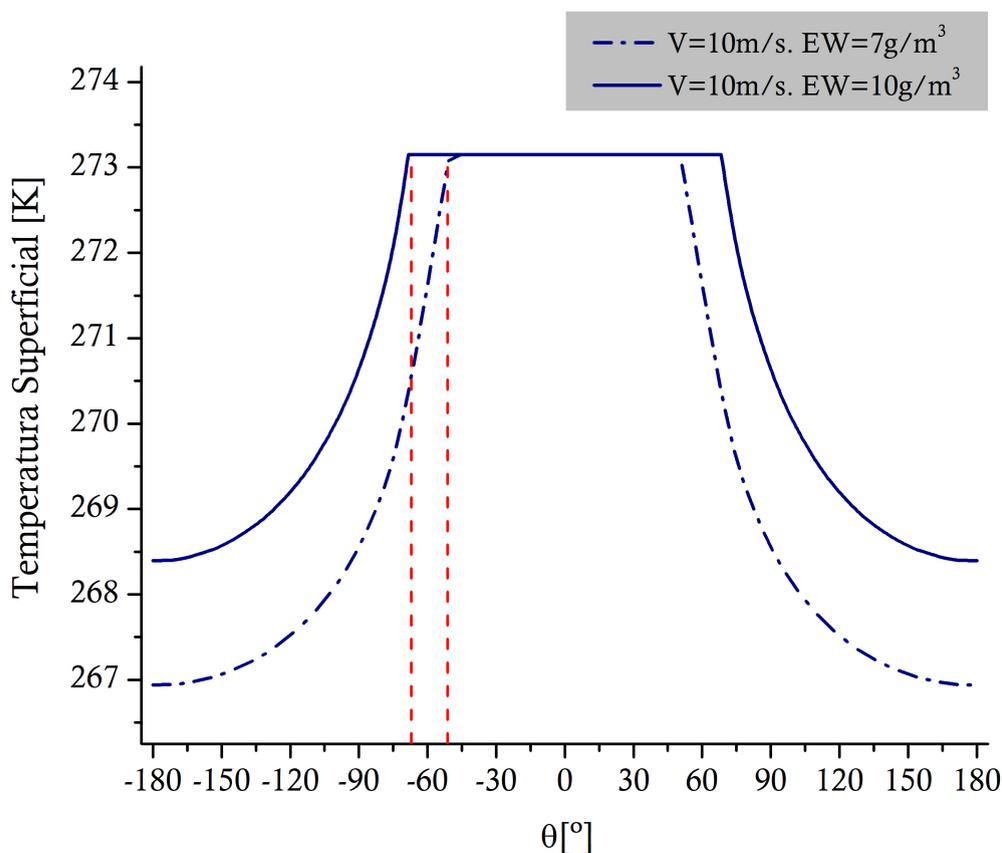


Figura 5.18: Valores de EW necesarios para alcanzar el crecimiento húmedo total. Los cálculos fueron realizados para una temperatura ambiente de $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ y una velocidad de flujo de aire de 10 m s^{-1} . Las líneas rojas destacan los valores de θ para los cuales se alcanza la temperatura de fusión del hielo.

Los motivos de la subestimación en la temperatura calculada pueden ser muchos. Tengamos en cuenta también que numerosas aproximaciones y suposiciones han sido realizadas para poder llevar a cabo los cálculos numéricos y que estas podrían haber afectado los resultados. También es importante destacar que los valores de EW empleados en los cálculos provienen de determinaciones experimentales que otorgan un valor medio de dicha cantidad y que no corresponden al contenido efectivo de agua líquida que arribaba a cada punto de la superficie del granizo.

Otro posible factor responsable de dicha subestimación es la suposición de una distribución monodispersa de tamaños de las gotas de agua sobreenfriadas (gotas de $7\text{ }\mu\text{m}$

de radio). La Figura 5.19 muestra que el espectro de tamaños de las gotas influencia considerablemente la temperatura superficial del granizo. La figura muestra las distribuciones de temperatura superficial para tres radios diferentes de gotas de agua: 4 μm , 8 μm y 12 μm . La temperatura cambia notablemente cerca del punto de estancamiento cuando el radio disminuye de 8 a 4 μm , mostrando un incremento de 3 K en la temperatura de dicho punto. Por otro lado, cuando el radio de las gotas de agua crece de 8 a 12 μm la temperatura en el punto de estancamiento decrece, pero solo 0.5 K. Esta variación en la temperatura se debe a que cambia el ángulo máximo de acreción θ_m , el cual depende del tamaño de las gotas de agua: θ_m disminuye si disminuye el radio de las gotas. Si EW permanece constante y el radio de las gotitas disminuye, una mayor cantidad de gotas de agua sobreenfriadas arribarán a la zona del punto de estancamiento, lo que podría incrementar la temperatura en los alrededores de dicho punto.

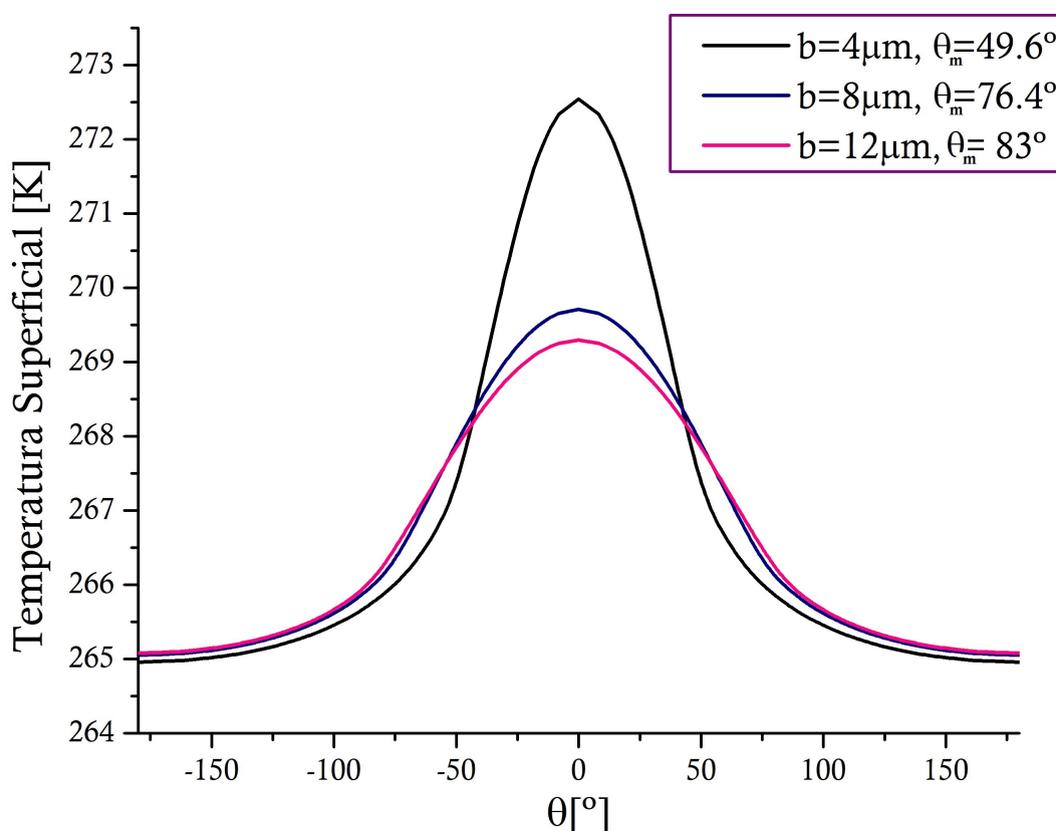


Figura 5.19: Distribuciones de temperatura superficial para radios medios de gotas de 4, 8 y 12 μm . Se indican los valores de θ_m para cada radio de gota. Los cálculos fueron realizados considerando la expresión de Nusselt de Ranz y Marshall (1952), una temperatura ambiente de $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$, una velocidad de flujo de aire de 10 m s^{-1} y un EW de 3 g m^{-3} .

Sin embargo, los cálculos numéricos hacen evidente una diferencia entre las temperaturas del punto de estancamiento y del ecuador, diferencia que puede explicar los cambios en la opacidad del hielo observados experimentalmente.

6. Conclusiones

En esta tesis se presentan mediciones experimentales novedosas de la carga adquirida por un granizo simulado durante colisiones con cristales de hielo. Las mediciones se realizaron bajo condiciones donde se consideraba hasta el momento que el mecanismo de electrificación no-inductivo no era eficiente. Los resultados obtenidos muestran que el mecanismo de electrificación no-inductivo es relevante tanto en ausencia de gotas de agua sobreenfriadas, como bajo condiciones teóricas de crecimiento húmedo del granizo. Por lo tanto, la carga transferida bajo estas condiciones debe ser incluida en los modelos numéricos de electrificación de las nubes de tormenta para lograr una mejor representación de las mismas.

6.1. Resultados de las mediciones en ausencia de gotas de agua sobreenfriada

Se realizaron mediciones del signo y la magnitud de la carga transferida en condiciones ambientales representativas de la región estratiforme de las nubes de tormenta. Las mediciones se realizaron en un ambiente sobresaturado con respecto al hielo y subsaturado con respecto al agua. Esto nos permitió asegurar que las mediciones se realizaron en ausencia de gotas de agua sobreenfriada. Debido a la ausencia de agua líquida, el valor de sobresaturación con respecto al hielo adquiere relevancia y, junto a la temperatura ambiente, serán determinantes en el signo de cargado del granizo.

Los resultados muestran un cargado del granizo predominantemente negativo para todo el rango de temperatura analizado y para condiciones de subsaturación con respecto al agua. Los resultados encontrados permitieron construir un diagrama del signo de la carga adquirida por el granizo en función de la temperatura ambiente y de sobresaturación respecto del hielo.

Se estimó la magnitud de la carga transferida por colisión y se obtuvo que la misma es uno o dos órdenes de magnitud inferior a la carga transferida en presencia de agua líquida. Sin embargo, dado que el tiempo de permanencia del granizo en tal región es mayor que en la región convectiva, podemos suponer que sufre un mayor número de colisiones con cristales de hielo compensando así los pequeños valores de carga que se transfieren

por cada colisión. De este modo, el funcionamiento del mecanismo de electrificación no-inductivo se vuelve relevante y podría explicar la estructura eléctrica observada en la región estratiforme de las nubes de tormenta.

6.2. Resultados de las mediciones en condiciones de crecimiento húmedo

Se realizaron mediciones experimentales del signo y la magnitud de la carga que adquiere un granizo de geometría esférica durante colisiones con cristales de hielo y en presencia de gotas de agua sobreenfriada. Las mediciones fueron llevadas a cabo en rangos de temperaturas y velocidades de colisión considerados representativos de la región cálida convectiva de las nubes de tormenta. En tal situación, el granizo se encontraba en condiciones teóricas de crecimiento húmedo.

Los resultados muestran que el granizo siempre adquirió carga positiva cuya magnitud se estimó en 10 fC ($p = 0.1$). Esta magnitud de la carga es similar a la magnitud de la carga transferida en condiciones de crecimiento seco.

De observaciones directas del granizo realizadas luego de cada medición, fue posible determinar la presencia de zonas de hielo transparente en los alrededores del punto de estancamiento del granizo esférico y zonas opacas en cercanías al ecuador lo que indica que estas zonas de la superficie del granizo se encontraban creciendo en distintas condiciones de crecimiento. Denominamos **crecimiento húmedo parcial** a tal situación. Durante las mediciones, cuando el granizo alcanzaba el **crecimiento húmedo parcial** se hacía evidente una disminución de la magnitud de la corriente adquirida por el granizo durante colisiones con cristales de hielo; sin embargo, su valor continuaba siendo relevante. Si las condiciones ambientales eran tales que permitían al granizo alcanzar la condición de crecimiento húmedo en la totalidad de su superficie, la corriente eléctrica adquirida por el granizo se anulaba debido a la adhesión de los cristales de hielo a la superficie del granizo.

Cálculos numéricos fueron realizados con el fin de corroborar las observaciones experimentales de variaciones en la opacidad del hielo superficial del granizo. Para ello, se determinó numéricamente la distribución superficial de temperatura de un granizo esférico bajo condiciones similares a las condiciones de los experimentos.

Los resultados numéricos muestran que bajo condiciones de **crecimiento húmedo**

parcial la temperatura superficial del granizo presenta un gradiente de temperatura, con un máximo en el punto de estancamiento del granizo. Este gradiente de temperatura permite explicar la diferencia en la opacidad del hielo observada en las mediciones experimentales.

Los resultados tanto experimentales como teóricos obtenidos corroboran el funcionamiento del mecanismo no-inductivo en condiciones teóricas de crecimiento húmedo debido a la inhomogeneidad de la temperatura superficial del granizo. Tal diferencia de temperaturas entre el punto de estancamiento y el ecuador permite un **crecimiento húmedo parcial** donde las regiones secas continúan contribuyendo a la separación de carga. Este resultado podría explicar el desarrollo de la región inferior de carga positiva presente en la región convectiva de las nubes de tormenta y que se considera iniciadora de las descargas CG.

7. Apéndice

7.1. Clausius-Clapeyron

El valor de presión de saturación del vapor con respecto al agua a una dada T , $e_{s,a}(T)$, viene dado por la siguiente expresión derivada de la ecuación de Clausius-Clapeyron:

$$e_{s,a}(T) = e_{s,0} \exp\left[\frac{L_v M_v}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right] \quad (7.1.1)$$

Así mismo, el valor de presión de saturación del vapor con respecto del hielo a una dada T , $e_{s,h}(T)$, viene dado por:

$$e_{s,h}(T) = e_{s,0} \exp\left[\frac{L_s M_v}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right] \quad (7.1.2)$$

donde $e_{s,0}$ y T_0 son los valores de presión de saturación y de temperatura en el punto triple del agua, 6.11 hPa y 273.15 K, respectivamente.

La Figura 7.1 muestra el diagrama de fase del agua. Las curvas representan los valores de $e_{s,a}$ y de $e_{s,h}$ para cada valor de temperatura y son obtenidas a partir de la ecuación de Clausius-Clapeyron.

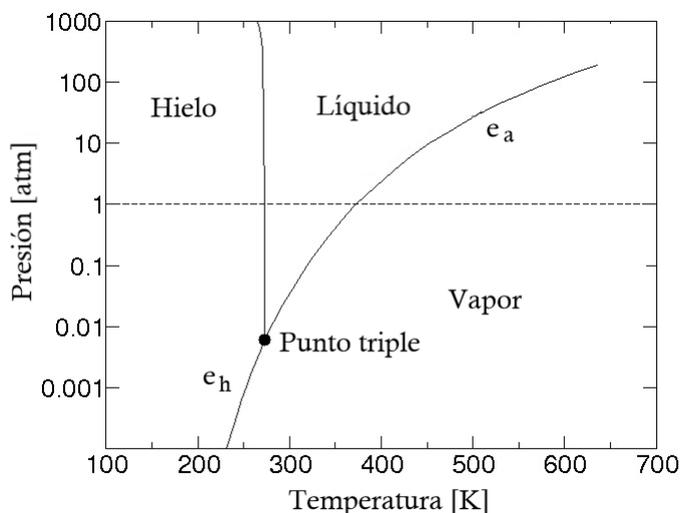


Figura 7.1: Diagrama de fase del agua en función de la presión del vapor de agua y la temperatura. Las curvas representan los valores de la presión de saturación con respecto al agua ($e_{s,a}$) y con respecto al hielo ($e_{s,h}$) para cada valor de temperatura obtenidos a partir de las ecuaciones 7.1 y 7.2. El punto rojo representa el punto triple del agua.

Si una parcela de aire, a una dada temperatura T , posee una presión de vapor superior al valor $e_{s,a}(T)$ ($e_{s,h}(T)$) a dicha temperatura, se dice que la misma se encuentra sobresaturada con respecto al agua (al hielo) y en tales condiciones, el vapor de agua comenzará a condensar (depositarse) formando gotas de agua (cristales de hielo) con el fin de disminuir la presión del vapor en la parcela hasta alcanzar el valor de presión de coexistencia dado por la ecuación 7.1. De igual modo, si una parcela a una dada temperatura T , contiene gotas de agua (cristales de hielo) y el valor de presión de vapor de la misma se encuentra por debajo del valor $e_{s,a}(T)$ ($e_{s,h}(T)$), la parcela se encuentra subsaturada con respecto al agua (al hielo) y en tales condiciones, las gotas de agua (los cristales de hielo) se evaporarán (sublimarán) con el fin de incrementar la presión del vapor y alcanzar el valor de equilibrio.

7.2. Densidad de Granizos

Asumiendo el granizo como una partícula de hielo esférica de radio r_g , Rasmussen y Heymsfield (1987) derivaron relaciones empíricas para $C_D N_R^2$ vs. N_R donde C_D es el coeficiente de Drag y N_R es el número de Reynolds del granizo. Tales relaciones fueron obtenidas a partir de valores del coeficientes de Drag determinados experimentalmente empleando granizos naturales y modelados. De acuerdo con el rango de números de Reynolds utilizados en las mediciones presentas en el capítulo 5 (6000-12000), la relación empírica correspondiente es:

$$N_R = 0,4487X^{0,5536} \quad (7.2.1)$$

con

$$X = C_D N_R^2 = \frac{8g\rho_g V\rho_a}{\pi\eta_a^2} \quad (7.2.2)$$

donde g es la aceleración de la gravedad, ρ_g es la densidad del granizo, V es el volumen del granizo y ρ_a y η_a son la densidad y viscosidad del aire, respectivamente.

Finalmente, la velocidad terminal V_t de la partícula de hielo puede ser determinada

a partir de:

$$V_T = \frac{\eta_a N_R}{2\rho_a r_g} \quad (7.2.3)$$

La Tabla 7.1 presenta los distintos valores de velocidad terminal de caída de una esfera de hielo de 0.5 cm de radio de acuerdo con su densidad. Para los cálculos se consideró una temperatura ambiente de $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$, una aceleración de la gravedad de 9.81 m s^{-2} , un valor de η_a de $1.69 \times 10^{-5}\text{ Pa s}$ y una densidad del aire de 1.304 kg m^{-3} .

Tabla 7.1. Velocidad terminal de caída del granizo de acuerdo con su densidad

Densidad del Granizo	X	Números de Reynolds	Velocidad terminal
500 kg m^{-3}	29924230	6176	8 m s^{-1}
700 kg m^{-3}	41893922	7440	9.6 m s^{-1}
900 kg m^{-3}	53863614	8550	11 m s^{-1}

7.3. Cálculo Algebraico de $T_s(\alpha, \theta)$

Determinación de los coeficientes A_l

Nuestro objetivo es encontrar una expresión para la temperatura superficial del granizo de radio α en función del ángulo θ cuando esta ha alcanzado su estado estacionario. Dicha temperatura depende de los parámetros ambientales tales como el contenido efectivo de agua líquida, la velocidad del flujo de aire, la temperatura ambiente y el tamaño de las gotas de agua sobreenfriada.

La expresión de la temperatura puede ser escrita en término de los Polinomios de Legendre. De este modo, la temperatura es:

$$T_s(\alpha, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} A_l \alpha^l P_l(\cos(\theta)) \quad (7.3.1)$$

donde los coeficientes A_l de la serie de Polinomios de Legendre son los que debemos determinar.

Luego, partiendo de la ecuación 5.8, obtenemos:

$$0 = -K_g \nabla T \Big|_{r=a} + \frac{E_c a_L V}{4} [L_f - c_a (T_0 - T_a) - c_h (T - T_0)] + \frac{L_s D_v \overline{N_{Sh}}}{2a} [\rho_a (T_a) - \rho_a (T)] - \frac{K_a \overline{N_{Nu}}}{2a} (T - T_a) \quad (7.3.2)$$

Empleando la ecuación 5.10 y considerando que el flujo de calor tiene simetría azimutal, la ecuación 7.3.2 queda:

$$K_g \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=a} = \frac{K_a \overline{N_{Nu}}}{2a} (T_a - T_s) + \frac{L_s D_v \overline{N_{Sh}}}{2a} [\rho_a (T_a) - \rho_a (T_a) + \frac{\partial \rho_a}{\partial T} \Big|_{T_a} (T_a - T_s)] + \frac{E_c(\theta) a_L V}{4} [L_f + c_a (T_a - T_0) + c_h (T_0 - T_a) + c_h (T_a - T_s)] \quad (7.3.3)$$

Agrupando los términos que incluyen el factor $(T_a - T_s)$, obtenemos:

$$K_g \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=a} = \left[\frac{K_a \overline{N_{Nu}}}{2a} + \frac{L_s D_v \overline{N_{Sh}}}{2a} \frac{\partial \rho_a}{\partial T} \Big|_{T_a} + \frac{E_c(\theta) a_L V c_h}{4} \right] (T_a - T_s) + \frac{E_c(\theta) a_L V}{4} [L_f + (c_a - c_h)(T_a - T_0)] \quad (7.3.4)$$

Considerando que $E_c(\theta) a_L$ es equivalente a $EW\beta(\theta)$, llamamos

$$\mathbf{A} = \frac{K_a \overline{N_{Nu}}}{2a} + \frac{L_s D_v \overline{N_{Sh}}}{2a} \frac{\partial \rho_a}{\partial T} \Big|_{T_a} \quad (7.3.5)$$

$$\mathbf{B} = \frac{EW\beta(\theta) V c_h}{4} \quad (7.3.6)$$

$$\mathbf{C} = \frac{EW\beta(\theta) V}{4} [L_f + (c_a - c_h)(T_a - T_0)] \quad (7.3.7)$$

Luego, la ecuación 7.3.4 puede ser reescrita:

$$K_g \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=a} = [\mathbf{A} + \mathbf{B}\beta(\theta)](T_a - T_s) + \mathbf{C}\beta(\theta) \quad (7.3.8)$$

Para resolver la ecuación 7.3.8 es necesario escribir a $\beta(\theta)$ en serie de Polinomios de Legendre. Luego,

$$\beta(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n P_n(\cos(\theta)) \quad (7.3.9)$$

Así, la ecuación 7.3.8 queda,

$$\begin{aligned} K_g \sum_{l=0}^{\infty} l a^{l-1} A_l P_l(\cos(\theta)) + \mathbf{A} \sum_{l=0}^{\infty} a^l A_l P_l(\cos(\theta)) + \mathbf{B} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} l a^l A_l B_n P_l(\cos(\theta)) P_n(\cos(\theta)) \\ = \sum_{n=0}^{\infty} B_n P_n(\cos(\theta)) [\mathbf{B} \mathbf{T}_a + \mathbf{C}] + \mathbf{A} \mathbf{T}_a \end{aligned} \quad (7.3.10)$$

Multiplicamos ambos miembros por $P_m(\cos(\theta))$ e integramos entre $[-1, 1]$:

$$\begin{aligned} K_g \sum_{l=0}^{\infty} l a^{l-1} A_l \int_{-1}^1 P_l(\cos(\theta)) P_m(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) + \mathbf{A} \sum_{l=0}^{\infty} a^l A_l \int_{-1}^1 P_l(\cos(\theta)) P_m(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) + \\ \mathbf{B} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} a^l A_l B_n \int_{-1}^1 P_l(\cos(\theta)) P_n(\cos(\theta)) P_m(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) \\ = \sum_{n=0}^{\infty} B_n [\mathbf{B} \mathbf{T}_a + \mathbf{C}] \int_{-1}^1 P_n(\cos(\theta)) P_m(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) + \mathbf{A} \mathbf{T}_a \int_{-1}^1 P_m(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) \end{aligned} \quad (7.3.11)$$

Tomamos en cuenta (1), la propiedad de ortogonalidad de los Polinomios de Legendre

$$\int_{-1}^1 P_l(x) P_m(x) dx = \frac{2}{2m+1} \delta_{l,m} \quad (7.3.12)$$

y (2), que la integral de un producto triple de Polinomios de Legendre es igual a

$$\int_{-1}^1 P_m(x)P_l(x)P_n(x)dx = f(m, l, n) \quad (7.3.13)$$

con

$$f(m, l, n) = 2 \left[(-1)^s \sqrt{\frac{(2s-2m)!(2s-2l)!(2s-2n)!}{(2s+1)!} \frac{s!}{(s-m)!(s-l)!(s-n)!}} \right]^2 \quad (7.3.14)$$

si $m + l + n$ es par y si el triplete (m, l, n) satisface la desigualdad triangular, es decir, $m < l + n$ o $n < l + m$ o $l < m + n$. De lo contrario, la integral del producto triple de Polinomios de Legendre se anula. La cantidad s se define como $2s = l + m + n$ [Abramowitz & Stegun, 1964].

Así, la ecuación 7.3.11 resulta:

$$\begin{aligned} K_g l a^{l-1} A_l \frac{2}{2l+1} \delta_{l,m} + A a^l A_l \frac{2}{2l+1} \delta_{l,m} + B \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} a^l A_l B_n f(m, l, n) \\ = B_m [B T_a + C] \frac{2}{2m+1} + 2 A T_a \delta_{m,0} \end{aligned} \quad (7.3.15)$$

Reordenando,

$$\begin{aligned} A_l \frac{2}{2l+1} a^l \delta_{l,m} \left[\frac{K_g l}{a} + A \right] + B \sum_{l=0}^{\infty} a^l A_l \sum_{n=0}^{\infty} B_n f(m, l, n) \\ = B_m \frac{2}{2m+1} [B T_a + C] + 2 A T_a \delta_{m,0} \end{aligned} \quad (7.3.16)$$

Los valores que adquieran los índices m y l restringen los valores que puede tomar el índice n debido a la condición de la desigualdad triangular. Denominaremos j al valor máximo que pueden tomar m y l .

Entonces, la ecuación 7.3.16 puede pensarse como un sistema de ecuaciones como el propuesto en la ecuación 5.13:

$$M \cdot \vec{A} = \vec{C} \quad (7.3.17)$$

donde los elementos de la matriz M vienen dados por:

$$\begin{bmatrix} m=0, l=0 & m=0, l=1 & m=0, l=2 & \dots & m=0, l=j \\ m=1, l=0 & m=1, l=1 & m=1, l=2 & \dots & m=1, l=j \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ m=j, l=0 & m=j, l=1 & m=j, l=2 & \dots & m=j, l=j \end{bmatrix}$$

el vector \vec{A} es:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_j \end{bmatrix}$$

y el vector \vec{C} viene dado por:

$$\begin{bmatrix} B_0 2[\mathbf{B}T_a + \mathbf{C}] + 2A T_a \\ B_1 \frac{2}{3}[\mathbf{B}T_a + \mathbf{C}] \\ \vdots \\ B_j \frac{2}{2j+1}[\mathbf{B}T_a + \mathbf{C}] \end{bmatrix}$$

Luego, los coeficientes A_l quedan definidos por:

$$\vec{A} = M^{-1} \cdot \vec{C} \quad (7.3.18)$$

Determinación de los coeficientes B_n

La cantidad $\beta(\theta)$ puede ser expresada en serie de Polinomios de Legendre:

$$\beta(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n P_n(\cos(\theta)) \quad (7.3.19)$$

donde B_n son los coeficientes que deseamos determinar. A su vez, hemos elegido una expresión para $\beta(\theta)$ dada por:

$$\beta(\theta) = A_\beta \cos(b_\beta \theta) \quad (7.3.20)$$

Luego,

$$A_\beta \cos(b_\beta \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n P_n(\cos(\theta)) \quad (7.3.21)$$

Si multiplicamos ambos miembros por $P_m(\cos(\theta))$ e integramos entre $[-1, 1]$, nos queda:

$$A_\beta \int_{-1}^1 \cos(b_\beta \theta) P_m(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n \int_{-1}^1 P_n(\cos(\theta)) P_m(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) \quad (7.3.22)$$

Teniendo en cuenta la propiedad de ortogonalidad entre los Polinomios de Legendre, la ecuación 7.3.22 resulta:

$$A_\beta \int_{-1}^1 \cos(b_\beta \theta) P_m(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n \frac{2}{2m+1} \delta_{n,m} \quad (7.3.23)$$

De la sumatoria de los n , solo sobrevive $n = m$, por lo que la ecuación 7.3.23 queda:

$$A_\beta \int_{-1}^1 \cos(b_\beta \theta) P_m(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) = B_m \frac{2}{2m+1} \quad (7.3.24)$$

Quedan así determinados los valores de B_m a partir de:

$$B_m = A_\beta \int_{-1}^1 \cos(b_\beta \theta) P_m(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) \frac{2m+1}{2} \quad (7.3.25)$$

Determinación de A_β y b_β

Los valores de A_β y de b_β son determinados a partir de la integral de $\beta(\theta)$ sobre la superficie de un casquete semiesférico de radio a . Si suponemos primeramente que la acreción se distribuye sobre la totalidad de la superficie de dicho casquete, definimos a

$\beta(\theta)$ igual a $\cos(\theta)$. De este modo, dicha integral resulta:

$$\begin{aligned} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\pi} \beta(\theta) a^2 \text{sen}(\theta) d\theta d\phi &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) a^2 \text{sen}(\theta) d\theta \int_0^{\pi} d\phi \\ &= a^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) \text{sen}(\theta) d\theta 2\pi = 2\pi a^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) \text{sen}(\theta) d\theta \end{aligned} \quad (7.3.26)$$

Empleando el método de integración por sustitución, obtenemos:

$$2\pi a^2 \frac{\text{sen}^2(\theta)}{2} \Big|_0^{\frac{\pi}{2}} = \pi a^2 \quad (7.3.27)$$

donde la cantidad πa^2 es la tasa de acreción por unidad de tiempo sobre la totalidad de la superficie del casquete semiesférico.

Ahora bien, hemos comprobado experimentalmente que la acreción no se deposita sobre toda la superficie de un casquete semiesférico, sino que se extiende hasta un ángulo máximo de acreción, θ_m , cuyo valor es inferior a $\frac{\pi}{2}$. Luego, bajo esta consideración se redefine la expresión de $\beta(\theta)$:

$$\beta(\theta) = \begin{cases} A_\beta \cos(b_\beta \theta) & \text{si } \theta \leq \theta_m \\ 0 & \text{si } \theta > \theta_m \end{cases} \quad (7.3.28)$$

De la ecuación 7.3.28 se desprende que,

$$A_\beta \cos(b_\beta \theta_m) = 0 \quad (7.3.29)$$

Esto implica que:

$$\cos(b_\beta \theta_m) = 0 \Leftrightarrow b_\beta \theta_m = \frac{\pi}{2} \quad (7.3.30)$$

Luego, b_β queda determinado a partir del ángulo θ_m :

$$b_\beta = \frac{\pi}{2\theta_m} \quad (7.3.31)$$

Para determinar el valor de A_β debemos realizar nuevamente la integral de la ecuación 7.3.26, empleando la nueva expresión de $\beta(\theta)$ y modificando los límites de integración como sigue:

$$\int_0^{\theta_m} \int_0^\pi \beta(\theta) a^2 \text{sen}(\theta) d\theta d\phi = 2\pi a^2 A_\beta \int_0^{\theta_m} \cos(b_\beta \theta) \text{sen}(\theta) d\theta \quad (7.3.32)$$

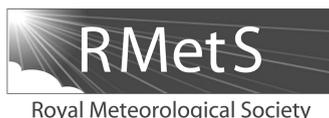
De Spiegel (1981) se obtiene una expresión para la integral y la ecuación 7.3.32 resulta:

$$-2\pi a^2 A_\beta \left(\frac{\cos[(1-b_\beta)\theta]}{2(1-b_\beta)} + \frac{\cos[(1+b_\beta)\theta]}{2(1+b_\beta)} \right) \Big|_0^{\theta_m} = \pi a^2 \quad (7.3.33)$$

La igualdad de la integral con la cantidad πa^2 se mantiene pues hemos supuesto que la tasa de acreción no es afectada por la reducción de la superficie que alcanza. Luego, de la ecuación 7.3.33 se obtiene la expresión para A_β :

$$A_\beta = \left[-2 \left(\frac{\cos[(1-b_\beta)\theta]}{2(1-b_\beta)} + \frac{\cos[(1+b_\beta)\theta]}{2(1+b_\beta)} \right) \Big|_0^{\theta_m} \right]^{-1} \quad (7.3.34)$$

8. Publicaciones Científicas



Thunderstorm graupel charging in the absence of supercooled water droplets

M. Y. Luque, R. Bürgesser* and E. Ávila

Group of Atmospheric Physic, FaMAF, Universidad Nacional de Córdoba, IFEG-CONICET, Córdoba, Argentina

*Correspondence to: R. Bürgesser, FaMAF, Av. Medina Allende s/n, Ciudad Universitaria, CP:X5000HUA Córdoba, Argentina.
E-mail: burgesse@famaf.unc.edu.ar

This study reports new measurements of the charge separation during ice crystal–graupel collisions in the absence of supercooled water droplets. Experimental measurements of the average charge acquired by a simulated graupel, under condition of subsaturation with respect to water and supersaturation with respect to ice, were performed. The relative humidity of the air was controlled and measured during the experiments. The experiments were carried out in the temperature range between -7 and -21 °C, with a relative velocity of 3 m s^{-1} between the ice particles and the graupel. The aim of the measurements was to study the dependence of the non-inductive mechanism on the presence/absence of supercooled water droplets. Present results together with previous findings indicate that the sign of the graupel charging depends on the presence/absence of supercooled water droplets and on the relative humidity (subsaturation/supersaturation) of the environment in the case of absence of water droplets. This laboratory study is the first to map the non-riming conditions with low velocity impact and these new results confirm the negative charging of graupel under these conditions. It was found that the magnitude of the charge separated per collision in non-riming conditions is of the same order of magnitude as in riming conditions. This suggests that the non-inductive mechanism could be operating in the storms even in the absence of water droplets, emphasizing the importance of knowledge of the environmental thermodynamic conditions in order to know the charging behaviour of the graupel particles.

Key Words: ice crystal–graupel interaction; charge transfer; non-riming conditions; cloud electrification

Received 10 March 2016; Revised 28 April 2016; Accepted 3 March 2016; Published online in Wiley Online Library 10 June 2016

1. Introduction

Transient luminous events (TLE) commonly occur over the stratiform region of Mesoscale Convective Systems (MCS) and they have been related to the electrical activity of these systems (e.g. Boccippio *et al.*, 1995; Lyons, 1996; Neubert, 2003). Williams (1998) showed evidence that sprites are induced by a strong electric field attributed to the neutralization of a large amount of positive charges. They suggested that the positive charge reservoir is located in the base of the mesoscale anvil near the 0 °C isotherm, where the charging process is inverted relative to the normal positive-over-negative charge structure of ordinary thunderstorms.

Recently, Ávila *et al.* (2013) confirmed that some environmental conditions present within the stratiform region of the MCS lead to the generation of positively charged graupel pellets and negative ice crystals – an inverted polarity region. In that study, the liquid water content was relatively low ($<0.5\text{ g m}^{-3}$), the graupel size was small (2 mm diameter) and the relative crystal/graupel velocities correspondingly small ($1\text{--}3\text{ m s}^{-1}$) according to the typical microphysical conditions in the MCS. The results indicated that

small graupel falling slowly charge positively in the low cloud water content regions, which is consistent with the observations of a positive graupel region with negative ice crystals above.

However, reliable *in situ* observations of supercooled liquid water content (LWC) in stratiform regions of an MCS are quite limited due to the difficulties in measuring this parameter within the conditions present in this region of the cloud. A very low amount of LWC with a large concentration of a wide variety of ice particles was reported by Willis and Heymsfield (1989). Schuur and Rutledge (2000) reported observations of two different MCSs, which were classified as symmetric and asymmetric systems according to their precipitation structure (Houze *et al.*, 1990). Each type of these systems presents different kinematic, microphysical and electrical structures. The symmetric MCS shows a mixed-phase condition with LWC less than 0.5 g m^{-3} and a five-layer charge structure, while the asymmetric MCS shows a lack of supercooled water droplets (SWD) above the -8 °C level and a three-layer charge structure.

Several laboratory studies have measured the charge transfer during the interaction between graupel and ice crystals under mixed-phase conditions (Reynolds *et al.*, 1957; Takahashi, 1978;

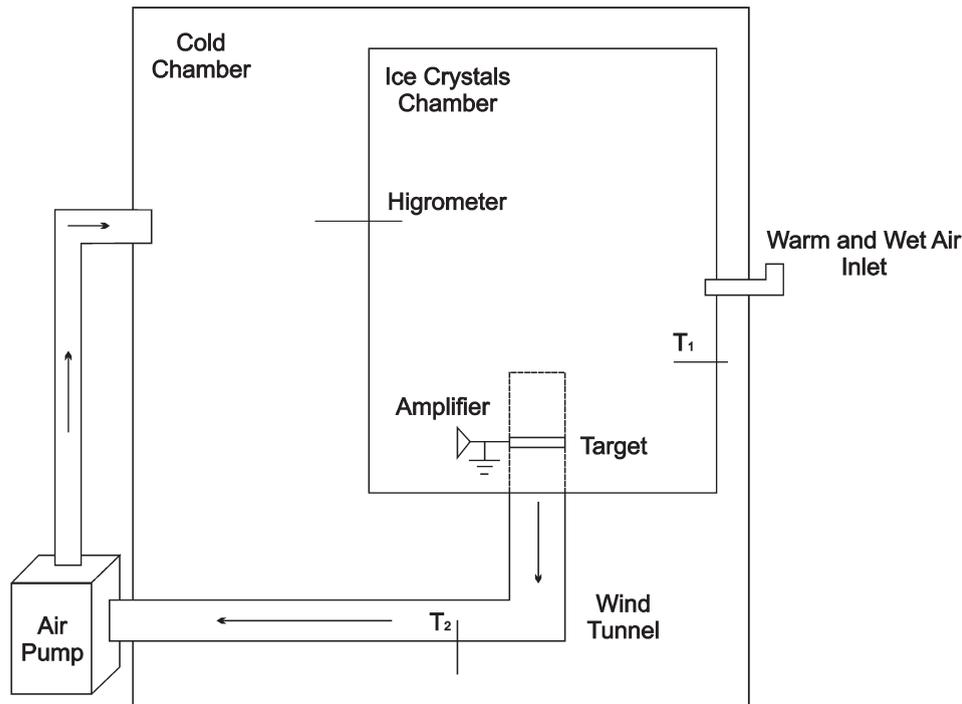


Figure 1. Experimental set-up. T1 and T2 are ice crystals cloud temperature and wind tunnel temperature, respectively.

Jayaratne *et al.*, 1983; Saunders *et al.*, 1991, 1999, 2001, 2004, 2006; Brooks *et al.*, 1997; Saunders and Peck, 1998; Ávila and Pereyra, 2000; Pereyra *et al.*, 2000, 2008; Pereyra and Ávila, 2002; Bürgesser *et al.*, 2006; Lighezzolo *et al.*, 2010; Ávila *et al.*, 2013). However, only a few experiments have analysed the charge separation in the absence of SWD and there are no systematic studies so far.

The charge transfer mechanism during ice crystals and graupel collisions in the absence of SWD has been studied by Jayaratne *et al.* (1983) and Saunders *et al.* (2001). Jayaratne *et al.* (1983) showed that the charge acquired by a graupel particle during interactions with ice crystals in the absence of SWD has a magnitude smaller than the magnitude of the charge transferred in the presence of SWD. For instance, at a flow speed of 9.8 m s^{-1} and at -10°C during riming conditions they found a mean charge of 28 fC per rebounding $30 \mu\text{m}$ ice crystal was transferred to the target; meanwhile, under the same conditions, but in the absence of SWD, the mean charge transferred to the target per ice crystal was approximately 0.25 fC. Saunders *et al.* (2001) measured the charging current of a graupel particle during interactions with ice crystals in the absence of SWD in the temperature range between -10 and -25°C . The target was pre-rimed and the ice crystal cloud was drawn at 8 m s^{-1} . They found that a growing ice crystal under supersaturated condition with respect to ice, but in the absence of SWD, charges the graupel particle negatively. They also observed that when the input of moist air was turned off (environment subsaturated over ice), the charge reversed from negative to positive. Saunders *et al.* (2001) did not determine the relative humidity of the environment nor did they estimate the magnitude of the charge separated per collision during the experiments.

Due to the difficulties of creating laboratory conditions between ice and water saturation with low collision speed, the efficiency of the non-inductive mechanism was not extensively studied. In this article we report new experimental measurements of the charge separation during ice crystal–graupel collisions in the absence of SWD. The average charge acquired by a simulated graupel particle of 2 mm diameter during ice crystal collisions was determined. The impact velocity was set to 3 m s^{-1} and the temperature range for the experiments was between -7 and -21°C . To ensure an environment free of supercooled liquid water droplets, all the experiments were performed for a supersaturated atmosphere with respect to ice and subsaturated with respect to liquid water.

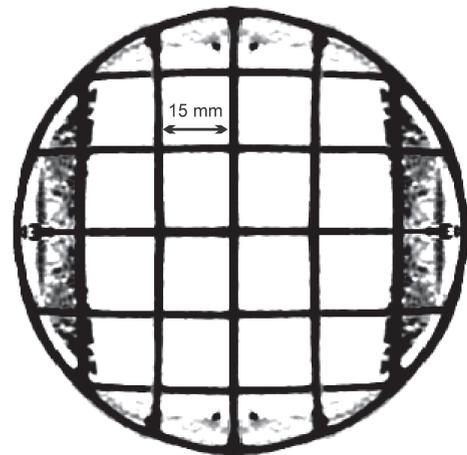


Figure 2. Target used in the experimental set-up.

The relative humidity of the air inside the chamber was controlled and measured during the experiments. The goal of this work was to study the dependence of the non-inductive mechanism on the presence/absence of SWD and/or water-saturated conditions. This laboratory study is the first to map the non-riming conditions with low velocity impacts and the new results confirm the negative charging of graupel under these cloud conditions.

2. Experiments

Figure 1 displays the experimental set-up used in this study, which is similar to that used by Ávila *et al.* (2013). The ice-crystals chamber (ICC) has a height of 1.8 m and side dimensions of $0.6 \times 0.9 \text{ m}^2$. A wind tunnel consisting of a cylindrical tube of 10 cm in diameter was vertically fixed on the floor of the ICC. The airflow in the wind tunnel was generated by an air pump located outside the cold chamber.

The target, which represents the graupel, consists of a brass network pre-rimed with wires of 2 mm in diameter. A picture of the target is shown in Figure 2. This target was transversely placed inside the tunnel and a current amplifier, with a limit detection of 1 pA, was connected to it. The output current was a measure of the charge acquired by the target when ice crystals collided. The

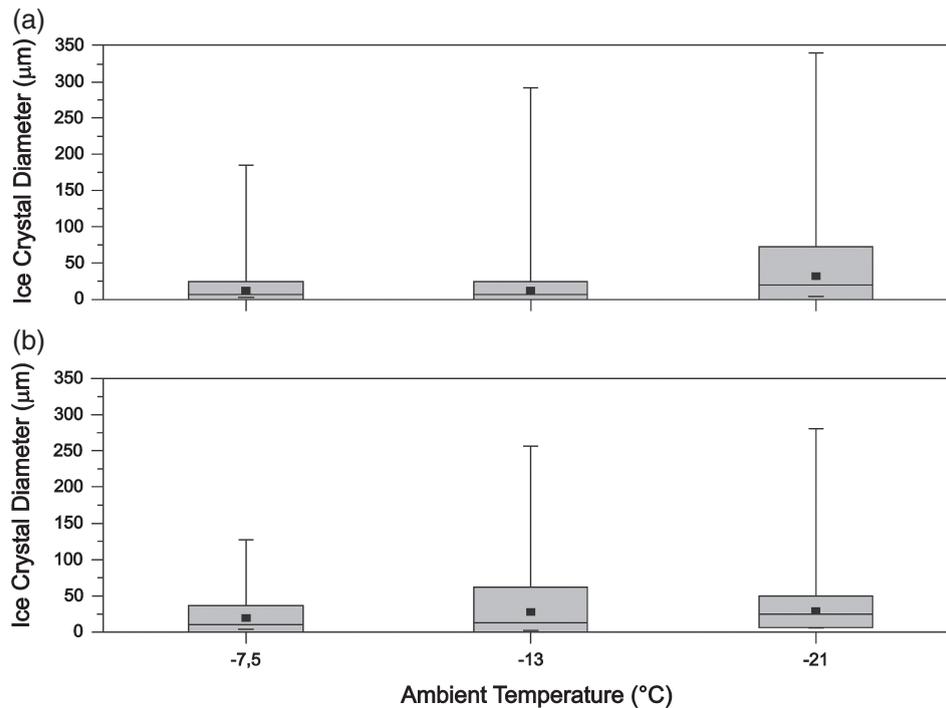


Figure 3. Statistical analyses as box charts for the ice crystal sizes for $T = -7.5$, -13 and -21 °C, (a) immediately after seeding, and (b) 2 min after seeding. The squares and horizontal bars inside the boxes respectively indicate the mean and median for ice crystal diameters. The boxes indicate the standard deviation, and the small dashes indicate the minimum and maximum ice crystal diameters.

area between wires of the network is approximately $15 \times 15 \text{ mm}^2$, allowing us to assume that the flow-lines through the target are governed mainly by the diameter of the wires. This enables each of the wires to be considered representative of a graupel particle of 2 mm diameter (Ávila *et al.*, 2013).

The speed of the airflow inside the tunnel was set to 3 m s^{-1} by using an air pump. This speed was selected based on the results found by Locatelli and Hobbs (1974), who determined that this value is representative of the terminal velocity of graupel with a maximum dimension between 1 and 4 mm. In order to measure this speed, an anemometer with an accuracy of $\pm 0.1 \text{ m s}^{-1}$ was used.

The ICC and the wind tunnel temperatures were determined by thermistors located as shown in Figure 1. These temperatures were sensed as a function of time during the measurements. The time variations of temperature, and its difference during a measurement, were typically less than 2 °C, a value which was considered within experimental error. Based on this, ICC temperature was taken as the temperature of the experiments.

Moist laboratory air was injected into the ICC by means of a pump located through one of the tubes connected to the ICC. The adiabatic isobaric mixing of two air masses with different temperatures and relative humidity (RH) (Curry and Webster, 1999), one hot air mass supersaturated with respect to ice and the other mass of cold air subsaturated with respect to ice, may result in an increase in RH of the mixed mass due to the nonlinearity of the Clausius–Clapeyron equation. When supersaturation over ice exceeded about 5%, ice crystals were initiated by cooling a local volume of the ICC with a rapid expansion of air from compressed air inside a syringe (Ávila *et al.*, 2013; Castellano *et al.*, 2014). After initiation the ice crystals grew by vapour deposition indicating supersaturation with respect to ice.

The relative humidity over ice (RH_i) was monitored with a hygrometer (EE31 Series Model D (E+E Elektronik)) placed inside the ICC as shown in Figure 1. During measurements this quantity was also registered as a function of time with an accuracy of 2%. During the measurements, the RH_i inside the ICC was not homogeneous but the measured value was assumed to be representative of the humidity near the target. The non-homogeneity of the RH_i inside the ICC was measured in auxiliary experiments.

In these experiments, the RH_i was measured at different positions inside the ICC and the relative humidity varied up to 2%.

Samples of the ice crystals present in the ICC were collected on 4 mm wide glass strips covered with a thin layer of a 5% Formvar solution (Schaefer, 1956). Sampling was performed at -8 , -13 and -21 °C and at two different times during the measurement, one immediately after ice-crystal cloud seeding and the other 2 min after the seeding, a lapse which is representative of the growth time of the ice crystals for the experiments. Based on the samples collected, the sizes of ice crystals were measured under the microscope. The ice-crystal size distribution for the three different temperatures and for the two different times is shown in Figure 3. The mean and median ice-crystal size is given by the square and the horizontal line inside the boxes, respectively. The boxes indicate the standard deviation, and the small dashes give the minimum and maximum sizes. The sizes extend to $340 \mu\text{m}$, and the median sizes are between 7 and $20 \mu\text{m}$ for the initial sample and between 10 and $25 \mu\text{m}$ for samples at 2 min. For each temperature, the ice-crystal size increased in time showing that the ice crystals were growing in a supersaturated atmosphere. Figure 4 shows pictures of the ice crystals nucleated inside the ICC.

To perform an experiment, the next steps were followed:

1. The cold chamber was settled at the desired temperature.
2. The target was covered with rime.
3. Moist laboratory air was introduced into the ICC until supersaturation over ice achieved about 5%.
4. The ice crystals were nucleated.
5. The ice crystals grew by vapour deposition for about 60 s.
6. The air flow was initiated by switching on the power of the air pump and the measurement was started.

Each measurement lasted between 90 and 220 s (depending on the time it took the current to be cancelled by the shortage of ice crystals). On each measurement, the charging current on the graupel due to the ice-crystals collision, the ICC temperature and the relative humidity over ice (RH_i) as a function of time were registered.

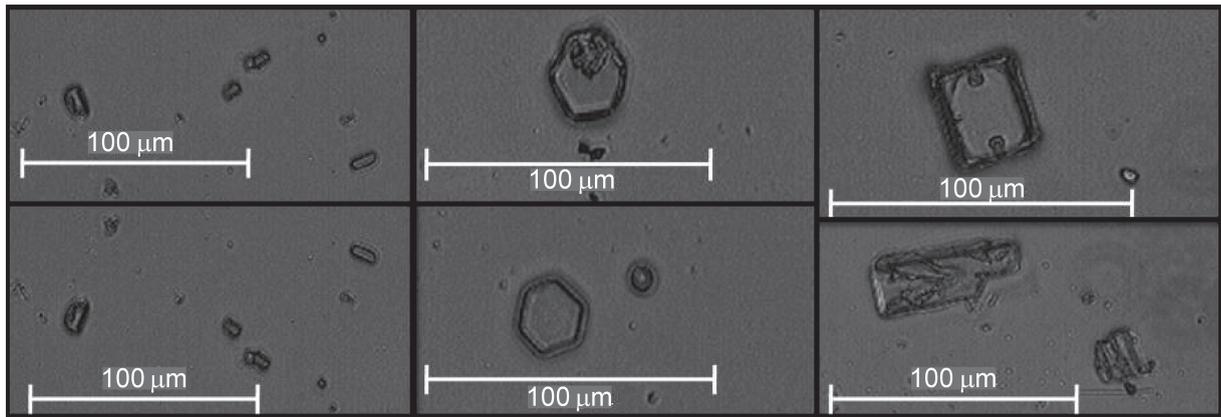


Figure 4. The nature of ice crystals throughout a run (from the Formvar replicator).

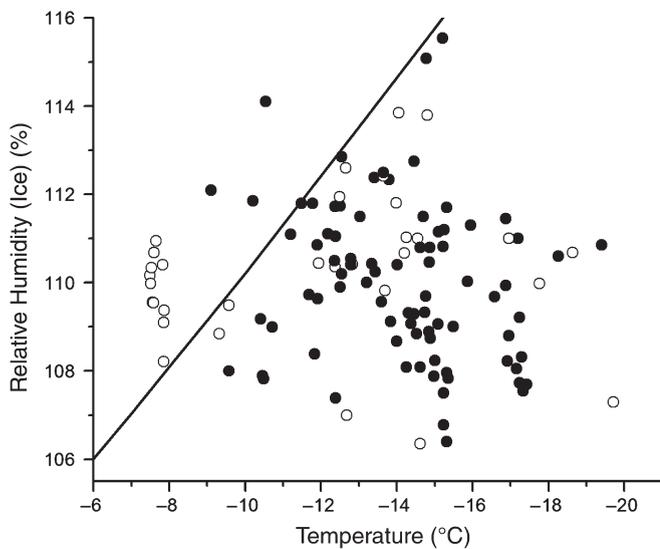


Figure 5. Experimental results. CC sign as function of temperature and RH . Open circles represent a positive charging and black circles a negative charging. The solid line represents the curve of saturation with respect to liquid water.

3. Results and discussions

The charging current of the target (CC) was measured during collisions with ice crystals. The experiments were carried out at temperatures between -7 and -21 °C for an impact velocity of 3 m s^{-1} and for RH_i between 106 and 116%.

Figure 5 shows the sign of the CC as a function of the temperature and the relative humidity with respect to ice. Full circles indicate T – RH_i combinations for which the target was negatively charged while open circles represent combinations for which the target was positively charged. The solid line represents the RH_i values that correspond to saturation over water. The region above the solid line in the graph corresponds to conditions favourable for formation of supercooled droplets.

The results display a predominant negative charge transfer to the target at temperatures below -10 °C. At temperatures above -10 °C, the target acquired positive charge. Note that for $T > -10$ °C the experimental points surpass the curve of saturation with respect to liquid water and therefore these RH_i values allow the existence of water droplets; thus, it is not possible to ensure the non-riming conditions during these runs.

The measurements at $T < -10$ °C were performed mainly under an environment supersaturated over ice and subsaturated over water. It is assumed that under these conditions, the ice crystals and graupel were growing by vapour deposition. According to the hypothesis of Baker *et al.* (1987), the sign of the charge transferred is determined by the relative diffusional growth

rates of the colliding particles; they proposed that the colliding particle which is growing faster by vapour deposition charges positively while the other particle acquires negative charge. It is reasonable to assume that the ice crystals were growing at a faster rate since the diffusional growth rate is inversely proportional to the particle size. This could explain the predominant negative charging of the graupel observed for all RH_i values below the saturation curve with respect to liquid water.

All the experimental points at $T > -10$ °C were above the saturation curve over water, which suggests the presence of SWD. We were unable to set the condition of supersaturated atmosphere over ice and subsaturated over water at these temperatures. The difficulty lies in the fact that the difference between the saturation pressure over water and ice is reduced when the temperature approaches 0 °C; then, it was not possible to fix the necessary conditions for the experiments. Nevertheless, the positive charging of the target is in good agreement with previous experimental results found at $T > -10$ °C and low liquid water content (Takahashi, 1978; Saunders *et al.*, 1991; Ávila *et al.*, 2013).

A general agreement is observed between the sign of the CC in the current experiments and the results from Saunders *et al.* (2001). In fact, they found a negative charge transfer to the target when humid air was entering the cloud chamber and positive when the air input was turned off or dry air was entering. Saunders *et al.* (2001) argued that the incoming moist air ventilated the ice crystals, which were smaller than the target, and therefore they were growing faster since the diffusional growth rate of the ice particles is inversely proportional to their size. Then, the target charged negatively according to the hypothesis of Baker *et al.* (1987). Furthermore, when the moist air input was turned off, the CC sign reversed to positive until the ice crystals vanished completely indicating that, in this situation, the environment was subsaturated over ice and both ice crystals and graupel were sublimating.

Figure 6 displays the results reported by Saunders *et al.* (2001), Ávila *et al.* (2013) and the present results where the different charge regions are shown: a region with subsaturation over ice ($RH_i < 100\%$), where the ice particles are sublimating and where the graupel acquire positive charge (Saunders *et al.*, 2001); a region supersaturated over ice and subsaturated over water ($100\% < RH_i < RH_w$), where the ice particles grow by vapour deposition and the graupel acquire negative charge; and a region supersaturated over water ($RH_i > RH_w$), where riming conditions are expected and the target was predominantly charged positively (Ávila *et al.*, 2013). These results confirm once again the relevance of the environmental relative humidity on the determination of the CC sign.

Regarding the magnitude of the CC and the ice crystal concentration (N), it is possible to estimate the magnitude of the average charge transferred to the graupel per individual

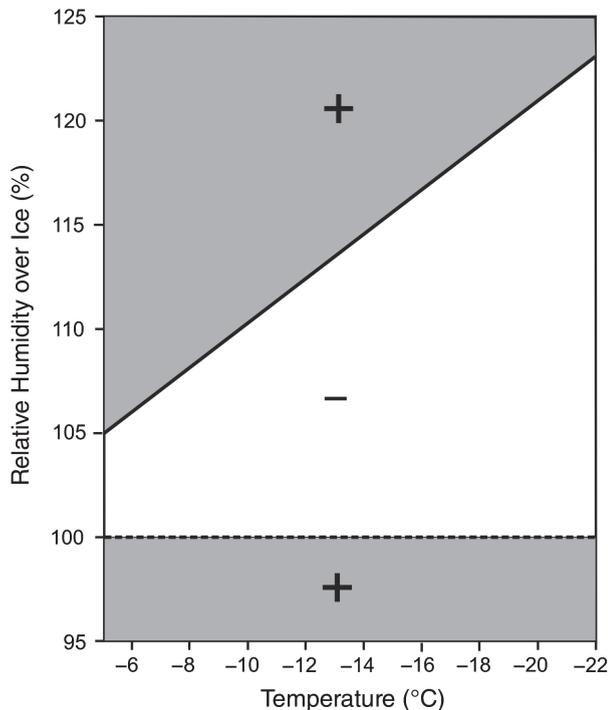


Figure 6. Experimental results from Saunders *et al.* (2001), Ávila *et al.* (2013) and present work as a function of temperature. The solid line represents the curve of saturation with respect to liquid water and the broken line represents the curve of saturation with respect to ice. Shadow and white areas indicate conditions where the graupel acquires positive and negative charge, respectively.

collision (q). For this, we use the equation

$$CC = n \cdot p \cdot q, \quad (1)$$

where n is the number of ice crystals hitting the graupel per unit time; and p is the separation probability. In as much as ice crystals that hit and rebound from the target are the only ones capable of separating electric charge, the separation probability is defined as the probability that an ice crystal collides with the target and bounces. The value of p will be assumed as unity for simplicity and due to the lack of information on this probability.

To estimate the value of n , the next equation is used:

$$n = E_c \cdot N \cdot V \cdot A; \quad (2)$$

where A is the cross-sectional area of the target, V is the impact velocity and E_c is the average collision efficiency of the target for ice crystals. E_c is defined as the ratio between the number of ice crystals that collide with the collector and the number of ice crystals which are in its path. The value of $(E_c \cdot N)$ can be estimated from the Formvar samples if we assume that the target and the glass strip, used as sampler, have the same average collision efficiency.

Thus, the average charge acquired by the graupel per individual collision can be estimated from

$$q = \frac{CC}{E_c \cdot N \cdot V \cdot A}; \quad (3)$$

Considering the variations of the CC during the runs, the variations of the ice crystal concentration in different experiments and the uncertainty in the determination of $(E_c \cdot N)$, the average charge transferred to the graupel per individual collision was observed to vary between 0.01 and 0.3 fC.

The magnitude of the charge transferred per collision found in the current work is of the same order of magnitude as that reported by Jayaratne *et al.* (1983), in non-riming conditions. They measured a mean charge per collision of 0.25 fC, at a temperature of -10°C and air speed of 9.8 m s^{-1} . On the other hand, Ávila

et al. (2013), for a similar range of temperature and velocity as in the present study but in the presence of SWD, estimated a charge transfer per ice crystal collision between 0.01 and 0.2 fC. These authors measured at low values of LWC ($<0.5 \text{ g m}^{-3}$) and used the same experimental design as the present one.

The results from this study together with previous findings (Saunders *et al.*, 2001; Ávila *et al.*, 2013) emphasize the importance of the environmental conditions on charge transfer to a graupel pellet during ice crystal collisions. The sign of the graupel charging depends on the presence/absence of SWD and depends on the relative humidity (subsaturated/supersaturated) of the environment in the case of absence of SWD. The magnitude of the charge separated per collision in non-riming conditions was found to be of the same order as that in riming conditions. This suggests that the non-inductive mechanism could be operating in thunderstorms even in the absence of SWD. This reveals how important the knowledge of the environmental thermodynamic conditions is in order to know the charging behaviour of the graupel particles.

Schuur and Rutledge (2000) observed significant differences in the symmetric and asymmetric MCSs electric field profiles in the levels between -8 and -16°C . A positive charge at these levels was present in the symmetric MCS while this charge layer was not observed in the asymmetric system. They also reported different microphysical structure between these two MCSs. On the symmetric MCS, the observations indicated the presence of dendritic growth, which is consistent with water-saturated conditions, while the observation on the asymmetric MCS showed a lack of dendritic features in the ice particles observed at the same temperature levels. These observations indicate that mixed-phase conditions were present in the symmetric MCS and an absence of SWD in the asymmetric MCS. The charge structure difference between the symmetric and asymmetric MCSs is consistent with results in the present work, where it was found that in the absence of SWD the graupel predominantly acquire a negative charge; while in the presence of SWD the graupel predominantly acquire a positive charge (Ávila *et al.*, 2013).

It is important to note that in cloud regions characterized by low LWC or a lack of LWC and low vertical air motions, graupel are not necessarily the only hydrometeors but aggregates are also present and they may be the predominant hydrometeors under these conditions. In this sense, the results of this study should not be directly extended to aggregates/ice crystals collisions, due to the differences between the surface structures of both kinds of ice particles. Actually, more research is needed to know the efficiency of the non-inductive mechanism during ice crystal–aggregate collisions in more detail.

4. Summary and concluding remarks

New laboratory measurements of the charge acquired by an ice target of 2 mm diameter during collisions with ice crystals, growing by vapour, in the absence of supercooled water droplets are presented in this work. The experiments were performed for ambient temperatures between -7 and -21°C , and air speed of 3 m s^{-1} . The measurements were conducted under supersaturated conditions with respect to ice and subsaturated conditions with respect to liquid water to ensure an environment free of water droplets. The relative humidity of the air was controlled and measured during the experiments. The goal was to study the dependence of the non-inductive mechanism on the presence/absence of supercooled water droplets.

Results show a predominant negative charge transfer to the graupel at temperatures below -10°C . It was found that the magnitude of the charge separated per collision in non-riming conditions is of the same order of magnitude as in riming conditions. This suggests that the non-inductive mechanism could be operating in thunderstorms even in the absence of supercooled water droplets, which shows the great importance of

knowledge of the environmental thermodynamic conditions in order to know the charging behaviour of the graupel particles.

The findings from this study together with previous results (Saunders *et al.*, 2001; Ávila *et al.*, 2013) allow us to build a graupel charge sign diagram as a function of the temperature and of the relative humidity with respect to ice. In such a diagram it is possible to observe that the sign of the graupel charging depends on the presence/absence of supercooled water droplets and on the relative humidity (subsaturated/supersaturated) of the environment in the case of absence of supercooled water droplets. This emphasizes once again the importance of the environmental conditions on charge transfer to a graupel pellet during ice crystal collisions.

Finally, we can conclude that the electrification processes, due to the charge separation during the collisions between graupel and ice crystals, could be operating in regions of the MCS in the absence of supercooled water droplets.

Acknowledgements

We thank Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba (UNC), Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas (CONICET) and Agencia Nacional de Promoción Científica (FONCYT) for financial support. We thank José Barcelona for his technical assistance.

References

- Ávila EE, Pereyra RG. 2000. Charge transfer during crystal–graupel collisions for two different cloud droplet size distributions. *Geophys. Res. Lett.* **27**: 3837–3840.
- Ávila EE, Lighezzolo RA, Castellano NE, Pereyra RG, Bürgesser RE. 2013. Laboratory measurements of charge separation in low liquid water content conditions and low impact velocity. *J. Geophys. Res. Atmos.* **118**: 6680–6687, doi: 10.1002/jgrd.50555.
- Baker B, Baker M, Jayaratne E, Latham J, Saunders CPR. 1987. The influence of diffusional growth rate on the charge transfer accompanying rebounding collisions between ice crystals and hailstones. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **113**: 1193–1215.
- Boccippio DJ, Williams ER, Heckman SJ, Lyons WA, Baker IT, Boldi R. 1995. Sprites, ELF transients, and positive ground strokes. *Science* **269**: 1088–1091.
- Brooks IM, Saunders CPR, Mitzeva RP, Peck SL. 1997. The effect on thunderstorm charging of the rate of rime accretion by graupel. *Atmos. Res.* **43**: 277–295.
- Bürgesser RE, Pereyra RG, Ávila EE. 2006. Charge separation in updraft of convective regions of thunderstorm. *Geophys. Res. Lett.* **33**: L03808, doi: 10.1029/2005GL023993.
- Castellano NE, Ávila EE, Bürgesser RE, Saunders CPR. 2014. The growth of ice particles in a mixed phase environment based on laboratory observations. *Atmos. Res.* **150**: 12–20.
- Curry JA, Webster PJ. 1999. *Thermodynamics of Atmospheres and Oceans*. Academic Press: San Diego, CA.
- Houze RA Jr, Smull BF, Dodge P. 1990. Mesoscale organization of springtime rainstorms in Oklahoma. *Mon. Weather Rev.* **118**: 613–654.
- Jayaratne ER, Saunders CPR, Hallett J. 1983. Laboratory studies of the charging of soft hail during ice crystal interactions. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **109**: 609–630.
- Lighezzolo RA, Pereyra RG, Ávila EE. 2010. Measurements of electric charge separated during the formation of rime by the accretion of supercooled water droplets. *Atmos. Chem. Phys.* **10**: 1661–1669, doi: 10.5194/acp-10-1661-2010.
- Locatelli JD, Hobbs PV. 1974. Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.* **79**: 2185–2197, doi: 10.1029/JC079i015p02185.
- Lyons WA. 1996. Sprite observations above the US High Plains in relation to their parent thunderstorm systems. *J. Geophys. Res.* **101**: 29641–29652.
- Neubert T. 2003. On sprites and their exotic kin. *Science* **300**: 747–748.
- Pereyra RG, Ávila EE. 2002. Charge transfer measurements during single ice crystal collisions with a target growing by riming. *J. Geophys. Res.* **107**: 4735, doi: 10.1029/2001JD001279.
- Pereyra RG, Ávila EE, Castellano NE, Saunders CPR. 2000. A laboratory study of graupel charging. *Atmos. Phys.* **105**: 20803–20812.
- Pereyra RG, Bürgesser RE, Ávila EE. 2008. Charge separation in thunderstorm conditions. *J. Geophys. Res.* **113**: D17203, doi: 10.1029/2007JD009720.
- Reynolds SE, Brook M, Gourley MF. 1957. Thunderstorm charge separation. *J. Meteorol.* **14**: 426–436.
- Saunders CPR, Peck SL. 1998. Laboratory studies of the influence of the rime accretion rate on charge transfer during crystal/graupel collisions. *J. Geophys. Res.* **103**: 13949–13956.
- Saunders CPR, Keith WD, Mitzeva RP. 1991. The effect of liquid water on thunderstorm charging. *J. Geophys. Res.* **96**: 11007–11017.
- Saunders CPR, Ávila EE, Peck SL, Castellano NE, Aguirre Varela GG. 1999. A laboratory study of the effects of rime ice accretion and heating on charge transfer during ice crystal/graupel collisions. *Atmos. Res.* **51**: 99–117.
- Saunders CPR, Peck SL, Aguirre Varela GG, Ávila EE, Castellano NE. 2001. A laboratory study of the influence of the water vapor and mixing on the charge transfer process during collisions between ice crystals and graupel. *Atmos. Res.* **58**: 187–203.
- Saunders CPR, Bax-Norman H, Ávila EE, Castellano NE. 2004. A laboratory study of the influence of ice crystal growth conditions on subsequent charge transfer in thunderstorm electrification. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **130**: 1395–1406.
- Saunders CPR, Bax-Norman H, Emersic C, Ávila EE, Castellano NE. 2006. Laboratory studies of the effect of cloud conditions on graupel/crystal charge transfer in thunderstorm electrification. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **132**: 2655–2676.
- Schaefer VJ. 1956. The preparation of snow crystal replicas – VI. *Weatherwise* **9**: 132–135, doi: 10.1080/00431672.1956.9927220.
- Schuur TJ, Rutledge SA. 2000. Electrification of stratiform regions in mesoscale convective systems. Part I: An observational comparison of symmetric and asymmetric MCSs. *J. Atmos. Sci.* **57**: 1961–1982.
- Takahashi T. 1978. Riming electrification as a charge generation mechanism in thunderstorms. *J. Atmos. Sci.* **35**: 1536–1548.
- Williams ER. 1998. The positive charge reservoir for sprite-producing lightning. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* **60**: 689–692.
- Willis PT, Heymsfield AJ. 1989. Structure of the melting layer in mesoscale convective system stratiform precipitation. *J. Atmos. Sci.* **46**: 2008–2025.

RESEARCH ARTICLE

Experimental measurements of charge separation under wet growth conditions

M. Y. Luque | R. E. Bürgesser | E. E. Ávila

Atmospheric Physic Group, FaMAF, National University of Córdoba, IFEG-CONICET, Córdoba, Argentina

Correspondence

M. Y. Luque, FaMAF, Av. Medina Allende s/n, Ciudad Universitaria, CP:X5000HUA Córdoba, Argentina.

Email: mluque@famaf.unc.edu.ar

Funding information

Universidad Nacional de Córdoba. Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas (CONICET). Agencia Nacional de Promoción Científica (FONCYT).

In this work we present the results of experimental measurements of the charge transferred to simulated graupel under wet growth conditions. The range of temperature was between -7 and -18 °C. The speeds of collision employed in the measurements were between 8 and 13 m/s with the goal of representing graupel of different initial densities. The aim of this study was to corroborate the existence of charge transfer under wet growth. The results show the presence of positive charge when graupel reaches partial wet growth, and the magnitude of this charge is comparable to the charge transferred under dry growth conditions. On the other hand, when total wet growth is reached no charge transfer is registered. This leads to the conclusion that the non-inductive mechanism could be working under partial wet growth conditions when the ice crystals collide with the dry regions of the graupel surface and then bounce off.

KEYWORDS

charge transfer, cloud electrification, ice crystal–graupel interaction, wet growth

1 | INTRODUCTION

Previous experimental studies have shown that the main electrification process in thunderstorms is the non-inductive mechanism which proposes that electrical charge is separated during collisions between graupel and ice crystals under different cloud conditions (Ávila, Lighezzolo, Castellano, Pereyra, & Bürgesser, 2013; Ávila & Pereyra, 2000; Brooks et al., 1997; Bürgesser, Pereyra, & Ávila, 2006; Jayaratne, Saunders, & Hallett, 1983; Lighezzolo, Pereyra, & Ávila, 2010; Luque, Bürgesser, & Ávila, 2016; Pereyra & Ávila, 2002; Pereyra, Ávila, Castellano, & Saunders, 2000; Pereyra, Bürgesser, & Ávila, 2008; Reynolds, Brook, & Gourley, 1957; Saunders, Ávila, Peck, Castellano, & Aguirre Varela, 1999; Saunders, Bax-Norman, Ávila, & Castellano, 2004; Saunders, Bax-Norman, Emersic, Ávila, & Castellano, 2006; Saunders, Keith, & Mitzeva, 1991; Saunders & Peck, 1998; Saunders, Peck, Aguirre Varela, Ávila, & Castellano, 2001; Takahashi, 1978). From these studies it has been concluded that the non-inductive mechanism is sensitive to the cloud microphysical conditions. It is well known that the magnitude

and the sign of the charge transfer to the graupel depend on several environmental parameters such as cloud temperature, liquid water content, cloud droplet and ice crystal sizes, relative humidity and impact velocity.

The non-inductive electrification mechanism is based on the collision between ice crystals and graupel and the subsequent separation of the interacting ice particles. During the brief contact, mass is exchanged between the ice particles and, as a consequence of that, electrical charge is separated (Latham, 1981; Mason & Dash, 2000). Therefore, this mechanism will be able to separate charge only if the ice crystals bounce off the graupel surface without sticking. The probability of an ice crystal sticking to the graupel surface depends on the temperature, the surface area, and the kinetic collision energy of the impacting particles. Under wet growth conditions of the graupel, a layer of liquid water forms over the graupel surface increasing the sticking efficiency which affects the performance of the non-inductive mechanism.

Some experimental studies have reported no charge separation during wet growth (Saunders & Brooks, 1992; Saunders et al., 1991). However, Takahashi (1978) reported a strong

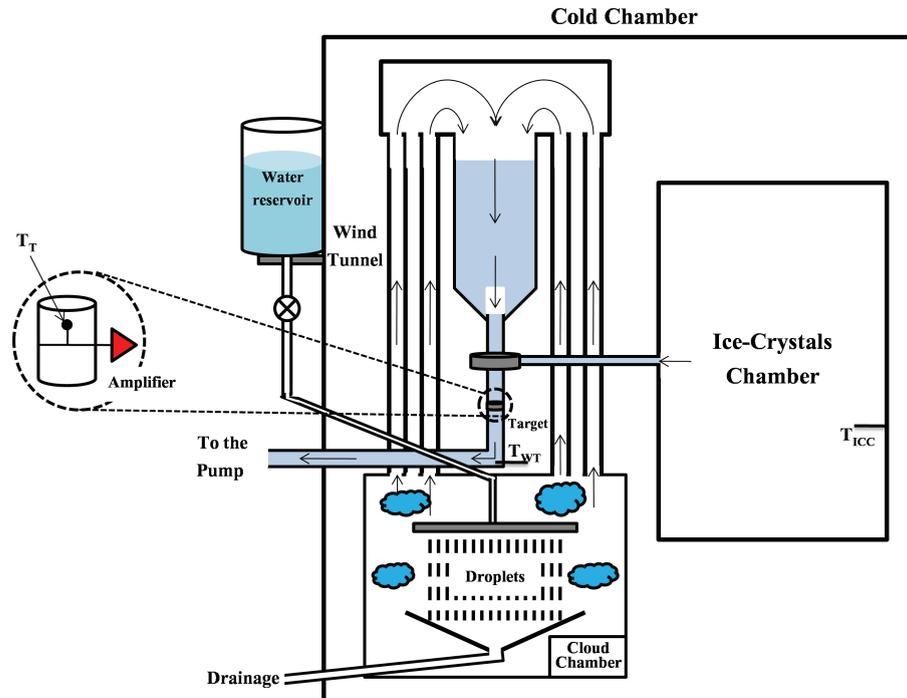


FIGURE 1 Experimental set-up. [Colour figure can be viewed at wileyonlinelibrary.com].

positive charge acquired by the graupel at high liquid water content and at high temperatures. Williams et al. (1991) and Jayaratne (1993), using the heat balance equation (Macklin & Payne, 1967), concluded that the measurements of Takahashi were carried out with the graupel under wet growth conditions. Based on these results, Williams et al. suggested that ice crystals could bounce off a hailstone under wet growth conditions, charging it positively.

Recently, Jayaratne and Saunders (2016) reported a significant positive charge transfer when ice crystals interacted with a simulated hailstone in wet growth. In this study, the magnitude of the charge transferred to the simulated hailstone when ice crystals collided against it, under wet growth conditions, was experimentally measured. The hailstone was simulated by a stainless steel rod of 32 mm length and 4 mm diameter. The experiments were carried out at an ambient temperature of -10°C and at two different speeds of collision: 12 and 20 m/s. They reported a charge transferred per ice crystal of 20 fC at 12 m/s and 50 fC at 20 m/s, assuming that 1 in 100 ice crystals rebounded off the hailstone surface. They suggested that some regions of the hailstone surface remained dry even under wet growth conditions and that in those regions the non-inductive mechanism could work thus explaining the charge acquired by the hailstone.

Based on the experimental evidence that under wet growth the graupel acquires a positive charge, the main goals of this work are to study the performance of the non-inductive mechanism under wet growth conditions, extending the conditions studied by Jayaratne and Saunders (2016), and to corroborate the suggestion that the charge separated is due to the interaction of ice crystals with dry zones of the graupel surface.

2 | EXPERIMENTS

2.1 | Experimental set-up

The measurements were carried out using the experimental set-up shown in Figure 1. The main components of the experimental device are: the Ice Crystals Chamber (ICC), the Cloud Chamber (CIC), the wind tunnel and the target. The experimental device was placed inside a Cold Chamber with controlled temperature capable of reaching temperatures down to -30°C .

The ICC, where the ice crystal cloud was generated, consists of a metallic box with dimensions 1.8 m height and $0.6 \times 0.9 \text{ m}^2$ base. The CIC, where the cloud of supercooled water droplets was generated, consists of a metallic box of 60 cm with a showerhead placed inside. The supply of water for the showerhead was contained in a reservoir (R) placed outside the Cold Chamber (Figure 1). The CIC and the ICC were connected by a wind tunnel to an air pump capable of enabling and disabling the airflow into the tunnel and regulating its speed.

The target consists of a brass sphere of 1 cm diameter which simulates a graupel. It was placed inside the wind tunnel as can be observed in Figure 1. The target was connected to a current amplifier with 1 pA precision. The current sensed by the amplifier is a measure of the charge acquired by the target during its interaction with the ice crystals in the presence of the supercooled droplets.

Adjusting the power of the air pump, the speed of the airflow was controlled. The measurements were carried out at three different ranges of speeds: 8 to 10, 10 to 12, and 12 to 13.5 m/s. Different collision speeds were selected to

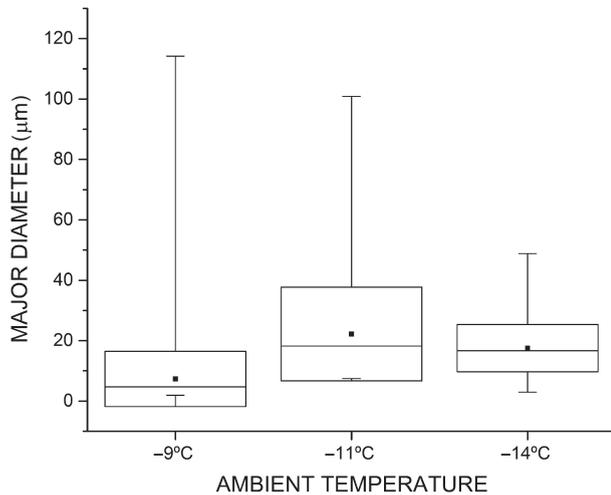


FIGURE 2 Statistical analyses as box charts for the ice crystals concentration. Squares and horizontal bars inside the boxes indicate the mean and median for ice crystal diameters respectively. The boxes indicate the standard deviation and the small dashes indicate the minimum and maximum ice crystal diameters

represent graupel of different initial densities. The lower speeds represent a graupel with an initial density of 0.5 g/cm³; the medium speeds correspond to an initial graupel density of 0.7 g/cm³; and the higher speeds represent graupel with an initial density of 0.9 g/cm³. These densities are in concordance with real graupel densities which vary according to their growth conditions (Heymsfield & Kajikawa, 1987).

Three temperatures were recorded during the experiment: the ICC temperature (T_{ICC}), the wind tunnel temperature (T_{WT}) and the target temperature (T_T). These values were sensed using three previously calibrated thermistors. The location of the thermistors can be seen in Figure 1.

To generate the ice crystal cloud inside the ICC, a nebulizer is used to introduce a supercooled cloud of distilled water droplets. Ice crystal nucleation is achieved by cooling a local volume of the droplet cloud when a rapid expansion of compressed air contained inside a syringe is provoked. Finally, ice crystals grow at the expense of the water droplets until the ice crystal cloud is formed.

Samples of the ice crystals in the wind tunnel were taken at different temperatures. The process to obtain these samples consists of coating 8 mm wide glass plates with Formvar at 3% and then inserting them into the slit inside the wind tunnel and holding them there for 5 s while air was passing at 13 m/s. The Formvar technique is detailed in Schaefer (1956). The samples were taken around 90 s after seeding. Figure 2 shows the ice crystal sizes used in the experiments at different temperatures. The boxes represent the standard deviation, the line inside them represents the median value, the little squares represent the mean value and the small dashes represent the minimum and maximum values of the ice crystals. Mean size values of the ice crystals sampled were between 8 and 22 µm and median values varied between 5 and 18 µm.

The supercooled droplet cloud inside the CIC was formed by vapour condensation of water molecules evaporated from

the hot shower. The liquid water content during a measurement depends on the temperature difference between the water in the reservoir R and the surrounding air. The mean diameter of water droplets used in the experiments was around 8 µm. This value was obtained after analysing Formvar samples from the droplet cloud. The procedure to obtain these samples is similar to that used to obtain the ice crystal samples.

2.2 | Experimental procedures

To perform the measurements of the charge transferred to the graupel during its interaction with ice crystals in the presence of supercooled droplets, the next steps were followed:

1. The cold chamber was set at the desired temperature.
2. The water in the reservoir was heated up to the desired temperature.
3. Distilled water droplets were introduced in the ICC with the nebulizer for about 3 min.
4. The ice crystals were nucleated and they grew by vapour deposition for about 60 s.
5. The water from the reservoir R was released to form the supercooled droplet cloud. Ten seconds later the air flow was initiated by turning on the pump.

On average, measurements lasted 100 s. Secondary experiments were performed and they showed that ice crystals inside the ICC lasted for at least 300 s assuring a nearly constant ice crystal concentration during the entire measurement and discarding the possibility of null charge current (CC) as a consequence of the absence of ice crystals.

3 | EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

Measurements of the charging current to the simulated graupel during ice-crystal collisions in the presence of supercooled droplets under wet growth conditions were carried out at temperatures between -7 and -18 °C at a range of impact speeds between 8 and 13 m/s.

Figure 3 shows the sign of the charge current to the graupel as a function of the ambient temperature and the rime accretion rate (RAR) under wet growth conditions. Open circles represent a positive charge acquired by the graupel while black circles represent conditions where the graupel charging current was zero. The RAR combines the effect of the effective liquid water content (EW) with the impact velocity ($RAR = EW \times V$). From Figure 3 it can be observed that the sign of the non-zero charge current was always positive. In addition, some measurements of the graupel charge under conditions in which the air flow contained only supercooled droplets were performed. Under these conditions no appreciable current (>1 pA) was detected on the graupel. Therefore, it can be assumed that the graupel current registered was

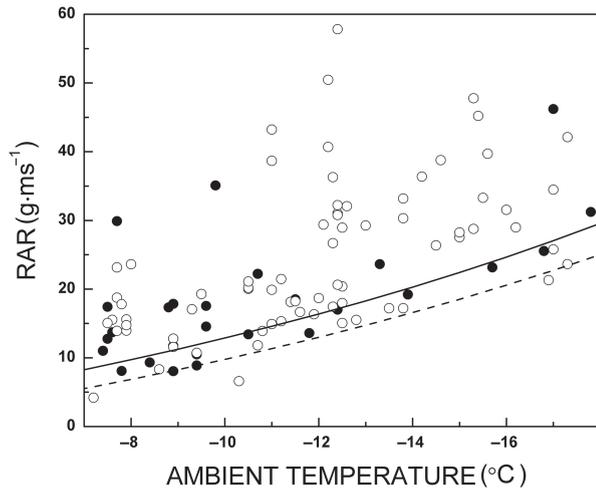


FIGURE 3 Sign of the charge current measured on the graupel as a function of the ambient temperature and the rime accretion rate (RAR , g m s^{-1}) under wet growth conditions. Open circles represent a positive charge acquired by the graupel and black circles represent conditions where the charging current to the graupel is zero. Solid and broken lines represent theoretical limits for the wet growth region when the graupel reaches 0 and -5°C respectively

exclusively due to interactions between the ice crystals and the graupel.

Although the graupel temperature was registered during the experiments, its value is not completely representative of the real temperature of the graupel surface during the entire measurement. The water droplets that impact and freeze on the graupel increase the thickness of the ice layer and isolate the temperature sensor from the graupel surface. This causes the measured temperature to be lower than the actual one. Therefore, the EW values used in the experiments cannot be determined using the heat balance equation (Macklin & Payne, 1967), which relies on knowledge of the rime surface temperature. Instead, the accreted mass on the target was completely removed and weighed after each measurement and EW was determined from these data. It is important to clarify that EW and RAR values determined from the accreted mass are mean values over the whole surface of the target. Because of airflow, the centre of the target should have a higher RAR than closer to the equator. If the edges have a sufficiently lower RAR , that could also help explain the persistence of charging (e.g. lower RAR but fewer ice crystal hits).

The lines in Figure 3 represent theoretical curves at which the graupel reaches a temperature of 0°C (solid line) and a temperature of -5°C (broken line). The -5°C temperature is used as reference since there is evidence that wet growth is reached for graupel temperature below 0°C (List, García-García, Kuhn, & Greenan, 1989). These theoretical curves were derived using the heat balance equation (Macklin & Payne, 1967) for a spherical collector of diameter 1 cm. Therefore, values of RAR and ambient temperature above the theoretical curves should indicate conditions of wet growth of the graupel.

From Figure 3, it can be observed that almost all measurements were performed under wet growth conditions,

according to the theoretical curves, and zero current to the graupel under such conditions was expected (Saunders & Brooks, 1992; Saunders et al., 1991). However, most of the measurements showed a positive current to the graupel during ice crystal interactions. These results are in agreement with the results reported by Takahashi (1978) and Jayaratne and Saunders (2016) who also found a positive charge transfer to the graupel under wet growth conditions.

Experimental and theoretical studies (List et al., 1989; Nasello, Castellano, & Levi, 1992) have shown that the mean surface temperature of an accreting graupel is not enough to describe the superficial conditions of the graupel. Therefore, given that theoretical curves shown on Figure 3 are based on the mean temperature over the graupel surface, the information that they provide seems to be inadequate as an indicator of wet growth conditions over the entire graupel surface.

List et al. (1989) carried out experiments where they determined the temperature of the equator (stagnation point) and pole (90° from stagnation point) of a rotating spherical graupel growing by accretion. In those experiments, the graupel was inside a wind tunnel at an ambient temperature of -15°C . The measurements were carried out for different values of liquid water content with a wind speed of 19.8 m/s. They found that when graupel reached wet growth, the surface graupel temperature was always below 0°C . They also discovered a considerable difference between the surface temperatures at the equator and pole, which depended on the liquid water content at the same values of wind speed and ambient temperature. They concluded that heat transfer needs to be treated as non-homogeneous and non-isotropic and that the surface temperature of the graupel cannot be considered as one single value. In later experiments, List, Greenan, and García-García (1995) determined the surface temperature variations of gyrating hailstones. They found that the growth by accretion of hailstones under certain cloud conditions was characterized by a dry and cold regime at the poles and a wet and warmer regime at the equator. From direct observations they associated dry regions with opaque ice and wet regions with transparent ice.

Nasello et al. (1992) did a theoretical study which showed that there was a surface temperature distribution for ice accreted on a cylindrical collector which had a maximum value on the stagnation point and decreased to the sides. They arrived at these results after considering that it was necessary to include in the equations of heat exchange the factors that take into account the thermal conductivity of the entire graupel.

Therefore, in order to identify the graupel surface conditions during the experiments, visual examinations of the graupel surface were realized after each measurement. From the examinations of the graupel surface, it was possible to relate the measurements with zero charging current with the observations of totally transparent graupel, which indicates that the entire graupel surface was wet. On the other hand, the measurements with non-zero current were coincident with

observations of a graupel surface with both transparent and opaque areas. The transparent areas indicate a wet growth regime while the opaque areas indicate dry growth conditions. So, it may be possible that ice crystals collide with these areas under dry growth conditions and bounce off, allowing the non-inductive mechanism to operate, as was suggested by Jayaratne and Saunders (2016).

In general, it was observed that the accretion thickness around the stagnation point was thicker than the thickness closer to the equator. Assuming that the air speed around the sphere is approximately constant, it was expected that the edges would have lower local *RAR* than the top of the target. These could be the regions that the charging mechanism is working on.

The visual examinations of the graupel surface have shown that theoretical curves are not enough to determine the growth conditions of the entire graupel surface, as was reported by List et al. (1989) and Nasello et al. (1992). Reaching partial or total wet growth seems to depend on the liquid water content, collision speed and ambient temperature. As can be observed from Figure 3, total wet growth is reached mostly at ambient temperatures higher than -10°C while at lower temperatures the environmental conditions used in the experiments are not enough to achieve this growth condition.

Figure 4 shows the charge current (*CC*, upper panel) and the temperature of the target (T_T , lower panel) as functions of time for a measurement where partial wet growth was reached. The measurement corresponds to an ambient temperature of -13.5°C , a collision speed of 13 m/s and an *EW* of 2.13 g m^{-3} . During the first 10 s of the measurement, *CC* is zero since there was no air flow in the wind tunnel and therefore, there were no ice crystals interacting with the target. At 10 s, the air pump was turned on. The negative peak between 10 and 20 s corresponds to charge transfer due to collisions between ice crystals and the metallic surface of the target which is not covered by ice at the beginning of each measurement. Then, the accretion process initiates and the target temperature begins to increase due to the latent heat released as a consequence of the freezing of the water droplets that impact on it. A maximum positive *CC* of around 10 pA is observed. At 60 s, the target temperature reaches a stationary value of -3.5°C and by then the *CC* has decreased to 5 pA. This *CC* value remains constant until the end of the measurement when the air pump is turned off at 80 s. *CC* between 20 and 50 s corresponds to interactions under dry growth conditions of the graupel while *CC* between 50 and 80 s corresponds to interactions under partial wet growth conditions of the graupel. As can be observed, the magnitude of *CC* during both growth conditions have the same order of magnitude, indicating that the charge acquired by the graupel under partial wet growth conditions could be relevant to the electrification mechanism.

An estimation of the charge transferred to the graupel per collision of individual ice crystals can be performed using the magnitude of the *CC* and the ice crystal concentration (*N*). As

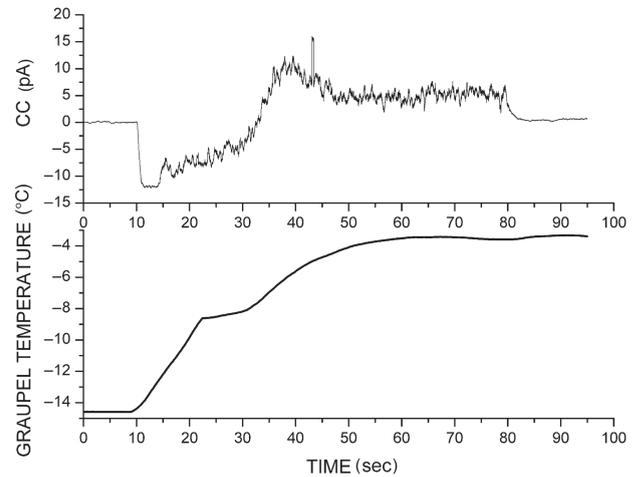


FIGURE 4 Temporal evolution (a) of the *CC* (pA) and (b) of the graupel temperature ($^{\circ}\text{C}$). The measurement was carried out at -13.5°C and at 13 m/s, and partial wet growth was reached

was derived by Luque et al. (2016), the average charge transferred to the graupel per individual collision can be estimated from:

$$q = \frac{CC}{p(E_c N)VA}, \quad (1)$$

where *A* is the cross-sectional area of the target and *V* is the collision speed. E_c is the average collision efficiency of the target for ice crystals, which is defined as the ratio between the number of ice crystals that collide with the collector and the number of ice crystals within its path, and *p* is the probability that an ice crystal collides with the target and bounces off. The value of $(E_c N)$ is the number of ice crystals per unit of volume that hit the target. From the Formvar samples, the value of $(E_c N)$ was estimated as (3 ± 2) ice crystals per cm^3 assuming that the target and the glass strip, used as sampler, have the same collision efficiency. Given that the magnitude of *CC* under wet growth conditions varied between 1 and 6 pA, the charge transferred per collision also varied between 1 and 3 fC if we assume a value of *p* of unity (all the ice crystals that collide with the target, rebound). However, under wet growth, a percentage of the ice crystals that collide remain stuck to the graupel. If we suppose that only 10% of ice crystals collide and rebound from the graupel ($p=0.1$), then the charge transfer per collision will increase to 10 fC and so on. These values of charge transferred are similar to those reported by Jayaratne and Saunders (2016) with a collision speed of 12 m/s. Our values are also in agreement with those found by Takahashi (1978) in the wet growth region who reported a charge per collision of 30 fC.

4 | SUMMARY AND CONCLUSION

Novel experimental measurements of the charging current of a simulated graupel, under wet growth, during ice crystal interactions were performed. The measurements were realized at temperatures between -7 and -18°C in a range of impact speeds from 8 to 13 m/s.

Visual observations of the graupel surface showed that the graupel presented some areas with dry growth and others with wet growth conditions. On the dry areas, ice crystals could impact without sticking and charge could be transferred between the interacting ice particles.

The results show that the graupel charging current during wet growth was always positive and had the same order of magnitude as the current during dry growth. Also, it can be estimated that mostly for warmer temperatures, if the *EW* value increased enough, the total wet growth would be reached eventually and, as a consequence of this, the graupel charging current would be zero.

Finally, a charge transferred per collision of 10–30 fC was estimated for a *p* value of 0.1, which is in concordance with previous values reported.

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank Secretaría de Ciencia y Tecnología de la Universidad Nacional de Córdoba (UNC), Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas (CONICET) and Agencia Nacional de Promoción Científica (FONCYT) for financial support. We thank Rodolfo Pereyra and José Barcelona for their technical assistance.

REFERENCES

- Ávila, E. E., Lighezzolo, R. A., Castellano, N. E., Pereyra, R. G., & Bürgesser, R. E. (2013). Laboratory measurements of charge separation in low liquid water content conditions and low impact velocity. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *118*, 6680–6687.
- Ávila, E. E., & Pereyra, R. G. (2000). Charge transfer during crystal–graupel collisions for two different cloud droplet size distributions. *Geophysical Research Letters*, *27*, 3837–3840.
- Brooks, I. M., Saunders, C. P. R., Mitzeva, R. P., & Peck, S. L. (1997). The effect on thunderstorm charging of the rate of rime accretion by graupel. *Atmospheric research*, *43*(3), 277–295.
- Bürgesser, R. E., Pereyra, R. G., & Ávila, E. E. (2006). Charge separation in updraft of convective regions of thunderstorm. *Geophysical Research Letters*, *33*, L03808. <https://doi.org/10.1029/2005GL023993>
- Heymsfield, A. J., & Kajikawa, M. (1987). An improved approach to calculating terminal velocities of plate-like crystals and graupel. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *44*, 1088–1099.
- Jayaratne, E. R., & Saunders, C. P. R. (2016). The interaction of ice crystals with hailstones in wet growth and its possible role in thunderstorm electrification. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *142*, 1809–1815.
- Jayaratne, E. R., Saunders, C. P. R., & Hallett, J. (1983). Laboratory studies of the charging of soft hail during ice crystal interactions. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *109*, 609–630.
- Jayaratne, E. R. (1993). The heat balance of a riming graupel pellet and the charge separation during ice–ice collisions. *Journal of the atmospheric sciences*, *50*(18), 3185–3193.
- Latham, J. (1981). The electrification of thunderstorms. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *107*, 277–298.
- Lighezzolo, R. A., Pereyra, R. G., & Ávila, E. E. (2010). Measurements of electric charge separated during the formation of rime by the accretion of supercooled water droplets. *Atmospheric Chemistry and Physics*, *10*, 1661–1669.
- List, R., García-García, F., Kuhn, R., & Greenan, B. (1989). The supercooling of surface water skins of spherical and spheroidal hailstones. *Atmospheric Research*, *24*, 83–87.
- List, R., Greenan, B. W. J., & García-García, F. (1995). Surface temperature variations of gyrating hailstones and effects of pressure–temperature coupling on growth. *Atmospheric Research*, *38*, 161–175.
- Luque, M. Y., Bürgesser, R. E., & Ávila, E. E. (2016). Thunderstorm graupel charging in the absence of supercooled water droplets. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *142*, 2418–2423.
- Macklin, W. C., & Payne, G. S. (1967). A theoretical study of the ice accretion process. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *93*, 195–213.
- Mason, B. L., & Dash, J. G. (2000). Charge and mass transfer in ice–ice collisions: Experimental observations of a mechanism in thunderstorm electrification. *Journal of Geophysical Research*, *105*(D8), 10185–10192.
- Nasello, O. B., Castellano, N. E., & Levi, L. (1992). Surface temperature distribution for ice accreted on a cylindrical collector. *Atmospheric Research*, *28*, 153–171.
- Pereyra, R. G., & Ávila, E. E. (2002). Charge transfer measurements during single ice crystal collisions with a target growing by riming. *Journal of Geophysical Research*, *107*, 4735. <https://doi.org/10.1029/2001JD001279>
- Pereyra, R. G., Ávila, E. E., Castellano, N. E., & Saunders, C. P. R. (2000). A laboratory study of graupel charging. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *105*(D6), 20803–20812.
- Pereyra, R. G., Bürgesser, R. E., & Ávila, E. E. (2008). Charge separation in thunderstorm conditions. *Journal of Geophysical Research*, *113*, D17203. <https://doi.org/10.1029/2007JD009720>
- Reynolds, S. E., Brook, M., & Gourley, M. F. (1957). Thunderstorm charge separation. *Journal of Meteorology*, *14*, 426–436.
- Saunders, C. P. R., Ávila, E. E., Peck, S. L., Castellano, N. E., & Aguirre Varela, G. G. (1999). A laboratory study of the effects of rime ice accretion and heating on charge transfer during ice crystal/graupel collisions. *Atmospheric Research*, *51*, 99–117.
- Saunders, C. P. R., Bax-Norman, H., Ávila, E. E., & Castellano, N. E. (2004). A laboratory study of the influence of ice crystal growth conditions on subsequent charge transfer in thunderstorm electrification. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *130*, 1395–1406.
- Saunders, C. P. R., Bax-Norman, H., Emersic, C., Ávila, E. E., & Castellano, N. E. (2006). Laboratory studies of the effect of cloud conditions on graupel/crystal charge transfer in thunderstorm electrification. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *132*, 2655–2676.
- Saunders, C. P. R., Keith, W., & Mitzeva, R. P. (1991). The effect of liquid water on thunderstorm charging. *Journal of Geophysical Research*, *96*, 11007–11017.
- Saunders, C. P. R. & Brooks, I. M. (1992). The effects of high liquid water content on thunderstorm charging. *Journal of Geophysical Research*, *97*, 14671–14676.
- Saunders, C. P. R., & Peck, S. L. (1998). Laboratory studies of the influence of the rime accretion rate on charge transfer during crystal/graupel collisions. *Journal of Geophysical Research*, *103*, 13949–13956.
- Saunders, C. P. R., Peck, S. L., Aguirre Varela, G. G., Ávila, E. E., & Castellano, N. E. (2001). A laboratory study of the influence of the water vapor and mixing on the charge transfer process during collisions between ice crystals and graupel. *Atmospheric Research*, *58*, 187–203.
- Schaefer, V. J. (1956). The preparation of snow crystal replicas – VI. *Weatherwise*, *9*, 132–135.
- Takahashi, T. (1978). Riming electrification as a charge generation mechanism in thunderstorms. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *35*, 1536–1548.
- Williams, E. R., Zhang, R., & Rydock, J. (1991). Mixed-phase microphysics and cloud electrification. *Journal of the atmospheric sciences*, *48*(19), 2195–2203.

How to cite this article: Luque MY, Bürgesser RE, Ávila EE. Experimental measurements of charge separation under wet growth conditions. *Q J R Meteorol Soc.* 2018. <https://doi.org/10.1002/qj.3259>

9. Referencias

- [Abramowitz & Stegun, 1964] Abramowitz, M. & Stegun, I. A. (1964). *Handbook of mathematical functions: with formulas, graphs, and mathematical tables*, volume 55. : Courier Corporation.
- [Aufdermaur & Johnson, 1972] Aufdermaur, A. N. & Johnson, D. (1972). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **98** (416), 369–382.
- [Ávila *et al.*, 1998] Ávila, E., Caranti, G., Castellano, N., & Saunders, C. (1998). *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **103** (D8), 8985–8996.
- [Ávila *et al.*, 1999] Ávila, E., Castellano, N., & Saunders, C. (1999). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **125** (555), 1059–1074.
- [Ávila & Pereyra, 2000] Ávila, E. A. & Pereyra, R. G. (2000). *Geophysical research letters*, **27** (23), 3837–3840.
- [Ávila *et al.*, 2013] Ávila, E. E., Lighezzolo, R. A., Castellano, N. E., Pereyra, R. G., & Bürgesser, R. E. (2013). *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **118** (12), 6680–6687.
- [Baker *et al.*, 1987] Baker, B., Baker, M., Jayaratne, E., Latham, J., & Saunders, C. (1987). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **113** (478), 1193–1215.
- [Brooks *et al.*, 1997] Brooks, I., Saunders, C., Mitzeva, R., & Peck, S. (1997). *Atmospheric research*, **43** (3), 277–295.
- [Bürgesser *et al.*, 2006] Bürgesser, R., Pereyra, R., & Ávila, E. (2006). *Geophysical research letters*, **33** (3).
- [Bürgesser, 2008] Bürgesser, R. E. (2008). *Transferencia de carga eléctrica durante la colisión de granizos y cristales de hielo. Tesis Doctoral*. FaMAF-UNC.
- [Caranti *et al.*, 1991] Caranti, G., Avila, E., & Re, M. (1991). *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **96** (D8), 15365–15375.

-
- [Caranti & Illingworth, 1980] Caranti, J. & Illingworth, A. (1980). *Nature*, **284** (5751), 44.
- [Carras & Macklin, 1975] Carras, J. & Macklin, W. (1975). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **101** (428), 203–206.
- [Castellano *et al.*, 1999] Castellano, N., Ávila, E., & Saunders, C. (1999). *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **104** (D22), 27399–27406.
- [Chalmers, 1967] Chalmers, J. A. (1967). In: *Atmospheric Electricity*, (Chalmers, J. A., ed) volume 11 of *International Series in Natural Philosophy* pp. 1 – 17. Pergamon second edition.
- [Clarence & Malan, 1957] Clarence, N. & Malan, D. (1957). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **83** (356), 161–172.
- [Curry & Webster, 1999] Curry, J. & Webster, P. (1999). *Geophys. Ser.*, **65**.
- [Dash, 1989] Dash, J. (1989). *Contemporary Physics*, **30** (2), 89–100.
- [Dinger & Gunn, 1946] Dinger, J. & Gunn, R. (1946). *Journal of Geophysical Research*, **51** (4), 477–494.
- [Drake, 1968] Drake, J. (1968). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **94** (400), 176–191.
- [Elster & Geitel, 1913] Elster, J. & Geitel, H. (1913). *Zur Influenztheorie der Niederschlagselektizität*.
- [Fletcher, 1968] Fletcher, N. (1968). *Philosophical Magazine*, **18** (156), 1287–1300.
- [Foote & Knight, 2016] Foote, G. B. & Knight, C. (2016). *Hail: a review of hail science and hail suppression*, volume 16. Springer.
- [Gaskell *et al.*, 1978] Gaskell, W., Illingworth, A., Latham, J., & Moore, C. (1978). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **104** (440), 447–460.
- [Greenan & List, 1995] Greenan, B. J. & List, R. (1995). *Journal of the atmospheric sciences*, **52** (21), 3797–3815.
- [Grenet, 1947] Grenet, G. (1947). *Ann. Geophys.*, **3**, 306–307.
-

-
- [Griggs & Choullarton, 1986] Griggs, D. & Choullarton, T. (1986). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **112** (471), 149–163.
- [Heymsfield & Kajikawa, 1987] Heymsfield, A. J. & Kajikawa, M. (1987). *Journal of the atmospheric sciences*, **44** (7), 1088–1099.
- [Houze, 1989] Houze, R. A. (1989). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **115** (487), 425–461.
- [Houze Jr & Hobbs, 1982] Houze Jr, R. A. & Hobbs, P. V. (1982). In: *Advances in Geophysics* volume 24 pp. 225–315. Elsevier.
- [Incropera & DeWitt, 1990] Incropera, F. P. & DeWitt, D. P. (1990). *Introduction to heat transfer*. : J. Wiley & sons.
- [Jayaratne, 1998] Jayaratne, E. (1998). *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **103** (D2), 1871–1878.
- [Jayaratne & Saunders, 1985] Jayaratne, E. & Saunders, C. (1985). *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **90** (D7), 13063–13066.
- [Jayaratne et al., 1983] Jayaratne, E., Saunders, C., & Hallett, J. (1983). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **109** (461), 609–630.
- [Jayaratne, 2003] Jayaratne, R. (2003). *The Lightning Flash*, (34), 17.
- [Jennings, 1975] Jennings, S. (1975). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **101** (428), 227–233.
- [Knight & Knight, 1973] Knight, C. A. & Knight, N. C. (1973). *Journal of the Atmospheric Sciences*, **30** (8), 1665–1671.
- [Korolev et al., 2000] Korolev, A., Isaac, G., & Hallett, J. (2000). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **126** (569), 2873–2902.
- [Langmuir et al., 1946] Langmuir, I., Blodgett, K., et al. (1946). *Mathematical investigation of water droplet trajectories*. United States Army Air Forces.

-
- [Latham & Mason, 1961] Latham, J. & Mason, B. J. (1961). *Proc. R. Soc. Lond. A*, **260** (1303), 537–549.
- [Latham & Mason, 1962] Latham, J. & Mason, B. J. (1962). *Proc. R. Soc. Lond. A*, **266** (1326), 387–401.
- [List *et al.*, 1989] List, R., Garcia-Garcia, F., Kuhn, R., & Greenan, B. (1989). *Atmospheric Research*, **24** (1-4), 83–87.
- [Ludlam, 1980] Ludlam, F. H. (1980). *Clouds and storms: The behavior and effect of water in the atmosphere*. Pennsylvania State University Press.
- [Lyons, 1996] Lyons, W. A. (1996). *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **101** (D23), 29641–29652.
- [Macklin, 1962] Macklin, W. (1962). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **88** (375), 30–50.
- [Macklin, 1963] Macklin, W. (1963). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **89** (381), 360–369.
- [Macklin & Payne, 1968] Macklin, W. & Payne, G. (1968). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **94** (400), 167–175.
- [Magono & Lee, 1966] Magono, C. & Lee, C. (1966). *Series VII (Geophysics)*, **2**.
- [Mansell *et al.*, 2005] Mansell, E. R., MacGorman, D. R., Ziegler, C. L., & Straka, J. M. (2005). *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **110** (D12).
- [Marshall & Langleben, 1954] Marshall, J. S. & Langleben, M. P. (1954). *Journal of Meteorology*, **11** (2), 104–120.
- [Marshall & Winn, 1982] Marshall, T. C. & Winn, W. P. (1982). *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **87** (C9), 7141–7157.
- [Mason, 1972] Mason, B. J. (1972). *Proc. R. Soc. Lond. A*, **327** (1571), 433–466.
- [Matthews & Mason, 1963] Matthews, J. & Mason, B. (1963). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **89** (381), 376–380.

-
- [Mossop, 1985] Mossop, S. (1985). *Bulletin of the American Meteorological Society*, **66** (3), 264–273.
- [Nasello *et al.*, 1992] Nasello, O., Castellano, N., & Levi, L. (1992). *Atmospheric research*, **28** (2), 153–171.
- [Parkinson & Torreson, 1931] Parkinson, W. & Torreson, O. (1931). *UGGI (Sect. terr. Magn. Elect.) Bull.*
- [Pasko, 2003] Pasko, V. P. (2003). *Nature*, **423** (6943), 927.
- [Pereyra, 2002] Pereyra, R. G. (2002). *Estudio de laboratorio de cargado eléctrico de granizos por interacciones con cristales de hielo. Tesis Doctoral.* FaMAF-UNC.
- [Pereyra *et al.*, 2008] Pereyra, R. G., Bürgesser, R. E., & Ávila, E. E. (2008). *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **113** (D17).
- [Poehler, 1978] Poehler, H. A. (1978). *LDAR Observations of a developing thunderstorm correlated with field mill, ground strike location, and weather radar data including the first report of the design and capabilities of a new, time-of-arrival ground-strike location system (GSLS).* NASA Contract Rep.
- [Pruppacher & Klett, 2012] Pruppacher, H. R. & Klett, J. D. (2012). *Microphysics of Clouds and Precipitation: Reprinted 1980.* Springer Science & Business Media: Springer Science & Business Media.
- [Raithby & Eckert, 1968] Raithby, G. & Eckert, E. (1968). *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **11** (8), 1233–1252.
- [Ranz *et al.*, 1952] Ranz, W., Marshall, W. R., *et al.* (1952). *Chem. Eng. Prog.*, **48** (3), 141–146.
- [Rasmussen & Heymsfield, 1987] Rasmussen, R. M. & Heymsfield, A. J. (1987). *Journal of the atmospheric sciences*, **44** (19), 2754–2763.
- [Reynolds *et al.*, 1957] Reynolds, S., Brook, M., & Gourley, M. F. (1957). *Journal of Meteorology*, **14** (5), 426–436.

-
- [Roble & Tzur, 1986] Roble, R. G. & Tzur, I. (1986). *The Earth's Electrical Environment*, **206**.
- [Saunders *et al.*, 1991] Saunders, C., Keith, W., & Mitzeva, R. (1991). *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **96** (D6), 11007–11017.
- [Saunders *et al.*, 2001] Saunders, C., Peck, S., Varela, G. A., Ávila, E., & Castellano, N. (2001). *Atmospheric research*, **58** (3), 187–203.
- [Saunders *et al.*, 1999] Saunders, C., Ávila, E., Peck, S., Castellano, N., & Aguirre Varela, G. (1999). , 268–271.
- [Schaefer, 1956] Schaefer, V. J. (1956). *Weatherwise*, **9** (4), 132–135.
- [Schonland, 1964] Schonland, B. (1964).
- [Siingh *et al.*, 2007] Siingh, D., Gopalakrishnan, V., Singh, R., Kamra, A., Singh, S., Pant, V., Singh, R., & Singh, A. (2007). *Atmospheric Research*, **84** (2), 91–110.
- [Simpson, 1909] Simpson, G. C. (1909). *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, **209** (441-458), 379–413.
- [Simpson & Scrase, 1937] Simpson, G. C. & Scrase, F. (1937). *Proc. R. Soc. Lond. A*, **161** (906), 309–352.
- [Spiegel, 1981] Spiegel, M. (1981). Technical report McGraw-Hill,.
- [Takahashi, 1969] Takahashi, T. (1969). *Journal of the Atmospheric Sciences*, **26** (6), 1253–1258.
- [Takahashi, 1978] Takahashi, T. (1978). *Journal of the Atmospheric Sciences*, **35** (8), 1536–1548.
- [Vonnegut, 1953] Vonnegut, B. (1953). *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **34**, 378.
- [Whipple & Scrase, 1936] Whipple, F. & Scrase, F. (1936).
- [Whitaker, 1972] Whitaker, S. (1972). *AIChE Journal*, **18** (2), 361–371.

-
- [Williams, 1989] Williams, E. R. (1989). *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **94** (D11), 13151–13167.
- [Wilson, 1920] Wilson, C. (1920). *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A January*, .
- [Winkler, 1746] Winkler, J. H. (1746). *Die Stärke der elektrischen Kraft des Wassers in gläsernen Gefässen*. Zentralantiquariat der DDR.
- [Winn & Byerley, 1975] Winn, W. P. & Byerley, L. (1975). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **101** (430), 979–994.
- [Workman & Reynolds, 1950] Workman, E. & Reynolds, S. (1950). *Physical Review*, **78** (3), 254.
- [Wormell, 1953] Wormell, T. (1953). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **79** (339), 3–38.
- [Zheng & List, 1994] Zheng, G. & List, R. (1994). *Atmospheric research*, **32** (1-4), 75–83.