

Modelo piroelectrico de Electrometeoros.

Lic. Amilkar Quintero y Dr. Nelson Falcón
Grupo de Física Teórica y Astrofísica Dpto. de Física FACYT Universidad de
Carabobo, Valencia. Venezuela . Email nelsonfalconv@gmail.com

Resumen: Los electrometeoros (rayos y relámpagos) son manifestaciones del campo eléctrico atmosférico y de la pluviosidad. La microfísica de los electrometeoros parece estar asociada también a las propiedades físicas y químicas de la atmósfera local de ocurrencia. El aumento del campo eléctrico interno en nubes de tormenta, podría deberse a la contribución de aerosoles piroeléctricos, el cual sería un factor importante en el proceso de carga de dicha nube. Se propone un modelo teórico, que describe el aumento del campo eléctrico interno de una celda nubosa para explicar la ocurrencia de los electrometeoros, considerando la contribución del metano como aerosol piroeléctrico. Se utiliza la aproximación de capacitor telúrico y los valores numéricos típicos de una celda nubosa, para demostrar que una fracción de metano en la composición atmosférica de las nubes convectivas, contribuye al incremento del campo eléctrico interior, hasta el punto en que la carga eléctrica es lo suficientemente grande como para generar una descarga tipo Townsends. Además se explorará la utilidad de este mecanismo y de la influencia de los aerosoles piroeléctricos en la generación de descargas eléctricas de la atmósfera de Titán (satélite de Saturno), y la vinculación a fenómenos similares observados en otros cuerpos del sistema solar.

1. Introducción

En los últimos años, se han realizados grandes avances en la comprensión de la actividad eléctrica atmosférica, sin embargo estos avances se deben principalmente a los estudios realizados a diversas atmósferas extraterrestres [Desch et al., 2002], mas allá de la comprensión completa y exhaustiva del proceso de carga de las nubes terrestres y la subsiguiente producción de electrometeoros. Los fenómenos eléctricos que tienen lugar en la atmósfera como los rayos y relámpagos se denominan electrometeoros (del griego *meteóron*, cualquier cosa que pasa en la atmósfera y *elektro*, electricidad). Su estudio y caracterización ha suscitado dilatadas discusiones desde la comprensión misma de la electricidad. El estudio de las descargas eléctricas atmosféricas se inicia con el descubrimiento de Benjamín Franklin en 1752, que los rayos son manifestaciones eléctricas. Aun cuando se ha avanzado mucho desde entonces en la comprensión de

los electrometeoros, todavía existen muchas interrogantes acerca de los mecanismos que generan las cargas eléctricas [Falcón y Quintero, 2006].

Los avances realizados en atmósferas extraterrestres, han suscitado un gran dilema para los estudios previamente realizados en el campo de la electricidad atmosférica terrestre, ya que los rayos y los relámpagos en la Tierra se asocian al aire húmedo que experimentan procesos de convección asociados a la humedad, refiriéndose al vapor de agua que se encuentra en el aire y a la precipitación [Wilson, 1929; Elster y Geitel, 1913], esto porque se piensa que la carga eléctrica de las nubes obedecía enteramente a procesos microfísicos de inducción por frotamiento, coalescencia y fragmentación de las gotas en el seno de las tormentas tropicales, debido a corrientes convectivas [Chalmers, 1967].

Una interrogante muy importante sin resolver, es el aumento muy rápido de la intensidad del campo eléctrico dentro de las nubes de tormenta, y la forma en la cual la descarga eléctrica se inicia [MacGorwan y Rust, 1998]; ya que no encuentra una explicación satisfactoria con los modelos clásicos de electricidad en nubes de tormentas para la evolución microfísica de las cargas antes de la primera descarga [Solomon et al., 2001; Cooray, 2003].

El modelo clásico sobre la generación de cargas dentro de las nubes de tormentas involucra la convección y la carga de partículas. El mecanismo convectivo describe la electrificación de la nube sin ninguna transferencia de carga durante la colisión entre partículas, solo por convección se redistribuyen las cargas previamente adjuntadas a hidrometeoros (partículas de agua, pueden ser gotas o hielo) [Masuelli y Scauzzo, 1997; Tzur y Levin, 1981]. Sin embargo, el campo eléctrico obtenido dentro de la nube, es dos ordenes de magnitud menor que el campo mínimo para que ocurra una descarga, además el mecanismo por sí solo es insuficiente para generar el campo eléctrico entre nubes para producir una descargas entre ellas [Tokano et al., 2001]. Por otro lado, el mecanismo de carga de partículas, sugiere que la electrificación de la nube es por inducción de cargas polarizadas en las partículas, en cualquier campo eléctrico existente. Las partículas cargadas se separarán por acción de la convección y la gravedad debido a sus diferentes masas, durante la colisión y rebote con partículas de hielo y otros hidrometeoros [Rakov y Uman, 2003; MacGorwan y Rust, 1998; Saunder et al., 1991]. Sin embargo, el

mecanismo de carga de partículas solo es valido para cortos rangos de la temperatura de la nube, resultando insuficiente para la carga observada en la parte superior de la nube [Saunders et al., 1991; Desch et al., 2002].

Además la ocurrencia de electrometeoros en erupciones volcánicas y en tormentas de arena en los desiertos [Brook et al., 1974], hace pensar que las partículas disueltas en aire o aerosoles, pueden coadyuvar al transporte de carga en el interior de las nubes, modificando el campo eléctrico local, al interior de estas [Quintero y Falcón, 2005].

Todo esto parece indicar que la electricidad atmosférica, debe estar asociada a las propiedades físico-químicas de los aerosoles que se encuentran en el sitio de ocurrencia [Tokano et al., 2001]. Un mecanismo plausible, de generación de cargas en las nubes de tormenta, podría ser la autopolarización eléctrica o piroelectricidad de algunos aerosoles atmosféricos [Falcón y Quintero, 2007]. Los materiales piroeléctricos tienen la propiedad de polarizarse espontáneamente debido a la simetría intrínseca de las moléculas que lo constituyen; esto implica que el vector de desplazamiento eléctrico no es nulo, aun sin la presencia de un campo eléctrico externo [Landau y Lifshitz, 1981].

En la atmósfera terrestre existe un campo eléctrico cuasi estático que varía con respecto a la altura. Las causas de las variaciones del campo eléctrico y su origen, no ha sido bien descrita, sin embargo se conoce que este es el responsable de la actividad eléctrica atmosférica [Uman y Krider, 1982; Uman, 1984; Kundt y Thuma, 1999], cuando se forman nubes con ciertas características de forma y tamaño. Los aerosoles pudieran modificar local y temporalmente el campo eléctrico atmosférico, al interior de las tormentas donde los procesos convectivos no son importantes, causando así los electrometeoros [Falcón y Quintero, 2006, 2007].

Entre los posibles aerosoles piroeléctricos que pudieran coadyuvar a la modificación del campo eléctrico local al interior de la nubes convectivas está el Metano (CH_4), sugerido como agente co-causal del más insigne fenómeno de los electrometeoros en Venezuela, el Relámpago sobre el Río Catatumbo [Falcon et al., 2000, 2001]. Además el metano es el sexto componente atmosférico, equivalente al $2 \cdot 10^{-6}$ de la fracción total de la atmósfera [Lide, 1997], y el primero de ellos con propiedades piroeléctricas; los hidruros de Metano parecen

jugar un papel importante en la climatología oceánica [Suess et al., 1999]. También, este elemento es considerado como el factor base para la generación de electrometeoros en Titán [Tokano et al., 2001], y las nubes de metano han sido asociadas con los electrometeoros en Júpiter [Dyudina et al., 2004].

Recientemente se pudo comprobar la existencia de actividad eléctrica (rayos y relámpagos) en Titán, debido a la misión Cassini-Huygens, que tenía como uno de sus principales propósitos verificar alguna actividad eléctrica en dicho cuerpo celeste [Fulchignoni et al., 2005]. Esta aseveración representa un gran dilema para los modelos de carga en las nubes terrestres, puesto a que los rayos y los relámpagos en la Tierra se asocian con procesos de convección del vapor de agua que se encuentra en el aire y a la precipitación. El modelo piroeléctrico, puede aportar un avance en dicha área puesto que no se consideran estos factores comunes típicos de la Tierra, sino que se adapta a la atmósfera de ocurrencia. A partir de los datos obtenidos por Cassini-Huygens, se puede inferir que no es necesaria la presencia abundante de agua en una atmósfera planetaria para que exista actividad eléctrica.

Se estudia principalmente Titán puesto a que esta luna posee una concentración de metano necesaria como para demostrar que este aerosol es el causante principal de la actividad eléctrica de este cuerpo celeste, debido a sus propiedades piroeléctricas. Además este cuerpo celeste ha sido el centro de atención de muchos autores interesados en la actividad eléctrica planetaria, pudiendo ser este la clave para la comprensión de los electrometeoros [Desch et al., 2002].

El siguiente trabajo, comienza con una caracterización de la troposfera de la Tierra (Sección 2), puesto que es allí el lugar de la atmósfera de ocurrencia de los electrometeoros. En la Sección 3 se calcula la contribución del metano y del agua al vector de desplazamiento eléctrico interno de las nubes de tormenta en la Tierra. Con este resultado se modela la carga nube, utilizando la aproximación del capacitor telúrico (Sección 4). Luego de estudiar el proceso de carga en la Tierra, se aplica este modelo a otros casos particulares de atmósferas planetarias, principalmente a Titán (Sección 5). Las conclusiones y discusiones respectivas se encuentran al final.

2. Características de la Troposfera

2.1. Descripción de la atmósfera

La atmósfera terrestre es la capa gaseosa que rodea a la Tierra. Su composición química es principalmente Nitrógeno con 78,084 % y Oxígeno 20,9476 %; en menores cantidades la atmósfera contiene Argón (0,934 %), Dióxido de Carbono (0,0314 %), Neón (0,001818 %), Metano (0,0002 %), Criptón (0,000114%), Helio (0,0000524%), Hidrógeno (0,00005%) y Xenón (0,0000087 %). Adicionalmente hay en cada volumen dado entre 0 % a 4 % de vapor de agua y alrededor de 0,00116 % de Ozono [Lide, 1997].

La temperatura en cualquier atmósfera planetaria varía respecto a la altitud, esta variación da lugar a la clasificación de las capas de la atmósfera según su gradiente [Battaner, 1986]:

- Troposfera: la temperatura disminuye con la altitud debido a que la radiación solar visible, llega hasta el suelo, el cual se calienta y llega a las capas más próximas.
- Termosfera: la radiación ultravioleta es absorbida por las capas altas, lo que hace que las inferiores estén menos expuestas a esta radiación; lo que hace que la temperatura aumente con la altura.
- Exosfera: en estas regiones superiores la densidad es suficientemente baja, por lo que el camino libre medio es suficientemente largo como para que la conductividad sea tan alta que la temperatura permanezca constante.

La Tierra es una excepción a este esquema; entre la troposfera y la termosfera existen dos capas: la estratosfera donde la temperatura permanece constante y luego aumenta con la altura, y la mesosfera donde la temperatura disminuye con la altura. Entonces las distintas capas existentes en la Tierra son:

- Troposfera: de 0 a 15 Km, la temperatura disminuye con la altitud.
- Estratosfera: de 15 a 50 Km, la temperatura permanece constante para después aumentar con la altitud.
- Mesosfera: de 50 a 80 Km, la temperatura disminuye con la altitud.
- Termosfera o Ionosfera: de 80 a 500 Km, la temperatura aumenta con la altitud.

- Exosfera: de 500 a 2000 Km, la temperatura es constante.

Las divisiones entre una capa y otra se denominan respectivamente tropopausa, estratopausa, mesopausa y termopausa. La figura 1 muestra las distintas capas de la atmósfera terrestre y la variación de la temperatura con la altura.

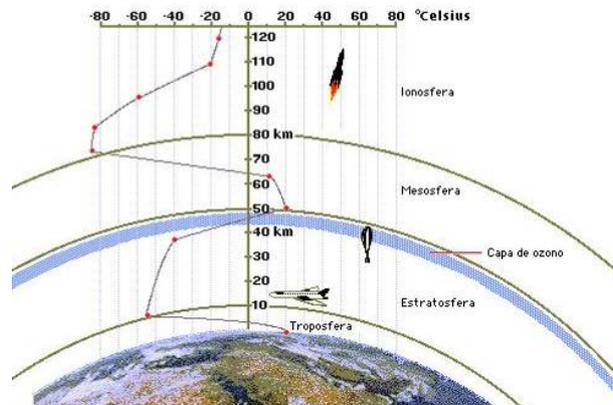


Figura 2.1: Capas de la atmósfera terrestre, debido a la variación de la temperatura con la altura

[http://www.matematicamente.it/tesine/Lo_Re/scienze.html].

2.2. Troposfera terrestre

La troposfera es la capa inferior de la atmósfera, está comprendida desde la superficie terrestre hasta una altitud de 15 kilómetros aproximadamente. Es aquí donde se hace posible la vida, ya que se concentran la mayoría de los gases de la atmósfera proporcionando las condiciones necesarias. Es la zona más turbulenta de la atmósfera y en ella tienen lugar todos los fenómenos meteorológicos y climáticos.

Se puede aproximar el gradiente de temperatura según una relación lineal. Para alturas inferiores a los 15 Km, las variaciones de la temperatura atmosférica en promedio, pueden aproximarse linealmente por la expresión [Rogers, 1977; Iribarne y Cho, 1980]:

$$T(z) = T_0 + \alpha_T z \quad (2.1)$$

donde z es la altura respecto a la superficie en kilómetros, $T_0 \approx 15 \text{ }^\circ\text{C}$ y $\alpha_T \approx -71/11 \text{ }^\circ\text{CKm}^{-1}$. La figura 2.2 muestra la dependencia de la temperatura con la altura en la troposfera terrestre.

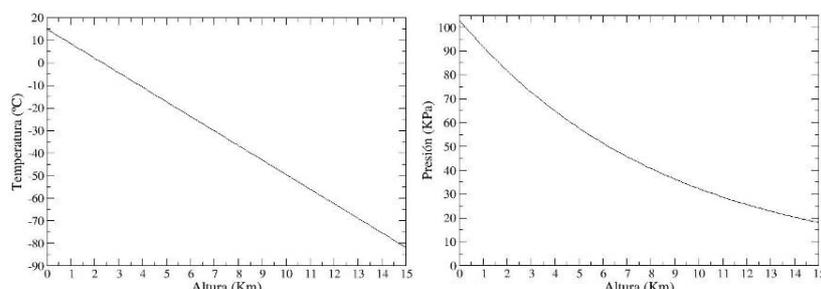


Figura 2.2: Variación de la temperatura (izq) y de la presión (der) con respecto a la altura en la troposfera baja de la Tierra. Elaboración propia a partir de la ecuaciones 2.1 y 2.2.

La presión atmosférica media ejercida por la columna de aire seco decrece con la altura. La dependencia respecto a la altura de la presión, se puede obtener conociendo la densidad de masa y el campo gravitacional (la gravedad de la Tierra en este caso), utilizando la ecuación de estado y suponiendo equilibrio hidrodinámico [Falcón et al., 2000]:

$$P(z) = P_0 \exp(-\alpha_p z) \quad (2)$$

Con $\alpha_p \approx 0.116 \text{ Km}^{-1}$ y $P_0 \approx 103.11 \text{ KPa}$. La figura 2.3 muestra la variación de la presión con respecto a la altura. Cabe destacar que esta relación de presión se cumple solamente para la troposfera terrestre, puesto que a mayor altura existe otro comportamiento de las partículas que forman esa capa de la atmósfera, tal como se aprecia en el comportamiento de la temperatura.

2.3. Campo eléctrico atmosférico

En la atmósfera limpia de nubes por debajo de los 60 Km de altitud, está presente un campo eléctrico vertical cuya intensidad (E), para latitudes medias, en unidades de kilovoltio sobre kilómetro, está dada por la expresión [Gringel et al., 1986]:

$$\vec{E}(z) = -[93.8e^{-4.527z} + 44.4e^{-0.375z} + 11.8e^{-0.121z}] \text{KV / Km } \hat{z} \quad (2.3)$$

Este campo eléctrico cuasi estático que varía con respecto a la altura, posee variaciones temporales, sin embargo para efectos de cálculo, no se toman estas variaciones. A diferencia del gradiente de presión y temperatura, la variación del campo eléctrico no ha sido bien

descrita, y no se conoce con certeza su origen; se piensa que el origen del mismo puede ser producto de los rayos cósmicos que inciden en la atmósfera, pero esta hipótesis no ha sido comprobada. Sin embargo se conoce que esta variación del campo eléctrico local es el responsable de la actividad eléctrica atmosférica [Uman y Krider, 1982; Uman, 1984; Kundt y Thuma, 1999].

Se puede observar que este campo eléctrico está en dirección perpendicular a la superficie de la Tierra en sentido hacia abajo (z la altura en la troposfera viene en kilómetros). La figura 2.4 muestra el campo eléctrico existente en la troposfera terrestre.

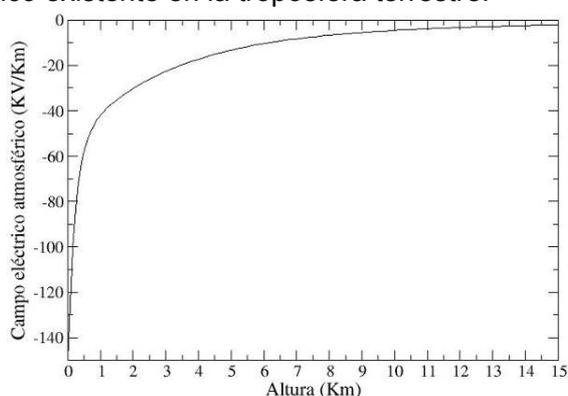


Figura 2.4: Campo eléctrico atmosférico con respecto a la altura en la troposfera baja de la Tierra. Elaboración propia a partir de la ecuación 2.3.

2.4. Resistencia eléctrica del aire

La columna de aire donde se produce la descarga (rayo o relámpago), posee una variación vertical debido a la resistividad eléctrica del aire húmedo, que varía con la altura debido al gradiente térmico de la troposfera de la Tierra [Tokano et al., 2001]. La figura 2.5 muestra a variación de la resistividad del aire con respecto a la altura.

La resistencia del medio donde se efectúa la descarga, se puede modelar como:

$$R = \int_0^h \rho(z_l) \frac{dz_l}{A} \quad (2.4)$$

Siendo $\rho(z)$ la resistividad del aire (ver figura 2.5), A la sección transversal media de la porción del aire donde tiene lugar la descarga, esto es: $A \approx 2 \text{ cm}^2$, el orden del espesor de un rayo típico [Gringel et al., 1986]; z , es el recorrido medio de la descarga (en kilómetros). La figura 2.6 muestra la resistencia eléctrica que posee la columna de aire donde ocurre la descarga, dependiendo de la altura.

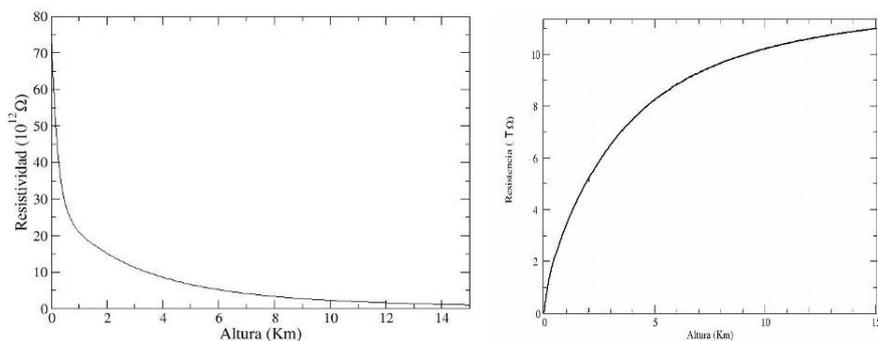


Figura 2.5: (Izq) Variación de la resistividad del aire en función de la altura, debida al gradiente térmico de la troposfera baja [Tokano et al., 2001] . (Der) Resistencia equivalente del canal de descarga de aire húmedo en función de la altura de la nube. Elaboración propia a partir de la ecuación 2.4.

2.5. Electrometeoros y tormentas eléctricas

Las concentraciones de carga dentro de las nubes comienzan cuando pequeñas partículas adquieren cargas eléctricas por medio de procesos microfísicos, que no han sido bien descritos y aún son tema de debate [Tokano et al., 2001], puesto que los modelos clásicos sobre los mecanismos de cargas en nubes de tormentas poseen muchas fallas.

La carga atraviesa el canal de descarga y los centros de la carga se neutralizan. La cantidad típica de carga movida a través de un canal es aproximadamente entre $20\text{-}40 \text{ C}$, con las corrientes máximas alcanzando 200 KA o más [Rakov y Uman, 2003; Cooray, 2003].

2.5.1. Separación de cargas

Los relámpagos terrestres se asocian al aire húmedo que experimentan procesos de convección y precipitación. La convección ocurre cuando la temperatura disminuye con la altura más rápido que el

gradiente adiabático, de modo que aunque el aire se expanda y se enfríe, sigue siendo más caliente que sus alrededores; la convección de humedad se refiere al vapor de agua que se encuentra en el aire; este mecanismo de convección a sido invocado para el proceso de carga y separación de cargas en las nubes de tormenta [Desch et al., 2002]. Existen dos modelos que utilizan la convección.

Elster y Geitel en 1913 propusieron un modelo el cual el campo eléctrico ambiental que apunta hacia abajo dentro de la nube tormentosa, polariza las partículas para cargar la mitad superior negativamente y el fondo positivamente. Las partículas grandes caen más rápido que las más pequeñas y como las partículas grandes alcanzan las pequeñas, choque con estas, transfiriendo la carga positiva de sus bordes a las partículas pequeñas. Siguen habiendo partículas pequeñas que conservan la carga positiva en lo alto, y las partículas grandes llevan la carga negativa hacia abajo, haciendo el campo eléctrico mas intenso. El crecimiento del campo eléctrico puede conducir al relámpago.

Wilson en 1929 propuso que los iones negativos producidos por los rayos cósmicos fueran barridos para arriba por las partículas que caían, pero la ionización del rayo cósmico es demasiado pequeña en magnitud producir la separación extensa de la carga [Wormell, 1953].

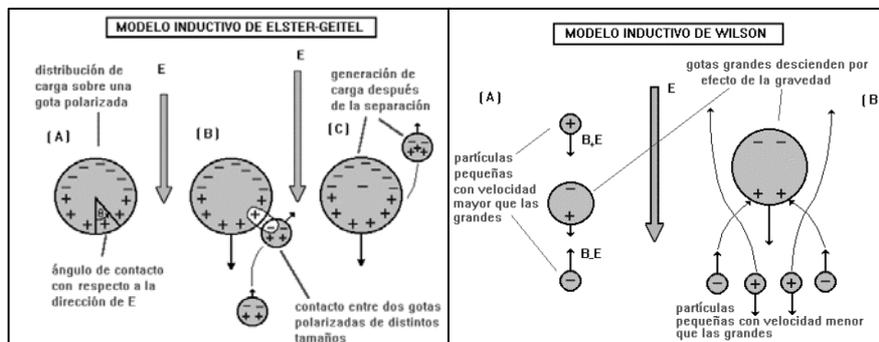


Figura 2.7: Representación de los procesos de carga de las nubes de tormenta; modelo de Elster-Geitel (izquierda), modelo de Wilson (derecha). [http://www.rayos.info/su_formacion.htm]

En el modelo convectivo [Vonnegut, 1953], las cargas positivas emitidas por descargas de corona de la Tierra que son llevadas por las corrientes aéreas ascendentes el tope de la nube. La carga positiva del

tope de la nube atrae los electrones y los iones negativos producidos por ionizaciones del rayo cósmico. Estas cargas negativas se unen a las partículas de la lluvia o del hielo llevadas por las corrientes descendentes a la Tierra. El modelo convectivo es consistente con la observación de que la altitud del centro positivo más alto de la carga aumenta mientras que la tormenta se desarrolla [Krehbiel, 1986; Williams, 1988]. La convección es probable que desempeñe un papel importante en la electrificación de la nube, no solo en la Tierra sino posiblemente el Titán también [Tokano et al., 2001]; sin embargo, no puede por sí mismo explicar la generación del relámpago terrestre [Desch et al., 2002].

A pesar de todos estos modelos, ni la hipótesis de la convección o la carga inductiva entre partículas, son constantes con una observación dominante sobre las nubes tormentosas: la carga positiva en el tope y la parte baja de nubes tormentosas, de la carga negativa en el centro (la capa media del tripolo) y la temperatura constante (y la altitud) en todas partes de la nube.

La densidad de carga en el centro de la carga negativa puede alcanzar 10 C Km^{-3} , y la carga total almacenada en la nube puede exceder 100 C [Uman, 1987]. El campo eléctrico debajo de la nube apunta hacia arriba con una fuerza que excede 10^4 Vm^{-1} , en buen tiempo el campo eléctrico alcanza los 10^2 Vm^{-1} que apunta hacia abajo.

2.5.2. La descarga por medio del rayo

Los rayos o relámpago descargan la carga negativa que se acumula en el centro de la nube de tormenta, a la tierra o a la carga positiva.

El “step leader” (camino principal) es el primer paso para la descarga que crea un canal de ionización entre la nube y la Tierra para que comience el “return stroke” (realimentación), que representa una gran cantidad de carga eléctrica negativa fluyendo por una pequeña área lo que calienta este canal de descarga por disipación Ohmica creando un filamento incandescente; inmediatamente ocurre el “dark leader” (camino principal oculto) el cual dispara varios “return stokes”. Las descargas entre nubes se producen de manera similar.

El “step leader” llamado “streamer” (banderín), es seguido de muchos “streamers” que se propagan sobre un mismo canal; esta serie de “streamers” decaen mas rápidamente que los “return stokes” de las

descargas nube-tierra, lo que produce una transferencia de cargas (mayor información en Rakov y Uman, 2003y Cooray, 2003).



Figura 2.8: Imagen de un rayo simultaneo nube-tierra y nube-nube.
Fuente: Librería de fotos de NOAA [<http://www.photolib.noaa.gov/>]

3: Desplazamiento eléctrico y dipolos en aerosoles

3.1. Suposiciones básicas del modelo

El modelo elemental se basa en una nube única y aislada de tipo cumuliforme, constituida por una o varias celdas nubosas, cuya altitud h se encuentra desde $1,6 \text{ Km}$ hasta 14 Km [MacGorwan y Rust, 1998]. El volumen de cada celda es del orden de $5 \cdot 10^{10} \text{ m}^3$, de acuerdo con los modelos numéricos de formación de nubes [Rogers, 1977; MacGorman et al., 2001]. Cada celda presenta estructura dipolar eléctrica [Rakov y Uman, 2003], lo que indica que dicha celda produce una descarga y no la nube completa.

Sin pérdida de generalidad, se asume a la celda nubosa en equilibrio hidrodinámico con su entorno. A los efectos de modelar un comportamiento electrostático, puede también considerarse la geometría de la celda como un paralelepípedo cúbico de $3,6 \text{ Km}$. de lado. La celda, de espesor d , se ubica entre las alturas h (la parte inferior de la celda) y $h+d$ (la parte superior de la celda) respecto a la superficie terrestre (ver figura 3.1).

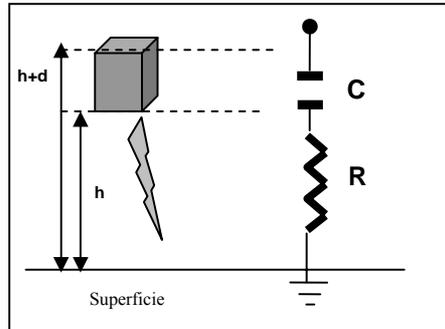


Figura 3.1: modelo elemental o de la carga eléctrica de una celda nubosa, donde h es la altura de la celda respecto a la superficie, d es el espesor, R la resistencia del aire y C la capacitancia asociada a la celda.

Debido a que la composición química de las nubes de tormentas es principalmente vapor de agua [Rogers, 1977], es muy importante tomar en cuenta que la constante dieléctrica del agua varía con respecto a la altura, para utilizar la aproximación de la celda nubosa como un capacitor de placas plano paralelas o capacitor telúrico [Iribarne y Cho, 1980]. El valor de la constante dieléctrica varía con respecto a la temperatura, los datos se obtuvieron de Clipper Controls C.A. (ver <http://www.clippercontrols.com>), sin embargo se utiliza la variación con respecto a la altura porque en la troposfera la temperatura depende de la altura, esta variación viene dada por:

$$k = k_2 z^2 + k_1 z + k_0 \quad (3.1)$$

Donde $k_0=82.8515$, $k_1=2.23490 \text{ Km}^{-1}$ y $k_2=0.020830 \text{ Km}^{-2}$. La figura 3.2 muestra la variación entre la constante dieléctrica del agua y la altura.

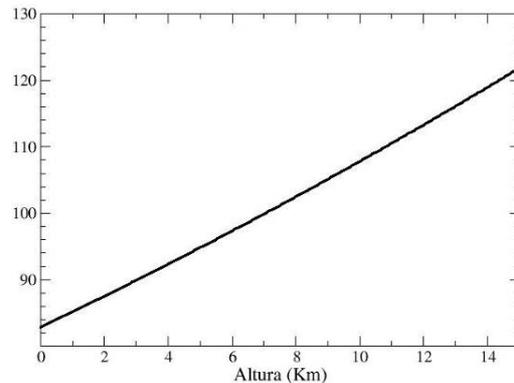


Figura 3.2: Variación de la constante dieléctrica del agua con respecto a la altura debido al gradiente térmico de la troposfera. Elaboración propia a partir de la ecuación 3.1.

La figura 3.2 muestra que la constante dieléctrica del agua es proporcional a la altitud, lo que implica que la celda nubosa incrementa la capacitancia a medida que el agua asciende una altura z en la atmósfera.

3.2. Potencial eléctrico de las nubes

En ausencia de aerosoles y de condensación, la diferencia de potencial entre la cima y la base, dependerá de la altura z respecto a la superficie y al grosor de la celda nubosa, de acuerdo con la aproximación:

$$\Delta V = \vec{E}(z + d) \cdot [\vec{z} + \vec{d}] - \vec{E}(z) \cdot [\vec{z}] \quad (3.2)$$

La diferencia de potencial disminuirá en valor absoluto con la altura (ver figura 9). Adviértase que la celda se descargará cuando la diferencia de potencial sea del orden del potencial de ruptura dieléctrica del aire: 1000 KV para el aire húmedo y 3000 KV para el aire seco a nivel de la superficie [Uman 1984; Rakov y Uman, 2003], en ausencia de vapor de condensación y de aerosoles, la celda no alcanza el potencial de ruptura dieléctrica del aire; como cabe esperar de acuerdo a la fenomenología observada en los electrometeoros.

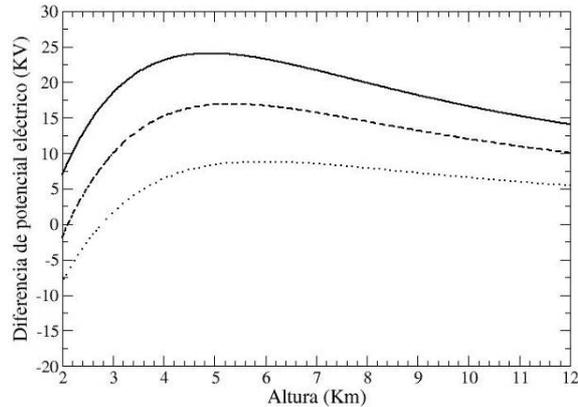


Figura 3.3: Diferencia de potencial eléctrico de una celda nubosa debido al campo eléctrico terrestre (sin la presencia de aerosoles), utilizando distintos espesores de arriba hacia abajo, 6 Km, 4 Km y 2 Km respectivamente. Elaboración propia a partir de la ecuación 3.2.

3.3. Desplazamiento eléctrico y dipolos de agua en una celda nubosa

Para estudiar el comportamiento eléctrico de la nube, se considera cada celda como una colección de dipolos de agua en equilibrio hidrostático a la temperatura $T=T(z)$, en presencia de un campo eléctrico \mathbf{E} (los términos en negrita representan vectores).

Para la molécula de agua, cuya constante de red es $a = 0,95 \text{ \AA}$ y un ángulo $2\alpha = 105^\circ$ entre el enlace O-H-O, el momento dipolar eléctrico (\mathbf{p}) es $6.3 \cdot 10^{-30} \text{ C m}$ [Lide, 1997]. Es fácil observar (figura 10) que la intensidad del campo dipolar, a una distancia x de la molécula de agua está dada por la expresión:

$$\vec{E}_{dipolo} = -\frac{2}{4\pi\epsilon_0} \frac{qa}{(x^2 + a^2)^{3/2}} \hat{z} \quad (3.3)$$

El vector de desplazamiento eléctrico resulta:

$$\vec{D} = \epsilon_{H_2O} \vec{E} \quad (3.4)$$

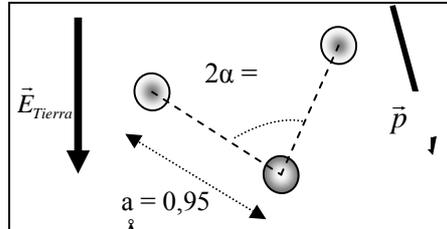


Figura 3.4: Geometría de la molécula de agua. Adviértase que el momento dipolar, en general, está inclinado α grados respecto al campo eléctrico atmosférico (dirección z).

En el caso de la celda nubosa en equilibrio térmico, la distribución de los dipolos eléctricos de las moléculas de agua sigue la estadística Maxwelliana. Deben considerarse todas las posibles orientaciones del momento dipolar respecto al campo eléctrico atmosférico exterior, y el valor esperado del desplazamiento eléctrico, será el promedio sobre la fracción del número total de moléculas n con un determinado momento dipolar (\mathbf{p}) a la temperatura (T):

$$\langle \bar{D} \rangle = \frac{\int \epsilon \bar{E}_{\oplus} \exp\left(-\frac{\mathbf{p} \cdot \bar{E}_{\oplus}}{k_B T}\right) dn}{\int \exp\left(-\frac{\mathbf{p} \cdot \bar{E}_{\oplus}}{k_B T}\right) dn} \quad (3.5)$$

Donde k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura de la nube. Es fácil ver (figura 3.4) que la probabilidad de encontrar una molécula con el vector de momento dipolar en ángulo de α grados con el campo externo \mathbf{E} (vertical) es equivalente al diferencial de área:

$$dA = 2\pi r^2 \sin \alpha d\alpha \quad (3.6)$$

Mientras que la fracción diferencial del número de moléculas contenidas en la sección diferencial de área es:

$$dn = \frac{dA}{4\pi r^2} = \frac{1}{2} d(\cos \alpha) \quad (3.7)$$

Con las ecuaciones (3.5) y (3.7) se obtiene:

$$\langle \vec{D} \rangle = \frac{\int_{-1}^1 \varepsilon \vec{E}_{\oplus} \cos \alpha \exp\left(-\frac{\vec{p} \cdot \vec{E}_{\oplus}}{k_B T}\right) d(\cos \alpha)}{\int_{-1}^1 \exp\left(-\frac{\vec{p} \cdot \vec{E}_{\oplus}}{k_B T}\right) d(\cos \alpha)} = \varepsilon_0 K_{H_2O} \vec{E}_{\oplus} \quad (3.8)$$

Este resultado es válido para las moléculas situadas en la celda nubosa a una altura z constante y con temperatura T del medio, como quiera que la celda está inmersa en un gradiente vertical de presión, debemos estimar el valor medio para toda la celda nubosa desde la altura h hasta la cota $h+d$; siendo d el espesor típico de la celda:

$$\vec{D}(h) = \frac{\varepsilon_0}{d} \int_h^{h+d} k_{H_2O}(z) \vec{E}_{\oplus}(z) dz \quad (3.9)$$

El modelo elaborado permite ahora calcular el desplazamiento eléctrico de la celda nubosa, empleando adicionalmente la variación de la constante dieléctrica del agua en función de la temperatura (ver sección 3.1 en este Sección), y por ende de la altitud de la celda. Adviértase que en el comportamiento de la celda acuosa, luego de cierta cota de altura, la conductividad de la celda ya no corresponde al agua, sino al hielo-nieve, en virtud del gradiente baro-térmico atmosférico. Por ello el desplazamiento eléctrico de la celda nubosa a la altura de 8 - 10 Km es inferior a 0,5 MV/Km (en secciones posteriores se verificara este resultado).

3.4. Desplazamiento eléctrico y dipolos de metano en una celda nubosa

Para la carga de la celda nubosa en una nube de tormenta, se considera que los aerosoles piroeléctricos los cuales podrían contribuir significativamente al campo eléctrico interno en las nubes de tormentas.

Se estudian los aerosoles mesoscópicos, vale decir, los que actúan a escalas intermedias en las nubes convectivas; limitándonos a aquellos que por su composición estereoquímica presente momento dipolar eléctrico autoinducido y cuya abundancia relativa sea una fracción significativa del aire. Ellos nos deja primordialmente con el sexto componente atmosférico: el metano (CH_4) con una abundancia del $2 \cdot 10^{-6}$ de la fracción total de la atmósfera [Lide, 1997] tienen una

constante de red de $2a=1,095 \text{ \AA}$ y sostienen un ángulo de $2\alpha=109,5^\circ$ que corresponden a los orbitales $s-p$ ($H-C-H$) en simetría tetraédrica [Morrison, 1996], del Grupo de simetría T_d en la notación de Schofield. De esta simetría es fácil verificar que su momento dipolar esta dado por la relación:

$$|\vec{p}| = 4.(2a).e.\cos(\alpha) \quad (3.10)$$

El resultado para aerosol de metano de la magnitud del momento dipolar es del orden de $4.07 \cdot 10^{-29} \text{ C m}$ [Falcon y Quintero, 2006, 2007], la cual es mucho mayor al momento dipolar del agua (ver sección 3.3 de este Sección).

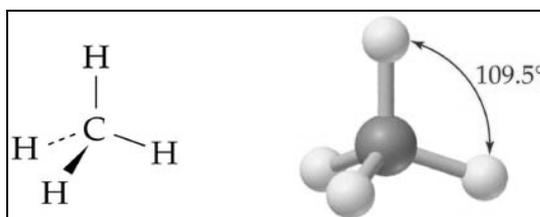


Figura 3.5: Geometría de la molécula de metano.

Análogamente a la celda nubosa de agua, el campo eléctrico dipolar, a una distancia x de la molécula de metano esta dado por:

$$\vec{E}_{dipolo} = -\frac{4}{4\pi\epsilon_0} \frac{q2a.\cos\alpha}{(x^2 + a^2)^{3/2}} \hat{z} \quad (3.11)$$

Donde la configuración tetraédrica multiplica el momento dipolar en un factor 4 respecto al agua. De ello se infiere que el campo microscópico inducido en las celdas de metano incrementa el campo local respecto al campo microscópico inducido en una celda acuosa. Debe considerarse la configuración cristalina del metano pertenece al grupo de simetrías C_4 , estas moléculas y sus microcristales son piroeléctricos.

Los cristales piroeléctricos se polarizan espontáneamente al formarse cristales carentes de centros de simetría (eso excluye por supuesto al $NaCl$ que es un sistema cúbico). En efecto la formación de cristales de tipo piroeléctricos en la nube podría crear campos dipolares espontáneos, con tal de que los aerosoles cristalicen bajo algunos de los tipos de simetría C_1 triclínico, C_3 o C_2 monoclínico, C_{2v} rómbico, C_4 o

C_{4v} tetragonal, C_3 y C_{3v} romboédrico o bien C_6 y C_{6v} hexagonal, en cuyo caso el vector de desplazamiento eléctrico \vec{D} es [Landau y Lifshitz, 1981]:

$$\vec{D} = \vec{D}_0 + \vec{P} + \varepsilon_0 \vec{E} \quad (3.12)$$

Donde \vec{P} es la polarización del material ε_0 es la permitividad eléctrica, y \vec{E} el campo eléctrico externo, en este caso es el campo eléctrico atmosférico terrestre. Nótese que aún en ausencia de un campo eléctrico exterior \vec{E} , existirá un vector de desplazamiento eléctrico \vec{D}_0 no nulo que favorecería la separación de cargas en las nubes, e incluso pudiera originar la avalancha requerida en los modelos de generación de rayos [Falcón et al 2000, Falcón y Quintero, 2007].

Para estimar el vector de desplazamiento eléctrico intrínseco \vec{D}_0 en la celda nubosa de metano, supondremos una celda con gas diluido (ideal), modelada en una aproximación macroscópica por un circuito equivalente simple de un capacitor de placas plano-paralelas (ver figura 3.1), en ausencia de campos externos ($\vec{E}=0$). De la ley de Gauss sobre la celda tenemos que la intensidad de campo eléctrico resulta constante:

$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{s} = q_0 \Rightarrow D_0 = \sigma \quad (3.13)$$

Donde σ es la densidad superficial de carga de la celda. La expresión anterior puede interpretarse como si en cada punto de la celda el campo fuera producido por la molécula de metano más próxima, despreciando las contribuciones de las demás moléculas en concordancia con la aproximación de gas ideal $x \sim a$, es decir, la distancia del punto de referencia es aproximadamente del orden del parámetro de red. Por otro lado, podemos emplear la misma aproximación $x \sim a$ en la expresión del vector de intensidad de campo \vec{E} para el metano, de lo que resulta:

$$\vec{E}_{dipolo} = -\frac{4}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q2a \cdot \cos \alpha}{(x^2 + a^2)^{3/2}} \hat{z} \approx \frac{e \cos \alpha}{\sqrt{2} \varepsilon_0 \pi a^2} \hat{z} \quad (3.14)$$

Donde e representa la carga del electrón. La aproximación gaussiana para la celda es independiente, en la descripción clásica, del volumen de la celda. Así, en el caso límite de una celda unimolecular ambas expresiones de los campos deben coincidir ($E_{dipolo} \sim \sigma / \varepsilon_0$), se obtiene:

$$D_0 = \sigma \approx \frac{e \cos \alpha}{\sqrt{2} \pi a^2} \approx 6.93 \frac{C}{m^2} \quad (3.15)$$

Si la celda es uniforme, su densidad de carga permanece constante, en consecuencia, empleando la relación precedente se obtiene que, el vector de desplazamiento eléctrico intrínseco D_0 , adquiere la magnitud de $6.93 C m^{-2}$ para el metano. Considérese ahora una celda nubosa en cuya composición hay solo una fracción ($f \leq 1$) de metano, en ese caso la intensidad del campo piroeléctrico autoinducido ($E_{\text{externo}}=0$):

$$E_0 \cong f \frac{6.93}{\epsilon_0} \frac{C}{m^2} = 7.83 \cdot 10^{11} f \frac{V}{m} \quad (3.16)$$

Aun para una celda nubosa cuya composición de metano sea mil veces menor que la composición atmosférica promedio (del orden de $2 \cdot 10^{-6}$), se tendrá un campo piroeléctrico en el orden de $1,5 MV Km^{-1}$ [Quintero y Falcón, 2005], superior a la rigidez dieléctrica del aire seco y equivalente a una diferencia de potencial del orden de $6 MV$ entre la base y la cima de la celda, en secciones posteriores se verificara este resultado.

El desplazamiento eléctrico debido a la contribución una fracción de metano para una celda nubosa es la suma del desplazamiento eléctrico intrínseco (factor piroeléctrico) mas el campo eléctrico inducido por el campo eléctrico atmosférico, este segundo término puede ser evaluado de forma análoga a una celda nubosa de agua, tomando en cuenta que la constante dieléctrica del metano es 1,67 [Lide, 1997], cuyo valor es valido en el rango de temperatura y presión de la troposfera. Para una celda nubosa con una fracción de metano, el valor promedio es:

$$\langle D \rangle_{CH_4} \approx 6.93 f \frac{C}{m^2} + 1.67 \frac{\epsilon_0}{d} \int_h^{h+d} E dz \quad (3.17)$$

3.5. Contribución metano mas agua al desplazamiento eléctrico

Se consideran solo dos componentes en una celda nubosa, el agua y el metano; entonces, el término de polarización (ver ecuación 3.12) se convierten:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\chi_{H_2O} + \chi_{CH_4}) \vec{E} \quad (3.18)$$

Donde χ es la susceptibilidad eléctrica del agua y del metano respectivamente. Reescribiendo la ecuación 3.12 en función de las constantes dieléctricas k del agua y del metano, recordando que $k = 1 + \chi$, se obtiene:

$$\vec{D} = \vec{D}_0 + \varepsilon_0 (k_{H_2O} + k_{CH_4} - 1) \vec{E} \quad (3.18)$$

La ecuación 3.18 representa el desplazamiento eléctrico de una celda nubosa de agua y metano; tomando el valor promedio de esta ecuación se obtiene:

$$\langle D \rangle \approx 6,93 f [C/m^2] + \frac{\varepsilon_0}{d} \int_h^{h+d} k_{H_2O} E dz + k_{CH_4} \frac{\varepsilon_0}{d} \int_h^{h+d} E dz - \frac{\varepsilon_0}{d} \int_h^{h+d} E dz \quad (3.19)$$

Observe que el agua no aporta ninguna contribución al desplazamiento eléctrico intrínseco, esto debido a que las moléculas de agua no son piroeléctricas [Landau y Lifshitz, 1981].

Cabe destacar, que el valor la constante f , la cual representa la concentración de metano en una celda nubosa constituida principalmente de agua [Rogers, 1977], es muy pequeña para ser considerada en el factor de polarización del desplazamiento eléctrico total, sin embargo es de vital importancia en el factor de desplazamiento eléctrico intrínseco.

Utilizando una concentración de metano en la celda nubosa mil veces menor a la fracción promedio de la concentración atmosférica terrestre, es decir, $f = 2 \cdot 10^{-6}$ [Quintero y Falcón, 2005; Falcón y Quintero, 2006, 2007], se obtiene el promedio de la intensidad del desplazamiento eléctrico en la celda nubosa estudiada. La figura 3.6 muestra la relación existente entre la altura y el desplazamiento eléctrico promedio de la celda nubosa dividido entre la permitividad en el vacío.

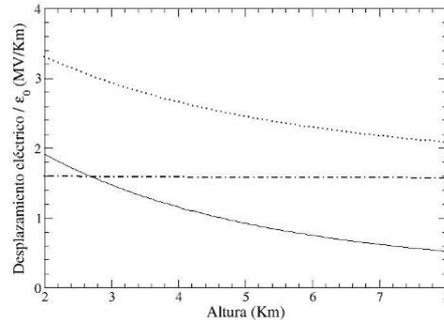


Figura 3.6: Desplazamiento eléctrico de la celda nubosa debido a influencia del agua (línea continua), el metano (línea de puntos y rayas) y el agua más el metano (línea punteada). Elaboración propia a partir de la ecuación 3.19.

La figura 3.6 muestra que aunque la concentración de metano en la celda nubosa sea mil veces menor que la composición atmosférica promedio, existe un campo eléctrico del orden de $1,5 \text{ MV Km}^{-1}$, cuyo valor es del orden de magnitud del desplazamiento eléctrico del agua. Estos resultados concuerdan con los valores reportados sobre el campo eléctrico antes de una descarga [Tokano et al., 2001; Rakov y Uman, 2003].

Para cualquier concentración de metano mayor a la utilizada, el desplazamiento eléctrico del metano será muy superior al del agua, lo cual incrementa notablemente el campo eléctrico interno de la celda y en consecuencia la actividad eléctrica atmosférica vera incrementada, como es el caso de Titán, en el Sección 5 se discute mas a fondo este aspecto. En contraparte, si la concentración de metano es nula, seguirá existiendo un valor de campo eléctrico no nulo, pero que no es lo suficientemente grande como para producir una descarga como se discutirá en el próximo Sección.

4. Modelo piroeléctrico de carga

4.1. Capacitancia de una celda nubosa

Se utiliza la aproximación de capacitor telúrico para una celda nubosa [Irribarne y Cho, 1980], que se basa en suponer la geometría de la celda nubosa como un capacitor de placas plano-paralelas; esta aproximación, aunque es bastante idealista, sería la mas adecuada en

primera aproximación para modelar el almacenamiento de la carga dentro de la celda, considerando como dieléctrico principal el agua, y el metano como componente principal de la generación de carga, sin embargo se puede observar en las nubes cumulonimbus, que son las nubes de tormenta, que sus límites inferiores y superiores son planos, lo que parecería estar acorde con esta aproximación utilizada para calcular la capacitancia.



Figura 4.1: Imagen de una nube cumulonimbus, nótese que los extremos de la nube son planos. [<http://www.photolib.noaa.gov/>]

La capacitancia para la celda nubosa esta dada por la ecuación típica de un capacitor, la cual solo depende de la geometría del capacitor.

$$C = \varepsilon_o A \left[\int_h^{h+d} \frac{dz}{k(z)} \right]^{-1} \quad (4.1)$$

Es importante resaltar que la ecuación 4.1 cumple con las asunciones básicas de un capacitor de placas plano paralelas, ya que al tomar un espesor de volumen diferencial, se garantiza que el área de las placas sea mucho mayor a la distancia de separación, y la constante dieléctrica no varia en este diferencial de espesor. La ecuación 4.1 puede ser considerada como un arreglo de capacitores en serie con diferentes materiales.

Debido a que la composición de las nubes es principalmente de agua y como la constante dieléctrica del agua es mucho mayor a la del metano, para los cálculos de la capacitancia se desprecia el efecto que ofrece el metano.

Para calcular la capacitancia de una celda nubosa, se supone la celda de área $12,96 \text{ Km}^2$. Debido a que el valor la constante dieléctrica del agua aumenta con la altura, el valor de la capacitancia

de la celda nubosa aumenta ligeramente con la altitud monótonamente, como se observa en la figura 4.2, adquiriendo el valor máximo en la altitud tal que la temperatura de la celda se encuentre cercana al punto de congelación del agua.

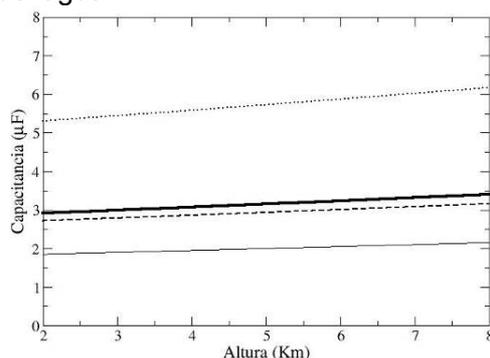


Figura 4.2: Capacitancia de una celda nubosa de agua dependiente de la altura, debido al gradiente térmico de la troposfera, utilizando diferentes espesores d , de arriba hacia abajo 2,0 Km, 3,6 Km, 4,0 Km y 6,0 Km respectivamente. Elaboración propia a partir de la ecuación 4.1.

La figura 4.2 muestra la capacitancia para distintos espesores d , sin embargo, para efectos de los cálculos posteriores se utiliza el espesor de 3,6 Km, con el fin de seguir el modelo elemental propuesto (ver sección 3.1).

4.2. Potencial eléctrico producido por el desplazamiento eléctrico

Utilizando los resultados obtenidos de para el campo eléctrico interno de la celda nubosa en las nubes de tormenta (ver sección 3.5), se puede calcular la diferencia de potencial eléctrico entre la base y el tope de la celda nubosa, recordando que el la diferencia de potencial, es proporcional al campo eléctrico y a la distancia de separación. La figura 4.3 muestra la diferencia de potencial eléctrica generada dentro de la celda nubosa debido a la contribución de agua, metano y agua más metano, con respecto a la altura de dicha celda. Esta figura se obtiene utilizando una concentración de metano mil veces menor a la concentración promedio de la atmósfera terrestre (ver sección 3.5).

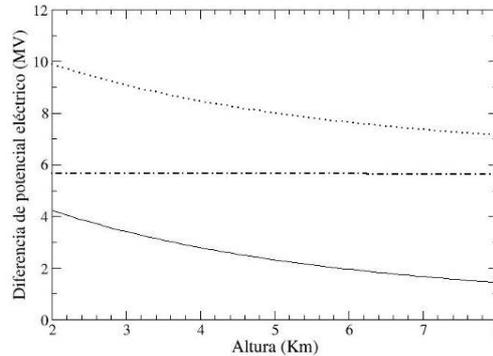


Figura 4.3: Variación de la diferencia de potencial interna de una celda nubosa de: agua mas una fracción de metano (línea punteada), solo metano (línea de puntos y rayas), y solo agua (línea continua). Elaboración propia a partir de la ecuación 3.19.

Es importante comparar el orden de magnitud de la diferencia de potencial producida por el desplazamiento eléctrico (ver figura 4.3), con el producido por el campo eléctrico atmosférico (ver figura 3.3), la cual, la diferencia de potencial eléctrica producida por el desplazamiento eléctrico es mil veces superior a la diferencia de potencial obtenida por el campo eléctrico atmosférico. En la figura 4.3 se muestra la suma de la diferencia de potencial producida por el campo eléctrico atmosférico (ver figura 3.3) y la diferencia de potencial producida por el desplazamiento eléctrico de los elementos que componen la celda nubosa, siendo esta suma la diferencia de potencial interna total que posee la celda nubosa; sin embargo debido a la gran diferencia de ordenes de magnitud que existente entre estos dos valores el factor predominante en la diferencia de potencial eléctrica dentro de la celda nubosa es la del desplazamiento eléctrico, tanto del agua como del metano.

4.3. Carga de la celda nubosa

Con este resultado, es sencillo calcular la carga de una celda nubosa, ya que se usa la aproximación de capacitor de placas plano paralelas, por lo que la carga viene dada por la multiplicación de la capacitancia asociada y la diferencia de potencial interna existente. Se pueden calcular dos tipos de carga eléctrica, una asociada con la diferencia de potencial producida por el campo eléctrico atmosférico, y

otra debido al desplazamiento eléctrico de los componentes de la celda nubosa estudiada. Cabe destacar que la carga máxima adquirida por la celda nubosa esta limitada por el voltaje de ruptura dieléctrico del aire húmedo, el cual esta alrededor de un megavoltio ($\Delta V \approx 1 \text{ MV}$), necesario para que la actividad eléctrica ocurra [Gringel et al., 1986].

4.3.1. Carga producida por campo eléctrico atmosférico

Utilizando la diferencia de potencial eléctrica producida por el campo eléctrico atmosférico (ver sección 3.2), y la capacitancia asociada a la celda nubosa (ver sección 4.1), se puede calcular la carga generada por esta diferencia de potencial. La figura 14 muestra la carga que se genera debido a la diferencia de potencial eléctrica producida por el campo eléctrico atmosférico, para celdas nubosas de distinto espesor.

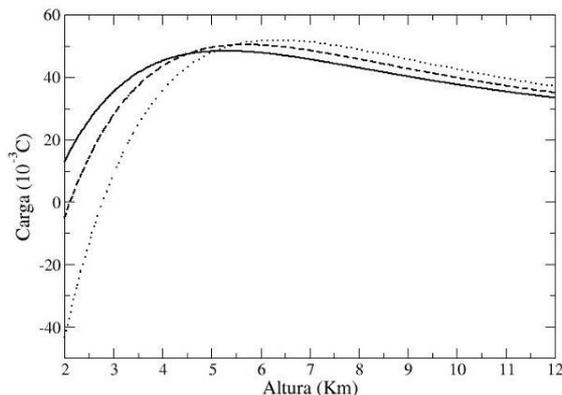


Figura 4.4: Carga máxima acumulada por la celda acuosa en función de la altitud, debido al campo eléctrico atmosférico, utilizando distintos espesores: 6 Km línea continua, 4 Km línea de rayas, 2 Km línea punteada. Elaboración propia a partir de la ecuación 3.2 y 4.1

Se observa en la figura 4.4, que el valor de la carga es muy pequeño tomando en cuenta el volumen de la celda nubosa utilizada; también se observa que los valores de las cargas, sin importar el tamaño de la celda utilizada, convergen a un valor de 30 mC a mayor altura; además la carga alrededor de los dos kilómetros de altura es nula, cabe destacar que a esta altura es que comienzan a formarse las nubes de tormenta.

4.3.2. Carga debido al desplazamiento eléctrico

Análogamente a la sección anterior, se calcula la carga producida por el desplazamiento eléctrico de los componentes de la celda nubosa, que en este caso, solo se toma en cuenta, el agua como dieléctrico principal en la composición de la celda nubosa, y el metano como el elemento generador de la actividad eléctrica. La figura 4.5 muestra la carga de la celda nubosa con respecto a la altura, debido al desplazamiento eléctrico del agua, del metano y del agua mas el metano, utilizando una celda nubosa de 3,6 Km de espesor.

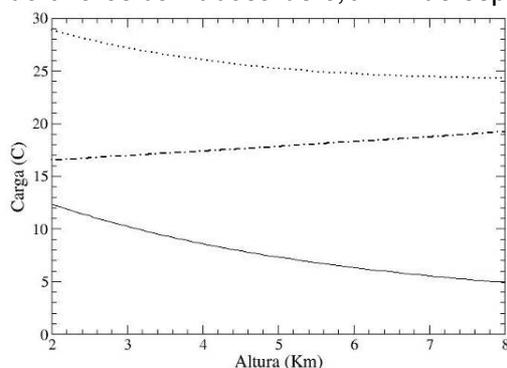


Figura 4.5: Carga máxima acumulada por la celda nubosa de distintos componentes, dependiendo de la altura; agua mas una fracción de metano (línea punteada), solo metano (línea de puntos y rayas), y solo agua (línea continua). Elaboración propia a partir de ec.3.19 y 4.1.

Los resultados obtenidos para la carga de una celda nubosa (ver figura 4.5) considerando la presencia del metano, parece estar de acuerdo con las recientes mediciones de rayos y relámpagos en la atmósfera terrestre [Rakov y Uman, 2003; Cooray, 2003; Mansell et al., 2003; Uman, 1984].

Si se considera solamente la presencia del agua, el valor obtenido para la carga es insuficiente para producir una descarga (rayo o relámpago); mas aún, si solo se considera la geometría de la celda nubosa y la influencia del campo eléctrico atmosférico (ver sección 4.3.1), el resultado obtenido esta en el orden de los 30 mC, lo que es un valor extremadamente pequeño para producir una descarga y un valor despreciable al hablar de cuerpos de gran tamaño como la celda nubosa utilizada.

5. Aplicaciones del modelo piroeléctrico de carga

5.1. Relámpago del Catatumbo

Las manifestaciones de la actividad eléctrica atmosférica son comunes en toda la región de los deltas de los ríos Catatumbo y Bravo, al sur del lago de Maracaibo en Venezuela; donde resalta la presencia de un relámpago sordo conocido como el “Relámpago del Catatumbo” o “Faro de Maracaibo”, el cual puede ser visto a varios kilómetros de distancia [Falcón et al., 2000, 2001; Falcón, 2006].

Entre los primeros intentos por caracterizar este fenómeno, se le atribuye el origen a las tormentas eléctricas permanentes ocasionadas por la circulación cerrada de vientos en la región, sin descartar la posibilidad de la existencia de algún agente causal en el subsuelo, tales como fuentes geotermales, geomagnéticas o radiactivas; sin embargo esta explicación fue descartada ya que la mayoría de las descargas son nube – nube [Falcón et al., 2000, 2001; Falcón, 2006].



Fig. 5.1 Descarga nube-nube en el río Catatumbo [Falcón et al., 2000, 2001].

Entre las investigaciones más resaltantes sobre este fenómeno destacan que el metano es el factor de ignición de la actividad eléctrica en esta región puesto que este elemento se encuentra en abundancia, ya que se produce debido a la descomposición de detritus y humus de los pantanos localizados exactamente debajo de la ocurrencia del fenómeno [Falcón et al., 2000, 2001]. Este fenómeno se incrementa en horas siguientes al ocaso, cuando la ausencia de irradiación solar evita su fotodisociación, lo que podría explicar por que el relámpago solo es visible en forma nocturna y nunca en horas diurnas. Además la generación de metano por descomposición de detritus y humus de los

pantanos se incrementa durante el verano porque las aguas son menos profundas y la temperatura media aumenta, facilitando la descomposición del material orgánico, ello parece explicar porque este fenómeno es más visible en épocas de sequía que en invierno.



Figura 5.2: Aspecto característico de las ciénagas. [Falcón et al., 2000, 2001]

El modelo piroeléctrico de electrometeoros, se deriva de estas investigaciones previas en el Relámpago del Catatumbo, ya que fueron esas investigaciones las que identificaron el metano como el elemento principal que genera el incremento del campo eléctrico interno en las nubes de tormenta, que producen las descargas. En esta región de ocurrencia, la concentración de metano es superior a la concentración típica atmosférica, lo que hace que el fenómeno sea frecuente, estando en concordancia con el modelo piroeléctrico de electrometeoros.

5.2. Actividad eléctrica en cuerpos del sistema solar

Los rayos y relámpagos no son un fenómeno propio de la Tierra ya que se ha detectado actividad eléctrica en otros planetas. Los otros planetas son un laboratorio importante en que podemos comparar sus relámpagos con el relámpago terrestre, y aprender sobre las características fundamentales de la carga y de la descarga eléctrica de la nube. En la mayoría de los planetas del sistema solar se ha detectado o se presume la existencia de electrometeoros.

En el caso de la actividad eléctrica de Venus, los relámpagos pueden todavía ser la interpretación correcta para los datos obtenidos en las observaciones, pero este fenómeno sigue siendo polémica [Hunten, 1995]. Incluso menos progreso se ha hecho en el estudio del relámpago en muchos otros planetas. Las tormentas de arena marcianas son una localización posible de la actividad eléctrica perceptible [Melnik y Parrot, 1998; Farrell et al., 1999], pero no se han

divulgado ningunas señales de radio se asociaron al relámpago. Las señales de radio detectadas por Voyager 2 han proporcionado la evidencia de relámpagos en Urano [Zarka y Pedersen, 1986], aunque con búsqueda óptica no se han podido detectar el relámpago allí [Smith et al., 1986].

En Neptuno, las señales de radio dispersivas del VLF registradas por Voyager 2 han sido interpretadas como modos silbidos que se propagaban a través de la ionosfera de Neptuno [Gurnett et al., 1990], aunque no se ha hecho ningunas detecciones ópticas del relámpago. Un modelo del relámpago en la atmósfera de Neptuno sugiere que las presiones del agua en las nubes donde se espera que ocurra el relámpago, sean demasiado altas para permitir el relámpago como descargas eléctricas [Gibbard et al., 1999].

El mayor progreso se ha hecho en el relámpago en Júpiter puesto que la sonda espacial Galileo ha avanzado grandemente nuestra comprensión del relámpago allí; y en Saturno y Titán, donde se Cassini-Huygens detecto que la actividad de relámpagos también sería consistente con las observaciones de ondas en la gama de frecuencia de Schumann. [Fulchignoni et al., 2005]. El principal objetivo de estos estudios, como se menciona anteriormente, es comparan las observaciones y la teoría del relámpago en estos planetas con lo que se sabe sobre el relámpago terrestre, para tener una mejor comprensión del fenómeno.

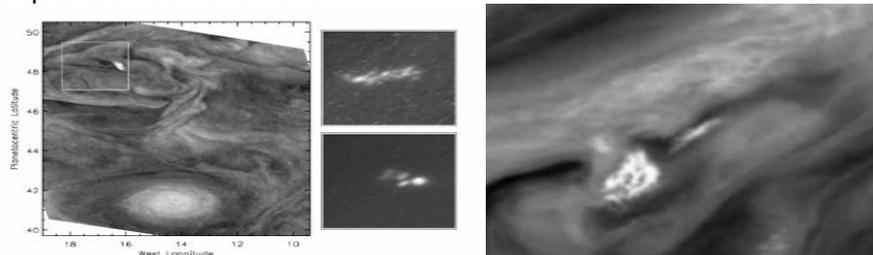


Figura 5.7: Imagen tomada por la sonda espacial Galileo en 1995 de actividad eléctrica en Júpiter. [<http://galileo.jpl.nasa.gov/gallery/jupiter-lightning.cfm>]

Vale la pena mencionar, que el modelo piroelectrico es acorde con as observaciones realizadas, puesto a que en las atmósferas de los cuerpos celestes donde se supone la existencia de elecrometeoros, la concentración de metano en cada una de las respectivas atmósferas,

oscila entre uno y tres por ciento de la composición química atmosférica, que son valores muy superiores, a los valores que se tienen en la Tierra, sugiriendo que la actividad eléctrica también sea superior; además en las atmósferas de estos cuerpos la existencia de agua o vapor de agua es casi nula.

5.3. Titán

Titán es el satélite más grande de Saturno y el segundo satélite más grande del Sistema Solar. Fue descubierto en 1655 por el astrónomo holandés Christiaan Huygens, posee un diámetro de 5150 Km.

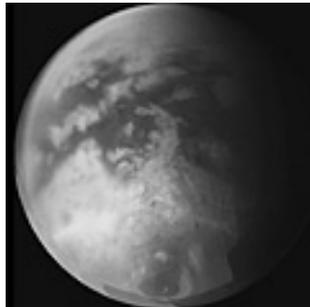


Figura 5.8: Fotografía de Titán tomada por el Cassini-Huygens en 2005. [<http://www.esa.int/SPECIALS/Cassini-Huygens/index.html>]

La presencia de una atmósfera fue propuesta por el astrónomo José Comas y Solá en 1908 basándose en sus observaciones del oscurecimiento hacia el borde del disco del satélite. La atmósfera de Titán, densa y anaranjada se compone principalmente de nitrógeno (95%), metano (3%) y otros hidrocarburos superiores. Precisamente su composición química se supone muy similar a la atmósfera primitiva de la Tierra en tiempos prebióticos, razón por la cual Titán ha sido objeto de un gran número de estudios científicos. La sonda Huygens de la misión espacial Cassini/Huygens aterrizó en Titán el 14 de Enero 2005 y ha aumentado sustancialmente el conocimiento de Titán.

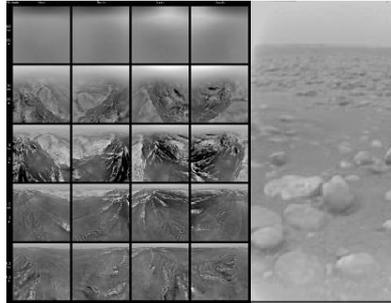


Figura 5.9: Fotografía de la Titán tomadas por el Cassini-Huygens en 2005; diferentes alturas (izq), y desde la superficie (derecha). [<http://www.esa.int/SPECIALS/Cassini-Huygens/index.html>]

5.3.1. Caracterización de la troposfera de Titán

Titán es uno de los pocos cuerpos celestes del Sistema Solar capaz de retener una atmósfera significativa. Por debajo de la exosfera, se puede considerar una región de la atmósfera donde las partículas se rigen bajo una distribución de Maxwell, la cual se denomina Maxwellosfera [Battaner, 1986]. Por encima de esta capa, se encuentra la plasmopausa, donde hay una gran disminución del número de partículas y la ionización es muy fuerte; para calcular esta área, se utiliza la ecuación [Battaner, 1986]:

$$R_p = \left(\frac{g_0 R_0}{\Omega^2} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{GM}{\Omega^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.1)$$

Donde los valores para Titan son: $g_0=1.37 \text{ m s}^{-2}$ es el potencial gravitatorio, $R_0=2575 \text{ Km}$ es el radio, $\Omega \approx 15 \text{ días}$ es la velocidad angular, $M=1,345 \times 10^{23} \text{ Kg}$ la masa, obviamente G es la constante de gravitación universal.

Se calcula esta región obteniendo como resultado 29,38 radios de Titán [Quintero y Falcón, 2007], en el caso de la Tierra la plasmopausa es de 6,3 radios terrestres; esta capa de la atmósfera de Titán esta muy alta respecto a la troposfera que se encuentra a 44 Km de la superficie [Fulchignoni et al., 2005], por lo que los rayos cósmicos y la interacción entre la magnetosfera de Saturno y Titán podría no ser la responsable de la actividad eléctrica atmosférica; en otras palabras, las nubes de tormenta en Titán están muy cerca de la superficie y muy lejos de la plasmopausa.

El metano en Titán fue encontrado casi en saturación en la troposfera, por lo cual, y con otras consideraciones, existe la hipótesis de que el metano en Titán pueda experimentar un ciclo hidrológico similar al de la Tierra, con nubes, lluvia y océanos [Desch et al., 2002]; sin embargo, análisis recientes indican que existen grandes áreas de súper saturación de metano lo que se interpreta como condiciones de sequía.

Para resolver este dilema, se estudio la atmósfera baja, donde se detectaron flujos de materia muy pronunciados, lo que indica la presencia de nubes reflectivas de condensación de metano en la troposfera [Griffith et al., 1998, 2000]. Estas nubes se forman a una altura relativamente baja ($15 \pm 10 \text{ Km}$), a bajas latitudes, y parece que cubren el 9 % del disco total de Titán [Griffith et al. 1998, 2000], sin embargo, estudios siguientes sugieren que estas nubes tienen un extensión vertical de 28 Km con una altura respecto a la superficie de 12 Km [Tokano et al., 2001], para los calculos posteriores, se utilizaran estos datos de altura. Además estas nubes poseen una característica muy peculiar ya que se desvanecen en el transcurso de 2 horas [Desch et al., 2002], lo cual se le atribuye a la precipitación [Griffith et al., 2000].

Se presentan expresiones analíticas para la temperatura T , la presión P y la densidad de masa ρ , respecto a la altura z , usando los resultados de los modelos de numéricos existentes [Yelle et al., 1997]. La presión se obtiene a partir de la densidad de masa utilizando la ecuación de equilibrio hidrodinámico y conociendo la gravedad; por su parte la temperatura se obtiene de la presión y la densidad de masa, utilizando la ecuación de estado [Yelle et al., 1997].

Se obtiene una ecuación analítica para la temperatura a través de la interpolación de los datos de Yelle et al. [1997], que resulta de la forma: $T(z) = \beta_T z^2 + \alpha_T z + T_0$, donde $\beta_T = 0.0134 \text{ K Km}^{-2}$, $\alpha_T = -1.0846 \text{ K Km}^{-1}$, $T_0 \approx 92.735 \text{ K}$. La figura 5.10, muestra la variación obtenida para la temperatura respecto a la altura en la troposfera de Titán.

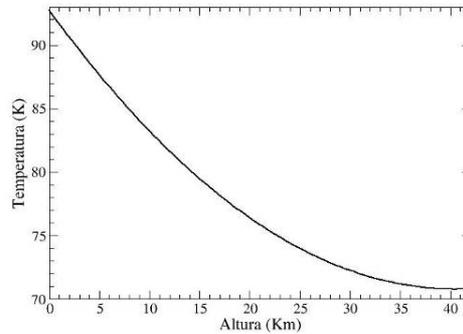


Figura 5.10: Variación de la temperatura respecto a la altura, en la troposfera de Titán. Elaboración propia a partir de la data de Yelle et al. [1997].

Se observa fácilmente que se cumple la relación de que la temperatura disminuye con la altura en la troposfera de un cuerpo celeste con una atmósfera (ver sección 2.1).

La expresión que se obtiene para la variación de la presión respecto a la altura es de la forma: $P(z) = P_0 \exp(-\alpha_p z)$, que es completamente igual a la forma de la ecuación 2.2, ya que se utilizan las mismas suposiciones, sin embargo se cambian los factores que multiplican la ecuación, y se adaptan para la atmósfera de Titán, estos factores quedan: $\alpha_p = 0.0585 \text{ Km}^{-1}$, $P_0 \approx 15,88 \text{ MPa}$. La figura 5.11 muestra la relación obtenida para la variación de la presión respecto a la altura en la troposfera de Titán.

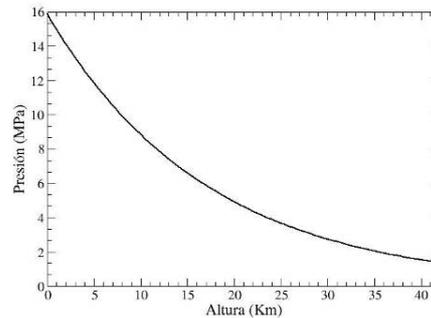


Figure 5.11: Variación de la presión atmosférica respecto a la altura, en la troposfera de Titán. Elaboración propia a partir de la ecuación 2.2 adaptada a la atmósfera de Titán.

Para la densidad de masa en Titán la expresión que se obtuvo, con los datos de Yelle et al. [1997], es de la forma: $\rho(z) = \beta_\rho z^2 + \alpha_\rho z + \rho_0$, donde $\beta_\rho = 2 \cdot 10^{-6} \text{ g cm}^{-3} \text{ Km}^{-2}$, $\alpha_\rho = -0.0002 \text{ g cm}^{-3} \text{ Km}^{-1}$, $\rho_0 \approx 0.0054 \text{ g cm}^{-3}$. La figura 5.12 muestra la relación obtenida.

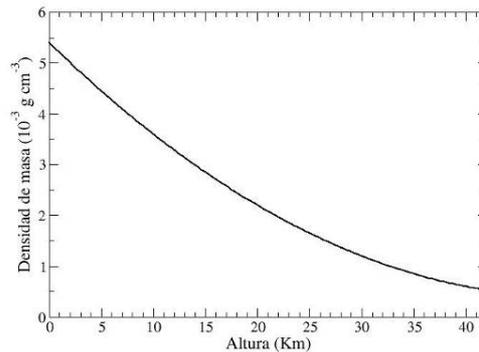


Figure 5.12: Variación de la densidad de masa atmosférica respecto a la altura, en la troposfera de Titán. Elaboración propia a partir de la data de Yelle et al. [1997].

Todas estas expresiones presentadas se cumplen para altitudes menores a 44 Km, el cual es el límite de la troposfera en Titán [Fulchignoni et al., 2005]; y concuerdan con los modelos de ingeniería (numéricos) realizados [Yelle et al., 1997] y con la data experimental obtenida por Cassini-Huygens en el año 2005 [Fulchignoni et al., 2005].

5.3.2. Campo eléctrico interno en las nubes de Titán

En las nubes de tormenta, debe existir un campo eléctrico interno que favorezca el proceso de separación de cargas para iniciar la descarga eléctrica o rayo [Rakov y Uman, 2003]. Estudios anteriores mostraron que este campo interno era aproximadamente $2.5 \cdot 10^6 \text{ V m}^{-1}$ [Tokano et al., 2001], sin embargo este campo debe ser mucho más pequeño, igual que el de la Tierra, dos órdenes de magnitud menor; este resultado fue exactamente el obtenido anteriormente (ver sección 3.5).

Para calcular el campo eléctrico interno, se utiliza la ecuación 3.12, sin embargo en la literatura actual no existe ninguna expresión para el campo eléctrico atmosférico en Titán [Tokano et al., 2001], entonces, en primera aproximación, se desprecia los dos últimos términos de la ecuación 3.12 que son los que dependen del campo

eléctrico externo, con esto, se supone que la mayor contribución al campo eléctrico interno de la celda nubosa es debido a las propiedades piroeléctricas del metano y no por el campo eléctrico externo, tal como en los resultados anteriormente obtenidos para la Tierra (ver figura 3.6), ya que la contribución para el desplazamiento eléctrico interno en la celda nubosa del agua es menor a la del metano.

Las nubes en Titán no son completamente de metano. La troposfera contiene nubes ópticamente delgadas compuestas de metano, las cuales se forman en núcleos recubiertos por etano [Barth y Toon, 2004]. Para calcular el campo eléctrico interno de las nubes de tormenta en Titán, se utiliza la ecuación 3.16, con una fracción de metano en la nube de $f = 0.9$, lo que proporciona un resultado de $E_{int} = 7.05 \cdot 10^{11} \text{ Vm}^{-1}$ [Quintero y Falcón, 2007].

El espesor d utilizado para las nubes de Titán es 16 Km [Tokano et al., 2001]; con lo que se puede estimar la capacitancia asociada a la esta nube utilizando la aproximación de capacitor de placas planoparalelas o capacitor telúrico [Iribarne y Cho, 1980], nótese que para el caso de Titán, no se habla de celda nubosa ya que no existe en la literatura un valor de volumen, sin embargo se sigue suponiendo la nube con una geometría cúbica, pero esta vez con 16 Km de lado. Algunos investigadores asumen la geometría de las partículas, que conforman la nube, esféricas [Borucki et al., 2006], por el hecho de que se conoce su verdadera geometría que es fractal [Cabane et al., 1993; Rannou et al., 1995, 1997], sin embargo en vista del inmenso grado de incertidumbre en las propiedades de la nube, la naturaleza fractal de las partículas puede que no cause ningún error de gravedad en los resultados [Borucki et al., 2006].

Utilizando la ecuación 4.1, se puede calcular la capacitancia asociada en las nubes de tormenta en Titán, la cual es $C = 2.36 \cdot 10^{-7} \text{ F}$, utilizando la constante dieléctrica del metano $k=1.67$ [Lide, 1997], invariante para las bajas temperaturas donde se encuentra [Quintero y Falcón, 2007].

Con este resultado y de manera similar que en la Tierra (ver sección 4.2), se puede estimar la diferencia de potencial interna, producida por las propiedades piroeléctricas del metano, cuyo resultado es $\Delta V_{int} = 1.13 \cdot 10^{16} \text{ V}$ [Quintero y Falcón, 2007]; este valor es extremadamente grande, si se compara con el voltaje de ruptura para la Tierra [Rakov y Uman, 2003], o el voltaje obtenido en estudios

anteriores sobre la electricidad atmosférica en Titán [Tokano et al., 2001].

Utilizando los resultados anteriores, y de manera análoga a la Tierra (ver sección 4.3), con la diferencia de potencial interna y la capacitancia asociada se puede calcular la carga total de la nube, si esta nunca se descargase, el resultado obtenido es $Q_0 = 2.67 \cdot 10^9 \text{ C}$ [Quintero y Falcón, 2007], que por su puesto también es un valor extremadamente grande para la carga. A continuación se presenta una tabla con los resultados obtenidos, referentes a la actividad eléctrica para la atmósfera de Titán.

Concentración de metano (f)	Campo Eléctrico (MV/Km)	Espesor nube (Km)	Capacitancia (F)	Carga eléctrica (C)
0,9	$1,16 \cdot 10^{16}$	16	$2,36 \cdot 10^{-7}$	$2,67 \cdot 10^9$

5.3.3. Proceso de carga dependiente del tiempo en las nubes de Titán.

El resultado obtenido para la carga total de la nube en Titán es extremadamente grande sin embargo esta sería la carga si la nube nunca descargara, ya que la máxima carga adquirida está limitada por el voltaje de ruptura del aire ($\Delta V \approx 1 \text{ MV}$), necesario para que la actividad eléctrica aparezca [Gringel et al., 1986], al igual que en la Tierra. Cabe destacar que en Titán, el voltaje de ruptura debe ser similar al de la Tierra, puesto que ambas atmósferas están compuestas principalmente de nitrógeno.

Debido a que la concentración atmosférica de metano en Titán es muy superior a la de la Tierra [Lemmon et al., 2002], la actividad eléctrica en este cuerpo celeste es muy superior al de nuestro planeta [Desch y Kaiser, 1990; Fulchignoni et al., 2005], por lo que no se puede utilizar un tratamiento electroestático ya que los tiempos de carga son vertiginosos, además se sabe que la formación y disipación (tiempo de vida) de las nubes de metano en Titán es muy rápido [Toon et al., 1988], con un tiempo de disipación de 2 horas aproximadamente [Desch et al., 2002], lo cual es atribuido a la precipitación [Griffith et al., 2000]; estos tiempos de vida son muy pequeños si se comparan con los tiempos de vida de las nubes en la Tierra, que pueden ser de unos pocos días [Rogers, 1977].

Continuando con la aproximación de capacitor telúrico, se utiliza la ecuación de la carga de un capacitor dependiente del tiempo:

$$Q(t) = Q_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right) \quad (5.2)$$

Donde C es la capacitancia asociada a la nube, Q_0 es la carga total (la carga sin que la nube descargue), R la resistencia del canal de descarga y t es el tiempo. Las descargas de los rayos en Titán tienen alrededor de 20 Km de largo [Tokano et al., 2001]; así, para calcular la resistencia del canal de descarga, se utiliza la conductividad del aire en Titán [Tokano et al., 2001]. La figura 5.13 muestra la dependencia de la conductividad del aire en Titán, respecto a la altura.

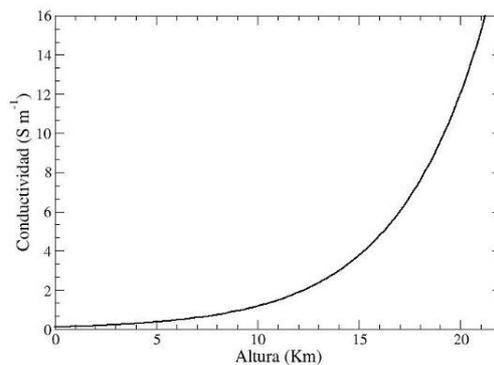


Figura 5.13: Variación de la conductividad eléctrica del aire en Titán respecto a la altura. [Tokano et al., 2001]

Con estos datos, se puede calcular la resistencia de una columna de aire en Titán para una descarga hasta la superficie con una longitud del canal de descarga de 20 Km y un área transversal de $1,6 \text{ cm}$ de diámetro [Lammer et al., 2001a]. Utilizando la ecuación 4 y recordando que la resistividad es el inverso de la conductividad, el resultado obtenido para la resistencia de una columna de aire en Titán es $R = 1.85 \cdot 10^{11} \Omega$. De aquí se puede obtener el tiempo de relajación de la ecuación 5.2 que es $\tau = RC = 43660 \text{ s}$, lo que equivale a doce horas aproximadamente [Quintero y Falcón, 2007].

Debido a que el tiempo de vida de las nubes de Titán es de dos horas solamente, la figura 5.14 muestra la variación de la carga de dicha nube respecto al tiempo, hasta su tiempo de vida aproximado.

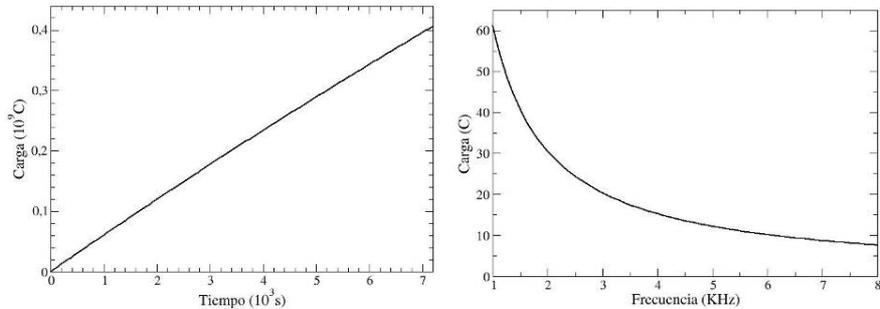


Figura 5.14: Tiempo de carga de las nubes de tormenta en Titán sin que ocurran descargas (Izq). Proceso de carga de las nubes de tormenta en Titán dependiendo de la frecuencia, utilizando la misma carga máxima de las nubes de tormenta en la Tierra (der). Elaboración propia a partir de la ecuación 5.2.

Es evidente que las nubes de tormentas en Titán no llegan a estos valores tan elevados de carga, porque la nube se descargara cuando la carga alcance el voltaje de ruptura dieléctrico del aire en Titán. En la Tierra las nubes de tormenta alcanzan una carga de 30 C aproximadamente [Rakov y Uman, 2003; Cooray, 2003], que son los mismos resultados obtenidos en la sección 4.3.2; debido a la gran similitud entre las atmósferas de la Tierra y Titán, es lógico pensar que las nubes de tormenta en Titán alcanzan esa carga también. La figura 5.14 muestra la carga de las nubes de tormenta en Titán, hasta 60 C, pero esta vez dependiendo de la frecuencia.

Estudios anteriores indican que las descargas hacia la superficie, en Titán se comparan a las descargas llamadas tipo dos, en la Tierra, y que su máxima energía se obtiene alrededor de 4 KHz [Lammer et al., 2001b], este es el mismo rango de frecuencia obtenido en la figura 5.14.

Con este estudio se puede comprobar que el modelo piroeléctrico para electrometeoros se aplica, para el caso de electrometeoros en Titán tomando en cuenta que la concentración de metano es mayor, por lo que no puede usarse un modelo electroestático. Además el modelo concuerda con las observaciones realizadas ya que en Titán como la concentración de metano es mayor, la actividad eléctrica atmosférica también es superior.

Conclusiones

La actividad eléctrica atmosférica, posee una dependencia térmica, dada por el gradiente de temperatura existente, ya que las propiedades físicas y químicas de las moléculas existentes en la atmósfera local, se ven afectadas por este cambio de temperatura.

Utilizando el modelo de un capacitor de placas plano paralelas (capacitor telúrico) [Iribarne y Cho, 1980], que concuerda con la geometría de las nubes de tormentas, se observa como el factor dieléctrico del agua aumenta con la altura debido a la disminución monótona de la temperatura, en el caso de la atmósfera terrestre, rica en agua. Este factor propio de las moléculas de agua, es proporcional a la capacitancia, indicando con ello que la celda nubosa se carga a medida que aumenta la altura durante el proceso natural del ciclo del agua.

De acuerdo a los modelos numéricos, el potencial de ruptura de una celda nubosa, netamente de agua, no es suficiente para una descarga [Rakov y Uman, 2003]. A través del estudio de aerosoles presentes en la atmósfera, se puede identificar los elementos que contribuyen a aumentar los valores del vector de desplazamiento eléctricos de una celda nubosa.

La molécula de metano debido a su configuración de simetría cristalina tetraédrica, posee propiedades piroeléctricas, la cual, se autopolariza incluso sin la presencia de un campo eléctrico externo. Al aumentar la concentración relativa de metano o quizás de otros aerosoles piroeléctricos en la celda nubosa de ocurrencia, la actividad eléctrica se ve incrementada debido a estas propiedades eléctricas intrínsecas, como en el caso hipotético de una celda nubosa de agua y de metano únicamente (o incluso de hidruros de metano).

La fenomenología de los electrometeoros y en particular de las descargas eléctricas nube-nube y nube-tierra muestran que estas manifestaciones son notables en latitudes bajas (inferiores a 60° de latitud), son mas frecuentes en horas nocturnas y en nubes tipo cumulonimbus, siendo casi inexistentes en nubes cúmulos, cirrus y estratos [Rogers, 1977]. La explicación usual de esta fenomenología suele atribuirse a la presencia de corrientes convectivas, típicas de las regiones intertropicales, favorecidas por el calentamiento diurno y por los gradientes térmicos entre nube y tierra en las zonas tormentosas con abundante movimientos convectivos.

Debe notarse que el modelo convectivo no explica por sí solo la actividad eléctrica sino mas bien la pluviosidad. Para explicar los electrometeoros se requiere adicionar una serie de modelos muy discutibles que pudieran causar la separación de cargas en nubes de tormentas.

También que la acumulación metano es mayor en latitudes bajas, sigue siendo mayor en horas nocturnas cuando el metano no es fotodisociado y es mayor en las nubes cumulonimbus donde la opacidad filtra la radiación solar que evita su fotodisociación y permite su acumulación relativa al interior de las mismas. Nótese que no requiere de grandes concentraciones relativas al interior de las celdas nubosas, basta con apenas una concentración relativa mil veces menor a la del aire, sin fotodisociación, para generar los electrometeoros.

La fenomenología observada parece estar de acuerdo con el modelo, existiendo además evidencia extraterrestre en casi todos los planetas del sistema solar [Desch et al., 2002], y principalmente en la atmósfera del satélite de Saturno: Titán, donde la concentración de metano es muy superior a la de la Tierra [Lemmon et al., 2002], y la actividad eléctrica en dicho cuerpo celeste es superior a la nuestro planeta [Desch y Kaiser, 1990]. También el modelo esta acorde con el fenómeno de electrometeoros observado en el lago de Maracaibo, que es el Relámpago del Catatumbo [Falcon et al., 2000, 2001]; y puede ser aplicado también a la atmósfera primitiva de la Tierra, ya que en esta la concentración de metano era muy superior a la concentración actual.

Además la presencia de aerosoles y/o partículas piroeléctricas son coadyudantes para la actividad eléctrica como se observan en las erupciones volcánicas y las tormentas de arena [Brook et al., 1974], en donde los electrometeoros se manifiestan sin la presencia de pluviosidad.

Recientemente se pudo se pudo comprobar que la actividad eléctrica en Titán es consistente con las observaciones de ondas Schumann en el rango de frecuencia adecuado [Fulchignoni et al., 2005], en otras palabra, los electrometeoros en Titán si existen. El modelo piroeléctrico de carga de nubes de tormentas, podria ser una muy buena aproximación para describir la actividad eléctrica en Titán debido a que la concentración atmosférica de metano en este cuerpo celeste es aproximadamente de 3%.

Esta puede ser la clave para la intensa actividad eléctrica existente en dicho cuerpo celeste, ya que el metano actúa con un rol

similar al del agua en la Tierra (lluvias, océanos, lagos, etc.) [Desch et al., 2002], pero no como partículas en un modelo de carga convectivo o inductivo, ya que estos son insuficientes para generar el campo eléctrico de ruptura necesario para que ocurra una descarga [Tokano et al., 2001]; sino por sus propiedades piroeléctricas. Además, como se menciona anteriormente, existe actividad eléctrica atmosférica confirmada (en Júpiter y Saturno) o supuesta en casi todos los planetas del sistema solar [Desch et al., 2002], donde la concentración de metano en cada una de las atmósferas respectivas, es bien considerable.

Al utilizar las propiedades piroeléctricas del metano, cuando se calcula la contribución de este al campo eléctrico interno en las nubes de tormenta, se obtienen valores gigantescos para este campo eléctrico, esto porque las nubes en Titán están compuestas principalmente de metano, lo que indica que una concentración extremadamente pequeña de metano en la nube, sería suficiente para generar el potencial mínimo de descarga, es decir que se produzca el rayo [Falcon y Quintero, 2006].

Usando la aproximación de capacitor telúrico para las nubes en Titán, se obtiene una capacitancia relativamente pequeña, tomando en cuenta el gran tamaño de las nubes de tormenta en Titán, debido a que el valor de la constante dieléctrica del metano es muy pequeño ($k=1.67$ [Lide, 1997]); esta es la causa por la cual algunos investigadores desestiman erróneamente al metano como factor principal en la generación de electrometeoros [Rinnert, 1985; Navarro-Gonzales and Ramirez, 1997; Gibbard et al., 1999], sin embargo la influencia del metano en la generación de electrometeoros, no es debido a su constante dieléctrica, sino como se ha demostrado con este trabajo, debido a sus propiedades piroeléctricas.

Se debe tomar en cuenta que las nubes de tormenta en Titán poseen un tiempo de vida muy corto [Desch et al., 2002], y los tiempos de carga son muy rápidos debido a la gran concentración de metano; se utiliza el modelo de la carga en el tiempo de un capacitor y una resistencia en serie, donde el capacitor está asociado con las nubes de tormentas, y la resistencia es proporcional a la conductividad del aire de Titán. La frecuencia asociada a la máxima carga, antes de una descarga, está en el orden de $2 \text{ KHz} - 6.25 \text{ KHz}$, usando una carga similar a la existente en la Tierra. Este resultado concuerda con resultados anteriores propuestos por otros investigadores [Lammer et al., 2001b].

La electricidad atmosférica en Titán ha sido discutida en muchas oportunidades, principalmente con aplicaciones en química orgánica, ya que las descargas eléctricas pueden conectar la compleja química orgánica de Titán, con el supuesto ambiente prebiótico en la tierra primitiva, y podría ayudar a comprender el origen de la vida [Raulin, 1997; Tokano et al., 2001]. Diversos experimentos de laboratorio de descargas eléctricas en gas mezclado de N_2-CH_4 [Gupta et al., 1981; Borucki et al., 1988; Coll et al., 1995; Navarro-Gonzalez and Ramirez, 1997; Fujii and Arai, 1999], han demostrado que ciertos hidrocarburos se pueden producir por descargas eléctricas [Tokano et al., 2001]. Con el modelo piroeléctrico de carga, se puede observar como los hidrocarburos, pueden generar descargas eléctricas, lo que puede ser un mecanismo auto sostenido, que usa la naturaleza para regenerar la atmósfera, tal como es bien conocido en la Tierra, que los rayos y relámpago producen ozono que origina la tan necesaria capa de ozono en la atmósfera utilizando un proceso basado en las propiedades piroeléctricas de los componentes atmosféricos, incluso en ambientes sin agua.

Referencias:

- Brook, M., Moore, C. y Sefurgennseen, J. (1974), *J. Geophys. Res.* 79, 472.
- Battaner, E. (1986), "Fluidos Cósmicos". Labor Ed, manuales, pp. 236-246.
- Borucki, W.J., Giver, L.P., McKay, C.P., Scattergood, T., Pariss, J.E. (1988), "Lightning production of hydrocarbons and HCN on Titan: laboratory measurements". *Icarus* 76, 125-134.
- Borucki, W. J., et al (2006), "Predictions of the electrical conductivity and charging of the aerosols in Titan's atmosphere". *Icarus* 181, 527-544.
- Cabane, M., Rannou, P., Chassefiere, E., Israel, G. (1993), "Fractal aggregates in Titan's atmosphere". *Planet. Space Sci.* 41, 257-267.
- Chalmers, J.A. (1967), "Atmospheric Electricity". Pergamon Press 2da. Ed. N.Y., 515-517.
- Coll, P. et al (1995), "Organic chemistry in Titan's atmosphere: new data from laboratory simulations at low temperature". *Adv. Space Res.* 16, 93-103.
- Cooray, V. (2003), "The Lightning Flash". IEE Power & Energy, IET Ed. pp 17.
- Desch, M.D. y Kaiser, M. L. (1990), "Upper limit set for level of lightning on Titan". *Nature* 343, 442-443.
- Desch S. J., Borucki W. J., Russell C. T., Bar-Nun, A. (2002), "Progress in planetary lightning". *Rep. Prog. Phys.* 65, 955-997.
- Dyudina, U., et al (2004), "Lightning on Jupiter observed in the H α line by the Cassini imaging science subsystem". *Icarus* 172, 24-36.
- Elster J. y Geitel H. (1913), *Phys. Z.* 14, 128.

- Falcón, N., Pitter, W., Muñoz, A., Barros, T., Vilorio, A., and Nader, D. (2000), "Modelo Electroatmósferico del Relámpago sobre el Río Catatumbo". *Sci. J. from Exp. Faculty of Sc.(Ciencia)* 8, 2, 155-167.
- Falcón, N., Pitter, W., Muñoz, A. and Nader, D. (2001), "Microfísica del Relámpago del Catatumbo". *IngeniUC*, 7, 1, 47-53
- Falcón, N. (2006), "Sobre el origen y recurrencia del relámpago del río Catatumbo". *Faraute*, vol. 1, N° 1, 40-49.
- Falcón, N. y Quintero, A. (2006), "Electrometeoros y aerosoles piroelectricos en tormentas tropicales". Enviado a *IngeniUC*.
- Falcón, N. y Quintero, A. (2007), "Electrical self-polarization in interclouds lightning flashes". Enviado a *Journal of Geophysical Research*.
- Farrell, W. M., Kaiser, M. L., Desch, M. D., Houser, J. G., Cummer, S. A., Wilt, D. M., Landis, G. A. (1999), *J. Geophys. Res.* 104, 3795
- Fulchignoni, M., et al. (2005), "In situ measurements of the physical characteristics of Titan's environment". *Nature* 438, 785-791.
- Fujii, T., Arai, N. (1999), "Analysis of N-containing hydrocarbon species produced by a CH₄/N₂ microwave discharge: simulation of Titan's atmosphere". *Astrophys. J.* 519, 858-863.
- Gibbard, S. G., Levy, E. H., Lunine, J. I., de Pater, I. (1999), "Lightning on Neptune". *Icarus* 139, 227.
- Griffith C. A., Owen, T., Millar, G. A., Geballe, T. (1998), "Transient clouds in Titan's lower atmosphere". *Nature* 395, 575 - 578.
- Griffith, C. A., Hall J. L., Geballe, T. (2000), "Detection of daily clouds on Titan". *Science* 290, 509-513.
- Gringel, W., Rosen, J.K. and Hoffman, D.J. (1986), "Electrical structure from 0 to 30 km; in the Earth's Electrical Environment". Krider, E. P. & Roble, R.I. Ed. Washington DC National Academia Press, pp 166-182.
- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Cairns, I. H., Granroth, L. J. (1990), *J. Geophys. Res.* 95, 20967.
- Gupta, S., Ochiai, E., Ponnampereuma, C. (1981), "Organic synthesis in the atmosphere of Titan". *Nature* 293, 725-727.
- Hannes, A. y Arrhenius, G. (1976), "Origin of the Earth's ocean and atmosphere, evolution of the Solar System". Washington, D.C.: National Aeronautics and Space Administration.
- Hunten, D. M. (1995), *Adv. Sp. Res.* 15, 109
<http://galileo.jpl.nasa.gov/gallery/jupiter-lightning.cfm>
http://sprg.ssl.berkeley.edu/matt/mars/mars_gec5.html
http://www.clippercontrols.com/info/dielectric_constants.html,
<http://www.esa.int/SPECIALS/Cassini-Huygens/index.html>
<http://www.nasa.gov/centers/goddard/news/topstory/2003/0617eyes.html>,
<http://www.photolib.noaa.gov/>, fecha: 23/03/2007
http://www.rayos.info/su_formation.htm, fecha: 16/05/2006

- http://www.utah.edu/unews/releases/06/feb/hades_earth.html, Iribarne, S.V. y Cho, H.R. (1980), "Atmospheric Physics". D. Reidel Pub. Comp. 129-146.
- Krehbiel, P. R. (1986), "The Earth's Electrical Environment". Washington, DC: National Academy Press, pp 90–113.
- Kundt, W y Thuma, G. (1999), "Geoelectricity: Atmospheric charging and Thunderstorms". *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 61, 955-63.
- Kuramoto, K. (1997), "Accretion, core formation, H and C evolution of the Herat and Mars". *Phys. Earth Planet. Int.* 100, 3-20.
- Lammer, H., Tokano, T., Molina-Cuberos, G. J., Stumptner, W., Fischer, G., (2001a), "Titan lightning: an energy source for biochemistry". En: ESRIN (Ed), *Proceedings of the First European Workshop 2001*. ESA SP-496, Noordwijk: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-806-9, 2001, pp. 155 – 158.
- Lammer, H., et al (2001b), "Lightning activity on Titan: can Cassini detect it?". *Planet. Space Sci.* 49, 561-574.
- Landau, L., y Lifshitz, E. (1981), "Electrodinámica de los medios Continuos". Reverté Barcelona, pp.70-73.
- Lemmon, M.T., Smith, P., Lorenz, R. (2002), "Methane Abundance on Titan, Measured by the Space Telescope Imaging Spectrograph". *Icarus* 160, 375-385.
- Lide, D.R. ed. (1997), "Handbook of Chemistry and Physics". CRC England.
- MacGorman, D., Straka, J., Ziegler, C. (2001), "A Lightning parametrization for numerical cloud model". *J. Appl. Meteor* 40, 459-478.
- MacGorwan, D. R. y Rust, W. D. (1998), "The Electrical nature of Storm". Oxford Univ. Press. pp 24-86.
- Mansell, E.R., Kuhlman, K., Ziegler, C., Straka, J., MacGorman, D. (2003), "Model Studies of Lightning in Thunderstorms". En: American Geophysical Union, Fall Meetin 2003.
- Masuelli, S., Scauzzo, C. M., Caranti, G. M. (1997), "Convective electrification of clouds: A numerical study". *J. Geophys. Res.* 102, D10, 11049-11059.
- Melnik, O. y Parrot, M. (1998), "Electrostatic discharge in Martian dust storms". *J. Geophys. Res.* 103, A12, 29, 107-117.
- Morrinson, M. y Boid, L. (1996): "Química Orgánica". McGraw Hill, pp 347.
- Navarro-González, R. y Ramírez, S.I., (1997), "Corona discharge of Titan's troposphere". *Adv. Space Res.* 19, 1121–1133.
- Quintero, A. y Falcón, N. (2005), "Modelo piroelectrico para electrometeoros en tormentas tropicales". Enviado a Sci. J. from Exp. Faculty of Sc.(Ciencia).
- Quintero, A. y Falcón, N. (2007), "The Methane Influence as a Self-polarized Aerosol in Titan's Electrical Activity". Enviado a Planetary and Space Science.
- Rakov, V.A. y Uman, M.A. (2003), "Lightnings Physics and Effects". Cambridge Univ. Press. pp. 1-12, 321-341.

- Rannou, P., Cabane, M., Chassefiere, E., Botet, R., McKay, C. P., Courtin, R., (1995), "Titan's geometric albedo: Role of the fractal structure of the aerosols". *Icarus* 118, 355-372.
- Rannou, P., Cabane, M., Botet, R., Chassefière, E., (1997), "A New Interpretation of Scattered Light Measurements at Titan's Limb". *J. Geophys. Res. (Earth)* 102, 10997-11013.
- Raulin, F. (1997), "Titan's organic chemistry and exobiology". En: Lebreton (Ed), Huygens: Science, Payload and Mission. ESA SP-1177, ESA Publications Division, Noordwijk pp. 219–229.
- Rinnert, K. (1985), "Lightning on other planets". *J. Geophys. Res.* 90 (D4), 6225–6237.
- Rogers, R. (1977), "Física de las nubes". Reverté, Barcelona. pp 219-239.
- Saunders, C.P.R., Keith, W.D. y Miizteva, W.P. (1991), "The effect of liquid water on thunderstorm charging", *J. Geophys Res.* 96, 11007-11017.
- Saunders, C.P.R. (1993), "A Review of Thunderstorm Electrification Processes". *J. Appl. Meteorol.* 32, 642-655.
- Smith, B. A., Soderblom, L. A., Beebe, R., Bliss, D., Brown, R. H., Collins, S. A., Boyce, J. M., Briggs, G. A., Brahic, A., Cuzzi, J. N., Morrison, D. (1986), *Science* 233, 43.
- Solomon, R., Schroeder, V., Baker, M.B. (2001), "Lightning initiation - conventional and runaway - breakdown hypotheses". *J. R. Meteorology. Soc.* 127, 2683-2704.
- Suess, E., Bohrmann, G., Greinert, J., Lausch, E. (1999), "Flammable Ice". *Sc. Am.* 281, 5, 52-59.
- Tokano, T., Molina, G.J., Lammer, H., Stumptner, W. (2001), "Modelling of thunderclouds and lightning generation on Titan". *Planet. Space Sci.* 49, 539-544.
- Toon O. B., McKay C. P., Courtin R., Ackerman T. P. (1988), "Methane rain on Titan". *Icarus* 75, 255-284.
- Tzur, I. y Levin, Z. (1981), "Ions and Precipitation Charging in Warm and Cold Clouds as Simulated in One-Dimensional Time-Dependent Models". *J. Atmos. Sci.* 38, 2444-2461.
- Uman, M. y Krider, P. (1982), "A Review of natural lightning". *IEEE* 24, 2, 79
- Uman, M.A. (1984), "Lightning". McGraw Hill NY, pp 47-114.
- Vonnegut, B. (1953), *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 34, 378.
- Williams, E. R. (1988), *Sci. Am.* 259, 88.
- Wilson, C. T. R. (1929), *J. Frank. Inst.* 208, 1.
- Wormell, T. W. (1953), *Q. J. R. Met. Soc.* 79, 3.
- Yelle, R.V., Strobel, D.F., Lellouch, E., Gautier, D. (1997), "Engineering Models for Titan's Atmosphere". En: Lebreton (Ed), Huygens: Science, Payload and Mission. ESA SP-1177, ESA Pub. Division, Noordwijk pp. 243–256.
- Zarka, P. y Pedersen, B. M. (1986), "Radio detection of Uranian lightning by Voyager 2". *Nature* 323, 605.