

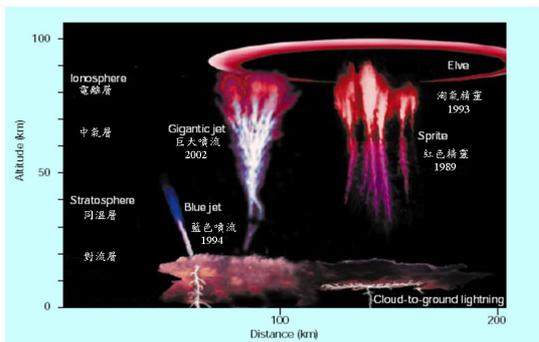
高空大氣放電現象的多樣性與複雜性

文/郭政靈、許瑞榮、蘇漢宗、李羅權

高空大氣放電現象泛指出現在雷雨雲與電離層之間的放電或發光現象，已知的種類有發生在三十到九十公里高空的紅色精靈、雲頂到四十公里高處的藍色噴流、九十公里高空附近的淘氣精靈、以及聯結雲頂與九十公里處電離層的巨大噴流等。這些發光現象持續的時間通常少於一秒，型態多樣且複雜。本文將簡介這些在這十五年來才被發現的自然現象、扼要介紹觀測及理論研究的成果、說明產生這些放電現象的原因及其發光過程、並討論這些現象對地球環境的影響。

希望經由本文的介紹，讀者能注意到不僅雷雨雲和地面之間會有放電現象，雷雨雲與電離層之間也有類似的現象，這些放電現象雖晚至 1989 年才有直接觀測證據，但據信它們自地球有閃電活動以來就存在了，是我們自然界現象的一部份。

雷雨系統上空的高空放電現象，已發現的主要成員有紅色精靈 [sprites; 1, 2, 3]、淘氣精靈 [elves; 4, 5]、藍色噴流 [blue jet; 6] 以及巨大噴流 [gigantic jet; 7]。紅色精靈、淘氣精靈是由閃電所誘發的發光現象，藍色噴流以及巨大噴流則是從雲頂到電離層的放電活動。近十幾年來，散在世界各地的科學家從地面、飛機及太空梭對此類現象進行觀測，讓人類對雷雨系統上空的區域有突破性的發現。在 2004 年七月福爾摩沙衛星二號成功發射後，其科學酬載高空大氣閃電影像儀持續對高空放電現象進行全球的調查，預期將可進一步增進我們對雲頂到電離層之間空間的了解，並對地球環境有更深一層的認知。

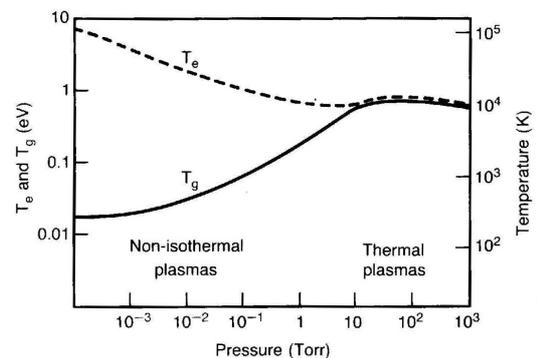


圖一：各種型態的高空大氣放電現象 [Nature vol. 423, 928, 2003]。

文章開始先介紹基礎的背景知識，從微觀的低溫電漿開始介紹，再到大尺度的高空大氣放電現象。

低溫電漿 (low temperature plasma)，又稱為非熱電漿 (non-isothermal plasma)，為非熱平衡的系統，

是由大部份的中性氣體及小部份游離的帶正電的離子與電子所構成。不同於高溫電漿的完全解離，低溫電漿的離子化程度小於 0.1%。但低溫電漿只是代表佔大部份的中性氣體的溫度低，因為電子的質量很小，受電場加速的程度比其它帶電離子高，因此電子的平均能量甚至大於一個電子伏特（相當於絕對溫度 10000 度）遠大於中性氣體的溫度。



圖二：不同氣體壓力，電漿中的氣體溫度 (T_g) 和電子溫度 (T_e) 之間的關係圖 [8]。

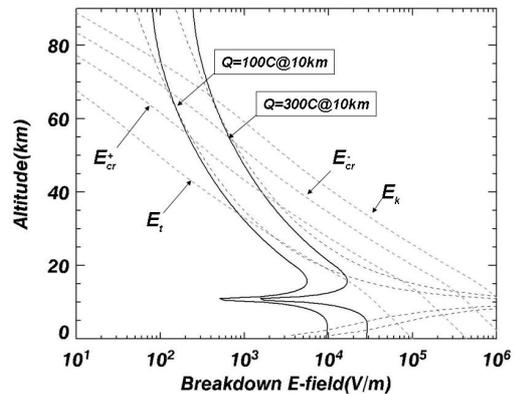
我們若觀察不同壓力下，電漿中的氣體溫度和電子溫度之間的圖型，可以發現氣體壓力大於 10 torr (大約是 30 公里高度)，電子與氣體因為碰撞率高，彼此能維持相同的溫度；當壓力很低時，如同在高空大氣中氣體的密度遠低於 10 torr，自由電子會因受到雷雨雲產生的靜電場加速，又由於氣體的密度稀薄，電子與氣體的碰撞機會減少，電子的平均自由徑 (mean free path) 增長，使得電場對電子作功的距離增長。相同

電場大小的條件下，電子的能量升高的程度遠大於地面的自由電子。但是電場大小與距離平方成反比，靜電場的來源是高度十公里左右的雷雨雲內累積電荷。也就是說高度越高電場相對於較小；然而高度越高氣體的密度低，電子的平均自由徑越大，兩個因素的影響下，當這些電子所帶的動能超過大氣中的氮氣及氧氣的游離能，經由碰撞就足以將氣體游離，產生二次電子，我們定義這樣的電場大小是崩解電場 (breakdown E-field)。當電場大於崩解電場，此時電子的數目增多，更多的電子被加速，產生更多的二次電子。崩解電場的單位一般以折合電場(reduced field; E/N)來表示，電場的大小除以中性氣體的密度，另外也使用 Townsend (Td) 為單位 (1 Td=1E-17 volt-cm²)。折合電場是低壓低溫電漿的重要參數，關係著電子的能量分布，以及一些特性：各反應的速率、導電性、平均電子能量等。

圖三表示雷雨雲上方的正對地 (Positive Cloud-to-Ground, +CG) 放電時瞬間的靜電場 (帶電 100C 在 10 公里及對地面產生的鏡射電荷-100C 在-10 公里) 值與各種崩解電場的圖示，說明高空大氣放電現象發生的位置。第一條實線代表高斯分布的電荷 100C 在 10 公里，假設地面與 95 公里的電離層為良好導體，在柱狀座標電荷正上方的計算的靜電場，虛線代表點電荷 100C 在 10 公里及鏡射電荷-100C 在-10 公里所計算的靜電場。第二條實線代表 300C。背景的四條線分別代表傳統的崩解電場 E_k (conventional breakdown E-field)，負流光的崩解電場 E_{cr}^- (negative streamer breakdown E-field)，正流光的崩解電場 E_{cr}^+ (positive streamer breakdown E-field) 以及相對論性逃逸的電場極值 E_i (relative runaway critical E-field) 在地面上的電場值分別為為 3.2E6, 12.5E5, 4.4E5, 2E5 volt/m [9, 10, 11, 12]。地面上的氣體密度約為 2.688E19/cm³，折合電場值約為 120, 46.5, 16.4, 及 7.4Td。

流光 (streamer) 會在文後介紹，相對論性逃逸的電子模型，指的是當電子的能量大到 0.1MeV，與中

性氣體分子碰撞的機會降低，更可能被電場加速，形成逃逸電子 (runaway electron)。當電場大於逃逸的電場極值，有足夠的能量形成逃逸電子，相對論性逃逸的電場極值大約是傳統的崩解電場的 0.1 倍，詳細請參考 Gurevich 以及 Zybin 在 Physics Today 的文章 [12]。

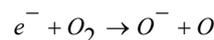


圖三：雷雨雲上方的靜電場的值與各種崩解電場的圖 (虛線所繪的分別是傳統的崩解電場 E_k 、負流光的崩解電場 E_{cr}^- 、正流光的崩解電場 E_{cr}^+ 及相對論性逃逸的電場極值 E_i)。

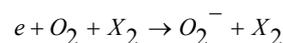
以下我們將說明電場如何影響電子密度，首先我們將影響電子密度的反應寫下：



二體吸附反應 (two-body attachment):



三體吸附反應 (three-body attachment):



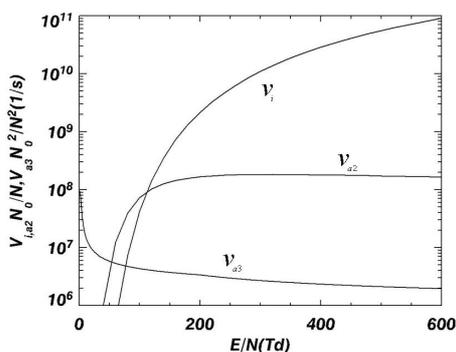
其中 X_2 指的是高空中大部份的氣體，氮氣 (N_2) 及氧氣 (O_2)。

我們若不考慮電子的對流 (convection) 與擴散 (diffusion) 影響，簡單地考慮上面三種反應，電子密度隨時間的變化以下面的式子來表示：

$$\frac{dn_e}{dt} = \nu_i n_e - \nu_{a2} n_e - \nu_{a3} n_e \quad (1)$$

其中 ν_i , ν_{a2} , ν_{a3} 分別是游離、二體吸附以及三體吸

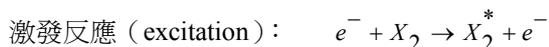
附反應速率隨折合電場大小的變化，我們以圖四表示，當式(1)中右邊為 0 時，所對應的折合電場就是傳統的崩解電場。當折合電場大於傳統的崩解電場時，二次電子產生的速度 (v_i) 比損失的速度 ($v_{a2} + v_{a3}$) 還快，電子的密度增加；當折合電場小於崩解電場，則反之，電子的密度減小。當電場很小幾乎為 0 時，從圖四可知，主要影響式(1)為三體吸附反應 (v_{a3})。



圖四： v_i ， v_{a2} ， v_{a3} 分別是游離、二體吸附以及三體吸附反應速率隨電場大小的變化，其中 N_0 代表地面的氣體密度而 N 代表實際的氣體密度。

氣體發光是因為受到電場加速的電子與氣體分子發生非彈性碰撞，也就是說電子損失動能，碰撞後氣體分子本身的內能增加而被激發到更高的能階 (excited state)，躍遷到低能階，將能階差的能量轉成光子。

被激發到更高的能階的過程稱為激發反應 (excitation)，我們將反應式寫下，



由於大氣的組成在電離層以下是 78% 的氮，21% 的氧，及其他微量成分如二氧化碳、水汽、氫等所組成的，也就是高空大氣放電主要氣體的比率，我們這裡考慮的氣體 X_2 主要是氮氣及氧氣。

如何計算激發率 (excitation rate)，我們必須回到更基本的問題，受到電場加熱的電子與中性氣體間之如何碰撞 (electron impact)。我們定義碰撞截面積 (cross section)，當電子通過某個分子為中心的碰撞

截面積內，代表電子與分子間進行碰撞。因此一束電子流量 (electron flux, $\phi_e = N_e \parallel v_e \parallel$ ，其中 $\parallel v_e \parallel$ 為電子速度大小) 行經距離 dx ，因碰撞散射出原電子束的方向的電子流量 $d\phi_e$ ，可以寫為下式：

$$\frac{d\phi_e(x)}{\phi_e(0)} = -N\sigma dx \quad (2)$$

其中 σ 為碰撞截面積、 N 為氣體分子的密度。上式可以積分之後為

$$\phi_e(x) = \phi_e(0) \exp(-x/\lambda) \quad (3)$$

其中 $\lambda = 1/N\sigma$ 為平均自由徑，代表平均每走多少距離發生碰撞一次。對於電子密度 N_e 中帶有速度 v_e 電子束密度 $N_e f(v_e)$ ，其中 $f(v_e)$ 代表帶有速度 v_e 的電子的速度分布函數，碰撞頻率 $v_k(v_e)$ 可寫為每秒鐘所走的距離 (就是速度) 除上平均自由徑，

$$\begin{aligned} v_k(v_e) &= N_e f(v_e) \frac{v_e}{\lambda} \\ &= N_e f(v_e) v_e N \sigma(v_e) \end{aligned} \quad (4)$$

對於所有帶有速度 v_e 的電子的平均碰撞頻率在速度空間上的積分或是寫成能量上的積分。

$$\begin{aligned} v_k &= N_e N \int_0^\infty \sigma(v_e) f(v_e) \parallel v_e \parallel d^3 v_e \\ &= \int_0^\infty \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} n_e(\varepsilon) \sigma(v_e) d\varepsilon \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $n_e(\varepsilon)$ 是電子的能量分布函數。若我們從實驗室測量某種激發反應的碰撞截面積，給定電子的能量分布函數 (electron energy distribution function, EEDF)，代入公式 (5) 中，就可得到此激發反應的頻率。

我們接下來說明 EEDF 的計算。可以先想像我們放入一群給定初始位置及速度的電子，電子受到外加電場加速能量增大，但是因為與氣體分子碰撞，將能量傳遞給分子，造成損失能量，主要能量損失在非彈性碰撞，比彈性碰撞損失的能量大上 100 倍，但是彈性碰撞的頻率遠大於非彈性碰撞。從圖五及六可知，

小於 10eV, momentum transfer 代表延著電場方向彈性碰撞截面積，遠大於非彈性碰撞，包括 vibrational, electronic excitation and ionization。當電子從電場獲得的能量與碰撞損失的能量達成平衡，電子有穩定的能量分布函數，我們就可利用電子能量分布函數計算激發反應的頻率。而利用蒙地卡羅方法計算一群電子的 EEDF 其中的一種方法是 particle-in-cell monte carlo (PIC-MCC) [13]。

另一種解析解方法是，找到一個方程式來描述受到電場加速的電子與氣體間如何碰撞，這個解 EEDF 的方程式就是波茲曼輸送方程式 (Boltzman transport equation)，

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \cdot \bar{\nabla}_r + \frac{e\bar{E}}{m} \cdot \bar{\nabla}_v \right) f(\bar{r}, \bar{v}, t) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (6)$$

其中等號右邊是碰撞項，而 $f(x, v, t)$ 的函數就是我們要求得的解，也就是描述電子在空間及速度（也就是能量上）的分布機率。

假設空間上是均勻，也就是與位置 \bar{r} 無關，將分布機率 $f(\bar{x}, \bar{v}, t)$ 做兩項的球諧函數展開 (two-term spherical harmonic expansion)，

$$f(t, v) = f_0(t, v) + \frac{\bar{v}}{v} \cdot \bar{f}_1(t, v) \quad (7)$$

其中右式的第一項代表球對稱的電子能譜，與速度的大小有關；右式的第二項代表非對稱項，可假設電場方向為 z 軸，此項可寫成 $f_1(t, v) \cos \theta$ ，與 z 軸夾角 θ 有關，可決定電子的移動情形，也就是電流大小。我們將上式代入波茲曼輸送方程式中，利用動差法 (the method of moment)，乘上積分式 $\int \frac{d\Omega}{4\pi}$ ，經過整理後可得到兩項的球諧函數展開方程式的第一式，

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{eE}{m} \frac{1}{3v^2} \frac{\partial (v^2 f_1)}{\partial v} + Q(f_0) \quad (8)$$

其中 $Q(f_0)$ 為非彈性碰撞下損失某能量（速度）區間的

電子數。由球諧函數展開方程的第二式經過適當的化約，並假設電場的頻率遠小於電子與氣體的碰撞頻率，也就是近似於直流電場。可得到 f_0 與 f_1 的關係，

$$f_1 = \frac{eE}{mv_m} \frac{\partial f_0(v)}{\partial v} \quad (9)$$

其中 v_m 為碰撞頻率。將上式代入兩項的球諧函數展開方程式的第一式，並將 $f_0(v, t)$ 改寫成 $n(\epsilon, t)$ ，其中 $\epsilon = mv^2/2$ 。我們可得到隨時間變化的電子能譜的基本式：

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \epsilon} (A \epsilon^{3/2} \frac{\partial n}{\partial \epsilon} \frac{1}{\epsilon^{1/2}}) + Q(n) \quad (10)$$

其中 $A = \frac{e^2 E_0^2}{3m} \frac{v_m}{w^2 + v_m}$ ，詳細過程請見 [9]。

Morgan 及 Penetrante 考慮氣體與電子間動量的移轉、非彈性、彈性碰撞及超彈性碰撞過程，寫成更完整細節的形式，

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = & -\frac{\partial J_f}{\partial \epsilon} - \frac{\partial J_{el}}{\partial \epsilon} + \\ & \sum_{s,j} N_s^0 [R_{sj}(\epsilon + \epsilon_{sj})n(\epsilon + \epsilon_{sj}) - R_{sj}(\epsilon)n(\epsilon)] - \\ & \sum_{s,j} N_s^j [R_{sj}^*(\epsilon)n(\epsilon) - R_{sj}^*(\epsilon - \epsilon_{sj})n(\epsilon - \epsilon_{sj})] \end{aligned} \quad (11)$$

其中

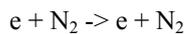
$$\begin{aligned} J_f = & \frac{2Ne^2(E/N)^2 \epsilon}{3m(2\epsilon/m)^{1/2} \sum_s \delta_s \sigma_s(\epsilon)} \left(\frac{n}{2\epsilon} - \frac{\partial n}{\partial \epsilon} \right) \\ J_{el} = & -N \left(\frac{2\epsilon}{m} \right)^{1/2} \sum_s \delta_s \frac{2m}{M_2} \sigma_e(\epsilon) \\ & \left[n \left(\frac{kT}{2} - \epsilon \right) - kT \epsilon \frac{\partial n}{\partial \epsilon} \right] \\ R_{sj}(\epsilon) = & \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \left[\epsilon^{1/2} \sigma_{sj}(\epsilon) \right] \\ R_{sj}^*(\epsilon) = & \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \left[\frac{(\epsilon + \epsilon_{sj})}{\epsilon^{1/2}} \sigma_{sj}(\epsilon + \epsilon_{sj}) \right] \end{aligned} \quad (12)$$

其中 J_i 為電子能譜的基本式的展開， J_{el} 為彈性碰撞損失（電子將動能傳給氣體而損失的能量）的項。上式的第三項為非彈性碰撞，也就是說電子與氣體間的碰撞截面積，其中 R_{sj} 為電子激發 s 氣體從基態到激發態 j 的碰撞截面積；第四項為超彈性碰撞， R_{sj}^* 為電子與激發態 j 的 s 氣體產生超彈性碰撞 (superelastic elastic) 的碰撞截面積。

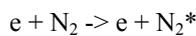
我們考慮的碰撞過程有下列：

(a) 電子與氮氣的碰撞過程

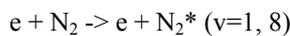
(1) Momentum Transfer:



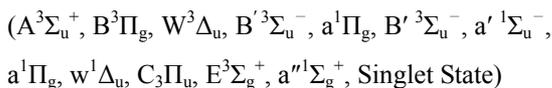
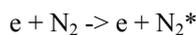
(2) Rotational Excitation:



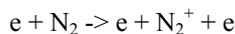
(3) Vibrational Excitation:



(4) Electronic Excitation:

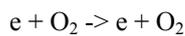


(5) Ionization:

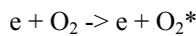


(b) 電子與氧氣的碰撞過程有包含下列：

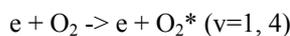
(1) Momentum Transfer:



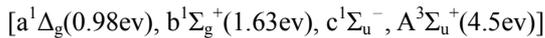
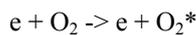
(2) Rotational Excitation:



(3) Vibrational Excitation:



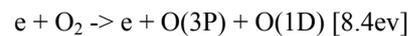
(4) Meta-stable Excitation:



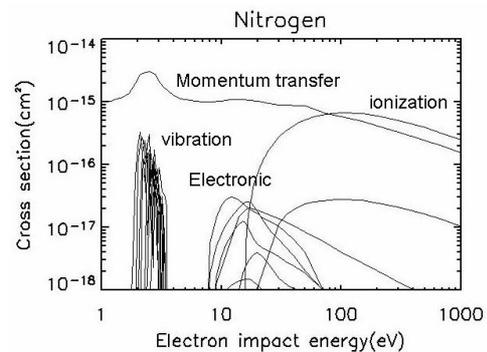
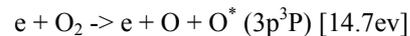
(5) Dissociative Attachment:



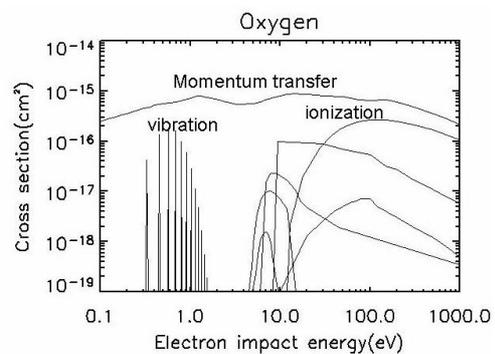
(6) Dissociation:



(7) Dissociative Excitation:



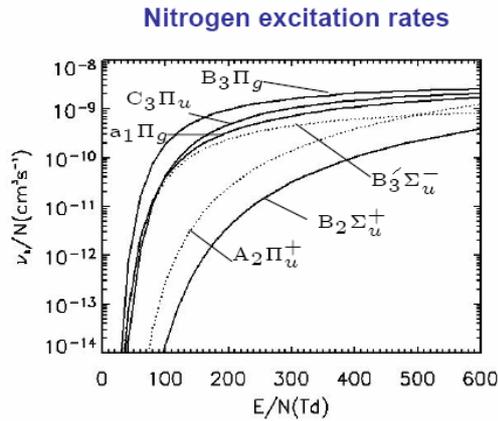
圖五：氮氣的主要反應截面積 [14]。



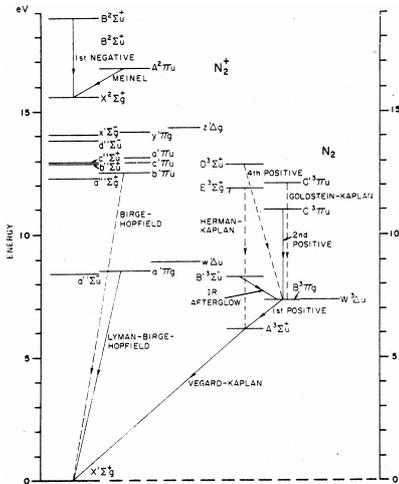
圖六：氧氣的主要反應截面積 [14]。

上述反應的碰撞截面積繪於圖五及圖六，圖五代表的是氮氣而圖六代表的是氧氣。

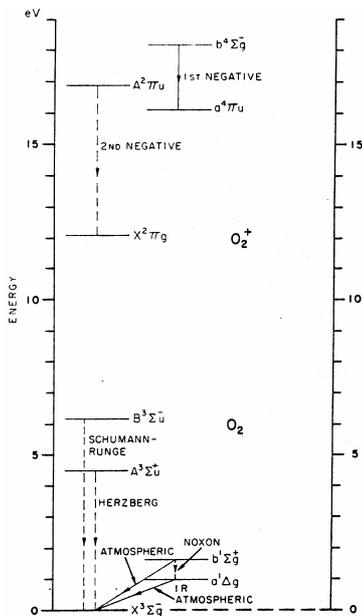
使用 Morgan 及 Penetrante 所發展的程式 ELENDF (electron energy distribution in a mixture of partially ionized gases), 計算出電子的能量分布 (EEDF, electron energy distribution function) [15]。對幾個電子伏特的平均電子能量的電子，利用波茲曼輸送方程式計算的 EEDF 與馬克斯威爾分佈 (Maxwell-Boltzmann) 最大的不同是在高能量有較多分布，這也是解釋為何平均電子能量低於游離氣體分子所需的電子伏特，電子仍有一定比率游離氣體分子。



圖七：我們計算不同的折合電場下，氮氣各電子能階的激發率，可用估計發光程度。



圖八：氮氣的主要能階圖 [16]。



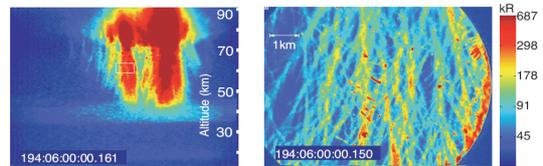
圖九：氧氣的主要能階圖 [16]。

從 EEDF 代入反應的截面積，我們可以計算激發率 (excitation rate)，見圖七。高空放電現象主要發光為氮氣，有小部份的氧氣。我們這裡只計算氮氣的部分。氮氣及氧氣的電子組態與電子能階表示於圖八及圖九，其中標示主要的發射譜系 (emission band)。當我們知道激發率，代入發光模型 (optical emission model) [17]，

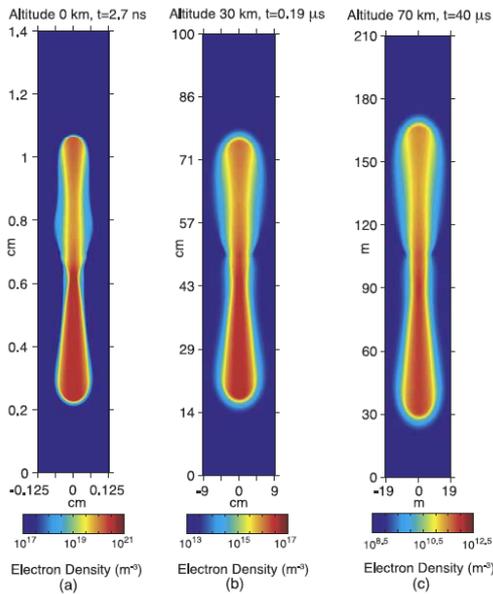
$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = \nu_k n_e - n_k (A_k + k_{q,N_2} N_{N_2} + k_{q,O_2} N_{O_2}) + \sum_m n_m A_m \quad (13)$$

其中 n_k ， n_e ， N_{O_2} 及 N_{N_2} 分別為 k 激發態的數量密度、電子密度、氧氣及氮氣密度；而 A_k 為 k 激發態上態跳到下態的愛因斯坦係數 (Einstein coefficient)；最後一項是從更高電子能階 cascade 的貢獻項； k_{q,N_2} 及 k_{q,O_2} 分別為氮氣及氧氣對 k 激發態的 quenching rate。

氣體中第 k 激發態的第 ν 振動態到 k' 激發態的第 ν' 振動態的發光率可以寫為 $I_{k,\nu;k',\nu'} = n_k q_{x,0;k,\nu} A_{k,\nu;k',\nu'}$ ，其中 $q_{x,0;k,\nu}$ 為從基態 x 的第 0 振動態到激發態 k 的第 ν 振動態的 Franck-Condon 係數； $A_{k,\nu;k',\nu'}$ 為愛因斯坦係數。氮氣發光率遠大於氧氣的發光率，我們若將式(13)代入模型計算，則理論上可求得各譜系的發光率及光譜。

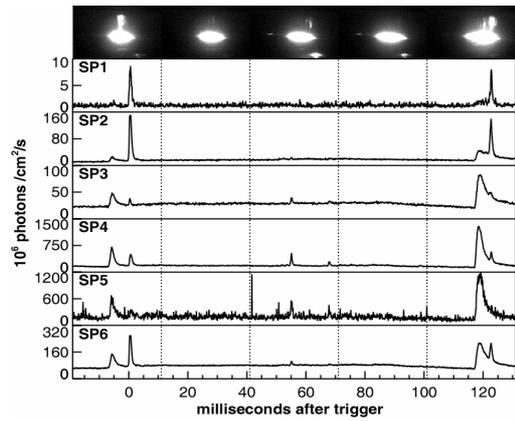


圖十：史丹福團隊利用低光度的望遠鏡所拍攝的紅色精靈內部，證明是由直徑約 100 公尺的流光所組成 [18]。



圖十一：Liu and Pasko 利用電腦程式模擬不同高度流光（紅色精靈的細部結構），顏色顯示電子密度[19]。

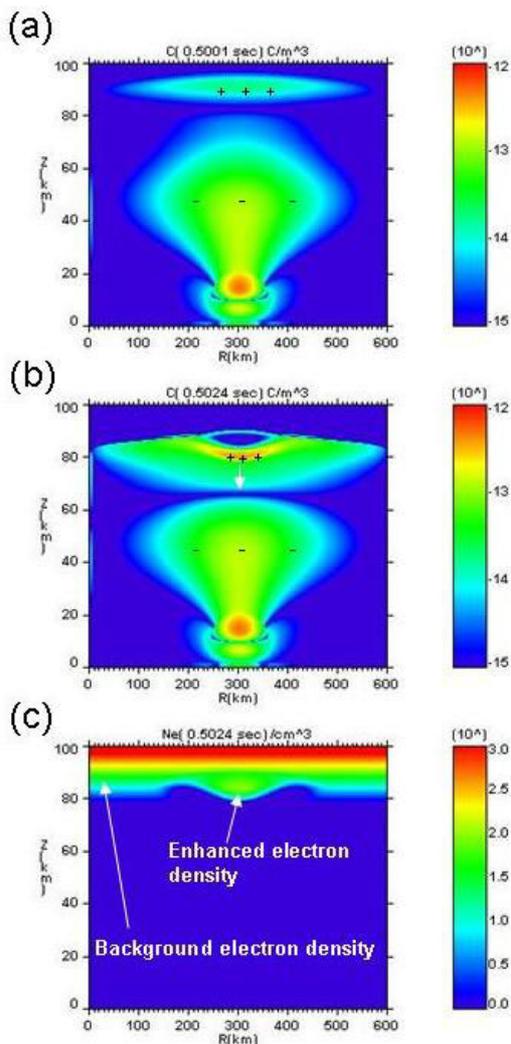
史丹福大學團隊利用低光度的望遠鏡解析紅色精靈內部，發現紅色精靈是由直徑約 100 公尺的流光所組成，証實我們所看到就是實驗室的流光 (streamer)，只是大小不同 [18]。我們接下來介紹流光模型，賓州大學 Liu 和 Pasko [19] 利用電腦程式模擬不同高度流光，在地面的實驗室內的流光的直徑只有數百個 μm ，時間持續只有幾個奈米秒。當離地面高度越高，空氣越稀薄，電子的平均自由徑增長，流光的直徑可達數十公尺，時間上則到毫秒。流光是因為電子密度的不均勻，當電子的密度達到一定程度時，產生足夠大的尖端電場游離氣體，因為背景電場的驅動，形成游離波向平行電場的方向前進。按照流光尖端帶正或負電，分成正流光 (positive streamer) 及負流光 (negative streamer)。正、負流光形成的條件是背景電場大於正、負流光的崩解電場。成功大學團隊 (2005) 利用福衛二號衛星的酬載光譜光度儀分析紅色精靈的光譜的資料，推導紅色精靈內流光尖端的高電場，大約是三倍的傳統崩解電場 [20]，與賓州大學 Liu & Pasko 的數值模擬接近 [21]。



圖十二：福衛二號衛星的酬載影像儀與光譜光度儀所記錄的紅色精靈 [20]。

Pasko 在 1997 年提出靜電場的模型解釋紅色精靈的現象，詳細請參考吳壁如與許瑞榮的專文介紹 [22]，我們利用相同的理論架構，利用數值模擬研究紅色精靈發生的大尺度結構。雷雨雲電性結構假設為，10 公里高為高斯分布總電荷+100 庫倫，5 公里高總電荷-100 庫倫，從 0.5 秒之後開始放電（也就是移除 10 公里高的閃電內的正電荷），放電時間 1ms。雷雨雲開始放電之後，90 公里高的帶正電誘導電荷 (induced charge) 與 30-60 公里高的帶負電誘導電荷，形成一個上為正電板、下為負電板的電容器 (capacitor) 結構，且可以觀察到，上方正電板隨時間往下移動。紅色精靈的發生很像是電容器內的氣體放電現象，只是尺度上遠大於實驗室的儀器。另外我們可從模擬結果觀察到離地面 80 公里左右的電子密度增加，類似紅色精靈的暈 (sprite halo)，也提供產生流光（紅色精靈）的區域（見圖十三）。過去的觀測已證實紅色精靈的暈之後會有一根根流光產生向下及向上發展。

1996 年史丹福大學團隊 Inan 提出電磁脈衝模型解釋閃電產生的電磁波加熱電離層的電子，電子撞擊中性氣體產生發光。我們根據前面所得出的氮氣各激發態的激發率及發光模型計算洩氣精靈產生的發光區域，以及電子密度劇增區域。模擬結果請見圖十四及十五，其中利用式 (1)，計算電子密度的增加，加上式 (13)，計算氮氣各主要譜系的發光。



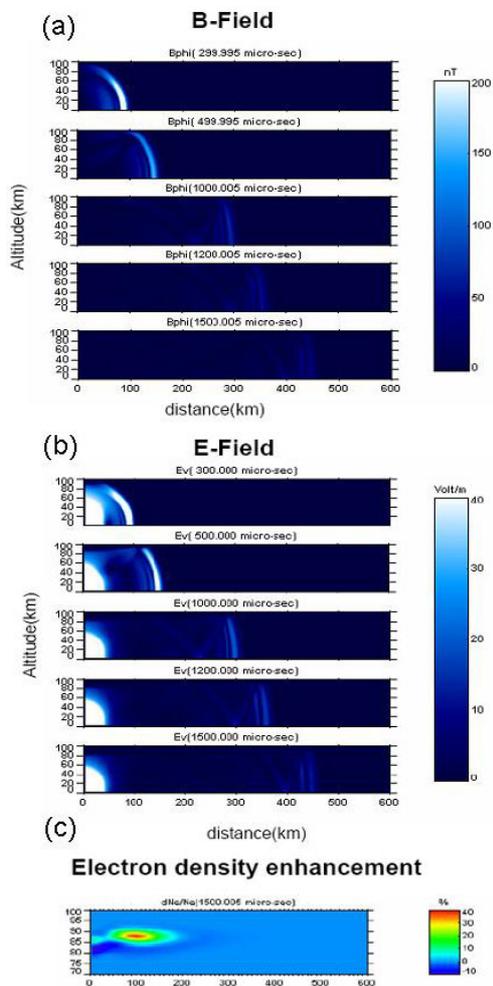
圖十三：柱狀對稱（中心軸在 $R=300\text{ km}$ ）的靜電場的模型剖面圖：(a)為閃電發生之後 0.1ms 瞬間的誘導電荷分布，(b)帶正電誘導電荷往下移動，時間為閃電之後 2.4ms ，(c)閃電之後 2.4ms ，在 80 km 的高度電子密度劇增區域，也就是紅色精靈的暈（成功大學團隊模擬結果）。

閃電的電磁脈衝相當於電偶極的形狀，閃電的正上方較弱，若我們觀察圖十五中洩氣精靈的發光，很像是中間有洞的甜甜圈形狀。因為瞬間電流（peak current, dI/dt ）決定幅射的電場大小，電場越大，電子撞擊中性氣體的發光越強，根據這樣的模型結果，我們可以研究閃電瞬間電流與洩氣精靈亮度的關係。

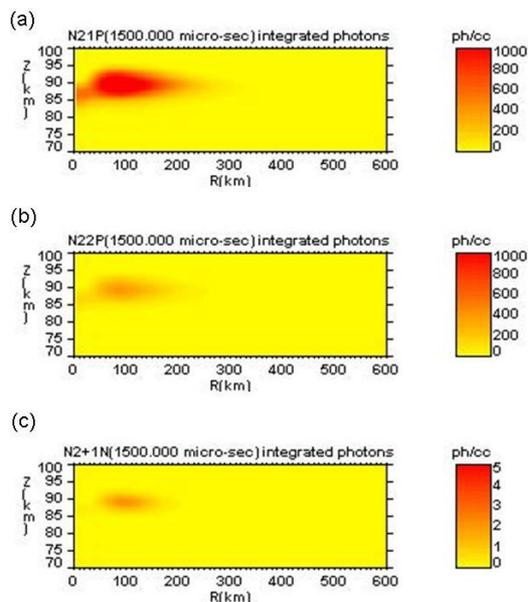
高空放電現象的內容包羅萬象，研究的主题從大尺度中氣層的電性結構到細絲般的流光，甚至電子與分子間的碰撞。我們從電子與中性氣體的碰撞開始討論，並根據實驗室所測量的反應截面積，得到不同電場下的電子能量分布，進而求出各激發態的激發率；

再計算高空放電的發光，與觀測資料比對，研究高空放電的特性。了解現象的物理及化學過程，更可讓我們有基礎知識討論這些現象對大自然的影響，尤其是閃電的電磁脈衝足以暫時改變 90 km 高電離層的電子密度，這些放電的過程是否會加速一些化學反應，以及放電的能量到底是多少？都是值得我們深究的問題，因為他們發生頻率非常頻繁，並且就在雷雨雲的上方。

高空大氣放電現象相關研究的文章很多，其中可以參考的是 Williams 在 Physics Today 的文章[23]。



圖十四：柱狀對稱（中心軸在 0 km ）的電磁脈衝模型剖面圖：閃電產生的電磁脈衝隨時間向外傳播，(a)為磁場的量值，(b)為電場的量值，(c)電磁脈衝加熱 90 km 高的電離層，造成電子劇增，高達原本的 40% 以上（成功大學團隊模擬結果）。



圖十五：洩氣精靈的模擬，(a)氮氣第一正則發射譜系，(b)氮氣第二正則發射譜系，(c)氮氣第一負則發射譜系（成功大學團隊模擬結果）。

參考資料

[1] Sentman, D.D., E.M. Wescott, D.L. Osborne, D.L. Hampton, and M. J. Heavner (1995), Preliminary results from Sprite94 campaign: Red Sprites, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 1205.

[2] Su, H. T., R. R. Hsu, A. B. Chen, and Y. J. Lee (2002), Observation of sprites over the Asian continent and over oceans around Taiwan, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 10, 1029.

[3] Hsu, R. R., H. T. Su, A. B. Chen, L. C. Lee, M. Asfur, C. Price, Y. Yair (2003), Transient luminous events in the vicinity of Taiwan, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 65, 561.

[4] Boeck, W. L., O. H. Jr. Vaughan, R. Blakeslee, B. Vonnegut, M. Brook (1992), Lightning induced brightening in the airglow layer, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 99-102.

[5] Fukunishi, H., Y. Takahashi, M. Kubota, K. Skanoli, U. S. Inan, W. A. Lyons (1996), Elves: Lightning-induced transient luminous events in the

lower ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 2157-2160.

[6] Wescott, E.M., D.D. Sentman, D. Osborne, D. Hampton, and M. Heavner (1995), Preliminary results from the Sprites 94 aircraft campaign: Blue jets. *Geophys. Res. Lett.*, 22, 1209-1212.

[7] Su, H. T., R. R. Hsu, A. B. Chen, Y. C. Wang, W. S. Hsiao, W. C. Lai, L. C. Lee, M. Sato, and H. Fukunishi (2003), Gigantic jets between a thundercloud and the ionosphere, *Nature*, 423, 974-976.

[8] D. S. Rickerby and A. Matthews (1991), *Advanced Surface Coatings: a Handbook of Surface Engineering*, Blackie & Son Ltd., London, p. 196.

[9] Razier, Y. P. (1991), *Gas discharge physics*, Springer-Verlag, New York, p. 135.

[10] Babaeva, N. Y., and G. V. Naidis (1997), Dynamics of positive and negative streamers in air in weak uniform electric fields, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 25, 375-379.

[11] Allen, N. L., and A. Ghaffar (1995), The conditions required for the propagation of a cathode-directed positive streamer in air, *J. Phys. D Appl. Phys.*, 28, 331-337.

[12] Gurevich, A. V. and Zybin, K. P. (2005), Runaway breakdown and the mysteries of lightning, *Physics Today*, May, p. 37.

[13] Vahedi, V., and M. Surendra (1995), A monte carlo collision model for the particle-in-cell method: applications to argon and oxygen discharges, *Computer Physics Communications*, 87, 179-198.

[14] Phelps and Pitchford, JILA Data Center Report No. 26 (1985); *Phys. Rev. A* 31, 2932 (1985).

[15] Morgan, W. L., and B. M. Penetrante (1990), ELENDF: A time-dependent Boltzmann solver for partially ionized plasmas, *Computer Physics Communications*, 58, 127-152.

- [16] Vallance Jones (1974), *Aurora*, D. Reidel, Norwell Mass.
- [17] Sipler, D. P., and M. A. Biondi(1972), Measurement of O(1D) quenching rates in the F region, *J. Geophys. Res.*, 77, 6202-6212.
- [18] Gerken, E. A., and U. S. Inan (2002), A survey of streamer and diffuse glow dynamics observed in sprites using telescopic imagery, *J. Geophys. Res.*, 107, 1344.
- [19] Liu, N., and V. P. Pasko (2004), Effects of photoionization on propagation and branching of positive and negative streamers in sprites, *J. Geophys. Res.*, 109, A04301.
- [20] Kuo, C. L. , R. R. Hsu, A. B. Chen, H. T. Su, L. C. Lee, S. B. Mende, H. U. Frey, H. Fukunishi, and Y. Takahashi (2005), Electric field and electron energies inferred from the ISUAL recorded sprites, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L19103.
- [21] Liu, N., and V. P. Pasko (2005), Molecular nitrogen LBH band system far-UV emissions of sprite streamers, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L05104.
- [22] 吳璧如、許瑞榮，高空向上閃電—紅色精靈的理

論回顧，*物理雙月刊* 21 卷 5 期 (1999).

- [23] Williams, E.R., Sprite, elves, and glow discharge tubes, *Physics Today*, Volume 54, Issue 11, November 2001, pp.41-47.

作者簡介：

郭政靈

成功大學物理系博士候選人。

E-mail: johnny@phys.ncku.edu.tw

許瑞榮 教授

成功大學物理系。

E-mail: rrhsu@phys.ncku.edu.tw

蘇漢宗 教授

成功大學物理系。

E-mail: htsu@phys.ncku.edu.tw

李羅權 教授

中央大學校長