



## O pochodzeniu piorunów

*Przemysław Borys*

*Wydział Chemiczny, Politechnika Śląska*

*Tę pracę dedykuję mojej najważniejszej czytelniczce,  
która odeszła przedwcześnie, Marzenie.*



Rys. 1. Pejzaż burzowy. Wikimedia Commons: Lightning

### Wstęp

Kilka lat temu zastanawiałem się nad tym, jaki potencjał powinny mieć chmury burzowe aby możliwe było pojawienie się pioruna. Naiwnie przypuszczałem, że jeśli wezmę z tablic natężenie pola elektrycznego, potrzebnego do przebicia powietrza (30 kV/cm) (Raizer, s. 334; Fridman, s. 160), przemnożę je przez wysokość chmury nad ziemią (2 km) (Cooray, s. 209) to uzyskam potrzebną wartość. Nic z tego. Taki zabieg daje wynik 6 milionów kV, podczas gdy chmura znajduje się na potencjale około 500 tysięcy kV (Cooray, s. 209).

Jak to możliwe, że przy tak małym polu elektrycznym pojawia się przebicie? Przecież przy takim polu elektrony nie mogą się wystarczająco rozpędzić, aby móc zjonizować cząsteczki powietrza i utworzyć kaskadę, biegnącą aż do ziemi. Okazuje się, że mechanizm przebicia powietrza w przypadku wyładowań atmosferycznych jest znacznie bardziej złożony niż w przypadku przebicia pomiędzy dwiema blisko usytuowanymi elektrodami, którego dotyczyło zastosowane przeze mnie kryterium<sup>1</sup>.

W przypadku piorunów naładowana ujemnie podstawa chmury lokalnie osiąga klasyczny potencjał przebicia i umożliwia rozpoczęcie wyładowania wstępnego (ang. *preliminary breakdown*), w którym wygenerowanie lawin elektronowych daje początek ujemnemu strimerowi koronowemu. Sukcesywnie generowane strimery powodują podgrzanie się gazu w obszarze wyładowania (Raizer, s. 365) i utworzenie ujemnego wyładowania liderowego (tzw. prekur-

---

<sup>1</sup> Uwaga: następny akapit zabrzmiał na razie jak „techno-belkot” ze Star Treka. Bez obaw, za chwilę wszystko wyjaśnię, a tutaj chcę tylko wskazać pojęcia kluczowe, jakie będą potrzebne do zrozumienia fizyki piorunów. Proszę się nie zniechęcać!

sora), które krokowo, z prędkością<sup>2</sup> 20–50 km/s, zaczyna się zbliżać ku powierzchni ziemi (wykorzystując po drodze wyładowania pilotujące). W pobliżu ziemi pole wywołwane liderem odgórnym umożliwia wysłanie z ziemi dodatnich liderów oddolnych (tzw. wyznaczników połączenia), których spotkanie z liderem odgórnym inicjuje wyładowanie główne (tzw. uderzenie zwrotne<sup>3</sup>, ang. *return stroke*). Potencjał ziemi przenika wtedy do końcówki lidera odgórnego i generuje falę neutralizacji ładunku, przebiegającą aż do podstawy chmury. Wyładowanie główne osiąga moc kilku GW (Cooray s. 162), prąd do 80 kA<sup>4</sup> (Cooray, s. 166) i średnią temperaturę 20 000 K w kanale wyładowania (Cooray, s. 164). Tak gwałtowny wzrost temperatury powoduje termiczne rozszerzanie się gazu, wywołujące falę uderzeniową, słyszana w postaci grzmotu (Uman, s. 13). Po pierwszym wyładowaniu głównym do miejsca w chmurze o obniżonym potencjale napływają kolejne ładunki skutkując pojawieniem się wyładowań następnych.

Szkicowy opis powstawania piorunów przedstawiony powyżej wymaga wyjaśnień. Trzeba powiedzieć co to jest lawina elektronowa, co to jest strimer (dodatni i ujemny), co to jest wyładowanie liderowe (dodatnie i ujemne), co to jest wyładowanie pilotujące. Inaczej tłumaczylibyśmy nieznaną za pomocą nieznanego, co nie jest dobrym pomysłem. Dlatego w następnych paragrafach zajmę się kolejno pojęciami lawiny elektronowej, strimera i wyładowania liderowego. Nie będę wniknął w nadmiar szczegółów, bo nie ma tu miejsca na ich przedstawianie (typowe książki poświęcone kompleksowo tym zagadnieniom liczą sobie po kilkaset stron). Postaram się jednak poprowadzić opis w taki sposób, aby czytelnik zyskał poczucie jakościowego zrozumienia omawianych procesów fizycznych. Na koniec zajmę się opisem powstawania ładunku elektrycznego w chmurach.

### Lawiny elektronowe

Lawina elektronowa jest podstawowym pojęciem fizyki wyładowań elektrycznych w gazach. Każde wyładowanie elektryczne na którymś etapie swojego powstawania wykorzystuje właśnie ten mechanizm (Raizer, s. 328). Warunkiem wstępnym wygenerowania lawiny jest pojawienie się pojedynczego elektronu swobodnego w gazie. Może to nastąpić na skutek wybicia z cząsteczki powietrza przez promieniowanie kosmiczne (Cooray, s. 112), lub ultrafioletowe (powstałe po rekombinacji elektronu z jonem dodatnim lub dostarczone sztucznie)

---

<sup>2</sup> Według Cooray (s. 120), prędkość początkowa lidera przy prądzie 1 A to ok. 10 km/s, natomiast przy zamykaniu obwodu może ona podskoczyć do 100 km/s. Prędkość uśredniona wynosi 20–50 km/s (2–5 cm/μs).

<sup>3</sup> Pojęcie „prekursora”, „wyznaczników połączenia” i „uderzenia zwrotnego” według pracy Bodzak (s. 43–44). Uderzenie zwrotne niekiedy określa się też mianem „udaru” (Jakubowski s. 40).

<sup>4</sup> Tak dużą wartość prądu przekracza około 5% piorunów. Przeciętnie jest to ok. 30 kA.

(Wadhwa, s. 8; Haddad, s. 10; Cooray, s. 86), a jeżeli w układzie występuje dobrze określona<sup>5</sup> katoda i anoda (np. w lampie elektronowej), elektron można wybić z katody dzięki uderzeniom jonów dodatnich<sup>6</sup>, przyspieszanych w polu między elektrodami (Fridman, s.157).

Powstały w gazie elektron swobodny przyspiesza w zewnętrznym polu elektrycznym  $E$ . Jeżeli przed pierwszym zderzeniem z inną cząsteczką osiągnie energię<sup>7</sup>  $W = eE\Delta x$  wystarczającą do jej jonizacji, to w gazie powstaną dwa elektrony, które znów będą rozpędzane w polu i znów będą mogły zjonizować kolejne cząsteczki. W ten sposób liczba uwalnianych w gazie elektronów rośnie wykładniczo z pokonywanym dystansem (Haddad, s. 4):

$$n = \exp(\alpha x) \quad (1)$$

przy czym  $x$  oznacza położenie czoła lawiny, a  $\alpha$  jest wypadkowym współczynnikiem jonizacji, wynoszącym w powietrzu około 1000 zdarzeń na metr (Raizer, s. 334; Haddad, s. 5). Wzrost liczby elektronów w lawinie zobrazowany jest na rys. 2A oraz 2B, C. Rysunek 2A pokazuje schemat powielania liczby elektronów w miarę pokonywania kolejnych odcinków drogi swobodnej<sup>8</sup> natomiast rys. 2B, C pokazują kształt „prawdziwych” lawin elektronowych (2B – krótkiej, 2C – dłuższej), które pozostawiają za sobą ślad jonów dodatnich, a w czole unoszą elektrony.

Lawiny z rysunków 2B, C charakteryzują się zaokrąglonym czołem i zwiększającą się w miarę upływu czasu grubością. Przemieszczenie się elektronów względem osi lawiny zachodzi dzięki dyfuzji oraz odpychaniu ładunków. W początkowych etapach powstawania lawiny ilość elektronów w jej głowie jest niewielka i oddziaływanie elektrostatyczne pomiędzy nimi jest zanedbywalne. Na tym etapie elektrony rozchodzą się od osi propagacji głównie dyfuzyjnie, według zależności<sup>9</sup>

$$r = \sqrt{6Dt} \quad (2)$$

w której  $D$  stanowi współczynnik dyfuzji elektronów, a  $t$  oznacza czas (Haddad, s. 6; Raizer, s. 328; Babich s. 163). Ponieważ czas i położenie czoła lawiny związane są relacją  $x = vt$  lub  $x = \mu_e Et$  (gdzie  $v = \mu_e E$ ,  $\mu_e$  to ruchliwość elektronów), kontur lawiny przyjmuje kształt paraboloidy obrotowej ( $x \sim r^2$ ) o dyfu-

<sup>5</sup> Przykładem sytuacji, w której katoda nie jest dobrze określona, jest obwód piorunowy, którego katodę stanowi rozmyta objętość chmury.

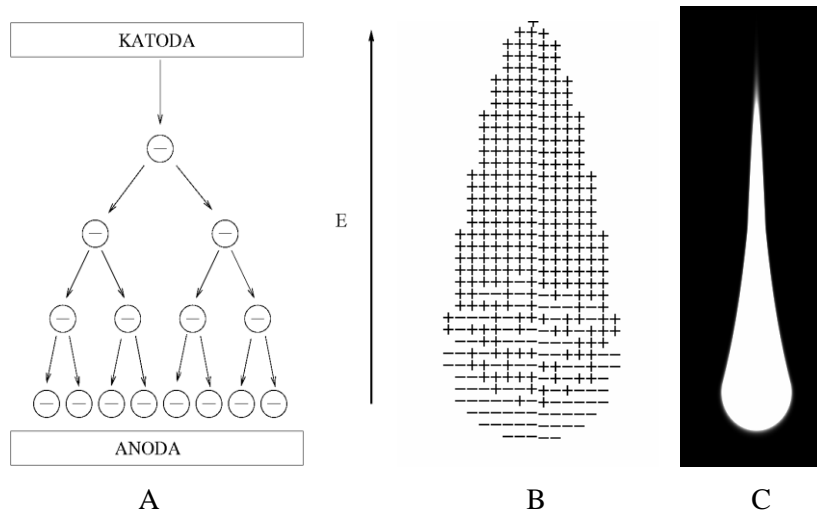
<sup>6</sup> Powstałych np. po jonizacji w poprzedniej lawinie elektronowej. W istocie w lampach wyładowczych taki mechanizm uwalniania elektronów z katody stanowi warunek samowystarczalności wyładowania.

<sup>7</sup> Gdzie  $e$  to ładunek elementarny, a  $\Delta x$  – droga swobodna.

<sup>8</sup> Tzn. przeciętnej drogi, na której elektron nie zderza się z innymi cząsteczkami.

<sup>9</sup> Relację pierwiastkowego skalowania położenia dyfundującej cząstki od czasu wyprowadzaniem w artykule „Sztuczki karciane, wylewy Nilu i wykładnik Hursta” w *Fotonie* 113, lato 2011.

zyjnie zaokrąglonej głowie<sup>10</sup>, co jest uwidocznione na rys. 2B oraz na początkowym odcinku lawiny z rys. 2C.



Rys. 2. A – schemat powstawania lawiny elektronicznej w polu elektrycznym  $E$ , wytwarzanym między katodą i anodą; B – obraz lawiny, w której na czole płyną wybite elektrony (znaki „minus”), natomiast z tyłu pozostaje ślad jonów dodatnich („plusiki”); C – rekonstrukcja prawdziwej lawiny z komory mgłowej, bardzo zbliżona kształtem do fotografii według Raether (s. 23), (które nie mogę załączyć ze względu na prawa autorskie)

Po pewnym czasie liczba elektronów zgromadzonych w głowie lawiny staje się tak duża, że ich elektrostatyczne odpychanie przestaje być zanedbywalne (Babich, s. 164–165; Raizer, s. 333). Pole elektryczne generowane kulą ładunku elektronicznego  $e \cdot \exp(\alpha x)$ <sup>11</sup> mierzone na jej obrzeżu  $r$  wynosi

$$E = \frac{ke \cdot e^{\alpha x}}{r^2} \quad (3)$$

z czego wynika, że prędkość odsuwania elektronów od osi  $v_r = \mu_e E$  jest wykładnicza i wykładnicze jest także oddalanie się elektronów od osi lawiny w miarę zwiększania się jej długości:

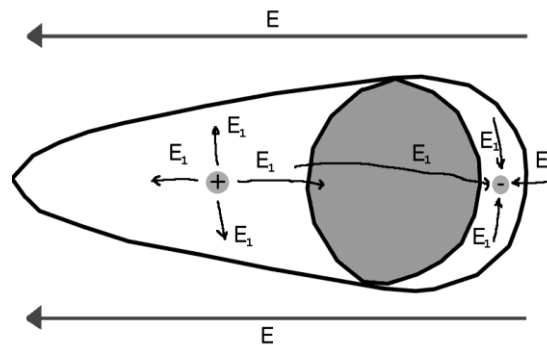
$$r = \int v_r(x) dx = \int \mu_e \frac{ke \cdot e^{\alpha x}}{r^2} dx = \frac{k\mu_e \cdot e^{\alpha x}}{\alpha r^2} \quad (4)$$

$$r = \sqrt[3]{\frac{k\mu_e}{\alpha} e^{\frac{\alpha x}{3}}}$$

<sup>10</sup> Zaokrąglenie pojawia się na skutek dyfuzji również w kierunku osi propagacji lawiny.

<sup>11</sup> Człon wykładniczy wynika wprost z ilości elektronów określonych równaniem (1).

Elektrony oddalają się więc wykładniczo od siebie i ciągle ulegają lawinowemu powielaniu, aż do momentu gdy pole generowane ich ładunkiem staje się porównywalne z polem zewnętrznym  $E$ . Wtedy zachodzą pewne zmiany w funkcjonowaniu lawiny (rys. 3). Na czole lawiny pojawiają się linie  $E_1$ , które wzmacniają pole zewnętrzne, natomiast poza czołem lawiny pojawia się wypadkowa pola pochodzącego od jonów dodatnich oraz od elektronów (obydwa skierowane w jednakowym kierunku), która osłabia pole zewnętrzne udziałem w wielkości około  $2E_1$  (Raizer, s. 334). W ten sposób obszar przed czołem lawiny staje się bardzo podatny na przebicie (nawet jeśli pole zewnętrzne ulega osłabieniu<sup>12</sup>), natomiast obszar za czołem lawiny staje się elektrycznie neutralny. Elektrony z tego obszaru nie podążają dalej w polu, ale pozostają na miejscu, tworząc neutralny kanał plazmowy. To są początki powstawania strimera ujemnego.



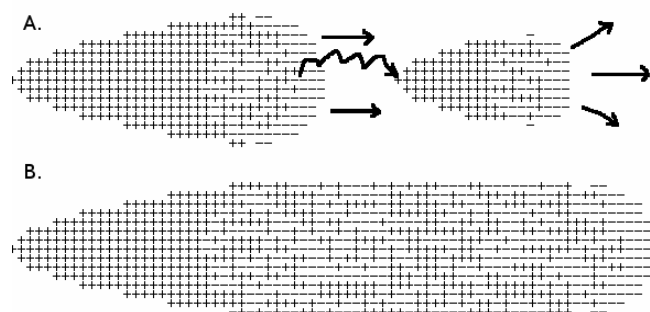
Rys. 3. Zmiany pola elektrycznego w obrębie lawiny, indukowane ładunkiem jonów dodatnich oraz elektronów

Efekt „gubienia” części elektronów, powstających podczas przebiegu lawiny umożliwia „stabilizację” ładunku czoła lawiny i elektryczne jej rozepchanie do średnicy takiej, że gęstość elektronów staje się porównywalna z gęstością jonów dodatnich (Babich, s. 165), a przynajmniej energia oddziaływania elektrycznego spada znów do poziomu energii ruchów dyfuzyjnych (Haddad, s. 6)<sup>13</sup>. Wtedy wykładniczy wzrost średnicy lawiny zostaje zahamowany i spowalnia tak, że w skali czasowej życia lawiny można go przyjąć za stały. Promień maksymalny

<sup>12</sup> To pierwsza poszlaka ku temu, że piorun może się pojawić przy różnicy potencjałów ziemia-chmura, która nie wystarcza dla pojawienia się „klasycznego” przebicia. Na poziomie morza zewnętrzne pole elektryczne, które wystarcza do propagacji strimera ujemnego może mieć wartość zaledwie około 5 kV/cm (Cooray, s. 138).

<sup>13</sup> Ścisłej: cytata referencji nie jest dokładny, gdyż tam rozpatrywana jest energia elektronu w polu jonów dodatnich, co nie stanowi najszcześniejszego podejścia do problemu, ale sam pomysł relacji energii z energią ruchów termicznych jest bardzo dobry, częściowo też jest wspomniany w (Babich, s. 165), gdzie mowa jest o powrocie do reżimu dyfuzyjnego.

lawiny szacuje się zwykle za pomocą wielkości  $\alpha^{-1} \approx 0,1$  cm (dla powietrza)<sup>14</sup> (Raizer, s. 334).



Rys. 4. Powstawanie strimera ujemnego. A. promieniowanie z czoła pierwszej lawiny pobudza powstanie drugiej lawiny; B. pierwsza lawina łączy się z drugą, tworząc dłuższy kanał plazmowy. Katoda po lewej, anoda po prawej stronie rysunku

### Strimer ujemny

Gdy elektrony z czoła dużej lawiny (rys. 3, 4) przyspieszają w ogromnym polu elektrycznym, powiększonym w stosunku do pola zewnętrznego czynnikiem  $E_1$ , to po rekombinacji z napotykanymi jonami mogą emitować nadwyżki energii w postaci promieniowania (Cooray, s. 57). Promieniowanie to może powodować wybite elektronu z cząsteczki powietrza w otoczeniu czoła lawiny (Haddad, s. 11, 21; Cooray, s. 77–78; Fridman, s. 162–163), inicjując kolejną lawinę, która po połączeniu z lawiną pierwotną przedłuża neutralny kanał plazmowy (rys. 4). Cykliczne powtarzanie tego procesu stanowi zasadę propagacji strimera ujemnego.

Należy zauważyć, że w modelu strimera ujemnego kolejno powstające lawiny oddalają się od głowy lawiny pierwotnej. Oznacza to, że wydostają się z pod wpływu silnego pola wytworzonego przez zgromadzony tam ładunek elektronów i lawina wtórna nie porusza się tak sprawnie, jak w chwili początkowej (Cooray, s. 78). Gdyby lawiny wtórne lepiej wykorzystywały pole głowy strimera, to strimer mógłby propagować przy słabszym polu zewnętrznym. Taki mechanizm pojawia się w przypadku strimerów dodatnich.

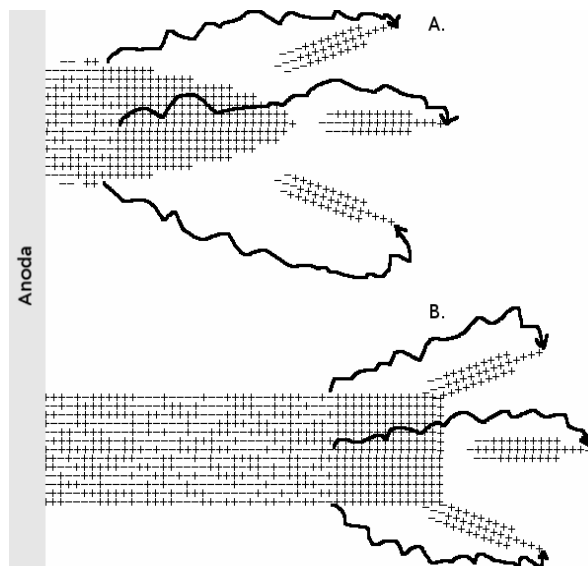
### Strimer dodatni

Na rysunku 5A pokazany jest schemat powstawania strimera dodatniego. Pierwotna lawina elektronowa dochodzi do anody<sup>15</sup>, a pozostały w jej ogonie ładunek dodatni przyciąga kolejne lawiny, powstałe na skutek wzbudzeń wywoła-

<sup>14</sup>  $\alpha$  jest współczynnikiem z równania (1).

<sup>15</sup> Stąd nazwa tego rodzaju strimera: wychodzi on od anody, a więc od elektrody dodatniej.

nych przez promieniowanie (generowane lawiną pierwotną) (Cooray, s. 70–72, 76–77).



Rys. 5. Strimer dodatni. A – pierwsza lawina osiąga anodę, a pole dodatnie z jej ogona przyciąga kolejne lawiny elektronowe. Po chwili lawina pierwotna przekształca się w kanał strimera dodatniego B, wydłuża się o zasięg lawin wtórnych i przyciąga kolejne

Na rysunku 5B widać już „wyprostowany” kanał strimera dodatniego, do którego dołączają wciąż nowe lawiny elektronowe, stale go wydłużając. Na rysunku można spostrzec obecność ładunków dodatnich oraz ujemnych w kanale strimera. Czytelnika może to dziwić (elektrony „powinny” zostać pochłonięte przez anodę), ale należy zwrócić uwagę na to, że znaczna część elektronów swobodnych jest szybko wychwytywana przez cząsteczki gazu. Wprawdzie rekombinacja z jonami dodatnimi, daje cząsteczki neutralne, ale elektrony mogą też jonizować ujemnie cząsteczki tlenu lub wody (Haddad, s. 14). Takie cząsteczki stają się obdarzone ładunkiem ujemnym, ale nie są już tak ruchliwe jak elektrony (duża masa!) i w skali czasowej związanej z lawinami pozostają na swoich miejscach. Skutkuje to dużą rezystancją kanału strimera, która osiąga wartość nawet kilku megaomów (Haddad, s. 14).

Ponieważ postępujące lawiny elektronowe zbliżają się do silnego pola jonów dodatnich strimera (rys. 5), efektywność ich propagacji rośnie. Z tego powodu, strimer dodatni można uzyskać już przy słabszym polu zewnętrznym niż strimer ujemny (1,5 kV/cm w stosunku do 5 kV/cm) (Cooray, s. 79; Haddad, s. 21)

i w symetrycznej konfiguracji elektrod tego typu wyładowania pojawiają się najczęściej<sup>16</sup>.

W przypadku wyładowań piorunowych, konfiguracja elektrod nie jest symetryczna i zazwyczaj (w 80–90% przypadków) (Cooray, s. 166; Uman, s. 191) pojawia się wyładowanie ujemne<sup>17</sup>. Decyduje o tym kształt „elektrod” w rozważanym problemie. Anodą (elektrodą dodatnią) jest dla pioruna ziemia, która jest płaska i rozległa i emituje stosunkowo jednorodne pole. Z kolei chmura w skali atmosferycznej przyjmuje kształt w przybliżeniu kulisty (Cooray, s. 154). Ładunek kulisty generuje pole elektryczne, które jest najsilniejsze przy samej chmurze, a w większej odległości znacznie zmniejsza swoją wartość. Dlatego kiedy przy ziemi nie ma jeszcze warunków dla propagacji strimera dodatniego, po stronie chmury pole jest wystarczające nawet dla strimera ujemnego.

### Strimery bipolarne

Przy dużych wartościach zewnętrznego pola elektrycznego zdarza się czasem, że lawina elektronowa powstaje w znacznej odległości zarówno od katody, jak i od anody układu. W takim przypadku lawina może rozwijać się zarówno jako strimer dodatni, jak i jako strimer ujemny. Dodatni ogon lawiny przyciąga lawiny wtórne w modelu strimera dodatniego, a ujemne czoło lawiny umożliwia wytwarzanie lawin wtórnych w modelu strimera ujemnego (Cooray, s. 72, 74).

### Wyładowanie liderowe

Rezystancja kanału strimerowego wynosi kilka megaomów i jest za duża, aby umożliwić przepływ prądów piorunowych. W dodatku strimer nie może pokonać odległości od chmury do ziemi, bo pole elektryczne chmury maleje wraz z oddalaniem się od niej i ostatecznie opada poniżej progu propagacji strimera. Dodatkowym problemem jest zanikanie plazmy z czasem (czas, w którym przewodność strimera spada 20-krotnie wynosi około 0,3  $\mu\text{s}$ ) (Raizer, s. 367), co także uniemożliwia formowanie kanału strimerowego na dużych odległościach.

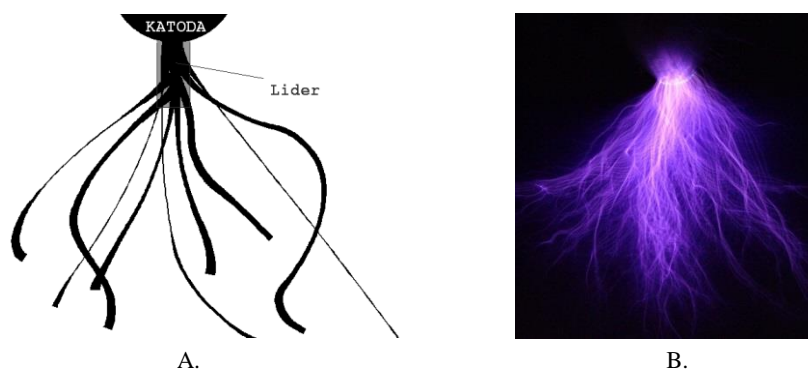
---

<sup>16</sup> Wspominam tu o konfiguracji elektrod gdyż kształt elektrody mocno wpływa na pole elektryczne, które powstaje przy elektrodzie. Na przykład, jeżeli katoda stanowi ostrze, a anoda jest płaska, to w miarę wzrostu napięcia pomiędzy elektrodami pierwszy pojawi się strimer ujemny, chociaż wymaga większego pola aniżeli dodatni. Dzieje się tak z powodu wzmocnienia pola ze względu na kształt elektrody. Dla przypomnienia: pole generowane elektrodą kulistą zmienia się jak  $1/R^2$  (dla małych  $R$  osiąga ogromne wartości), natomiast pole elektrody płaskiej jest stałe.

<sup>17</sup> Proporcje zmieniają się zimą, kiedy chmury formują się niżej nad ziemią, a mróz w znacznym stopniu modyfikuje mechanizmy odpowiedzialne za elektryfikację chmury, w których bardzo istotne jest współdziałanie kropli deszczu, pary wodnej, kryształków lodu, krup śnieżnych i gradzin (zob. ostatni paragraf). Wtedy chmura częściej generuje wyładowanie dodatnie (z obszaru ładunku dodatniego), które charakteryzuje się bardziej niszczycielską siłą i nawet dziesięciokrotnie wyższym prądem niż wyładowanie ujemne (Bodzak, s. 36).



Trudności te zanikają po wygenerowaniu wyładowania liderowego. Malejące pole elektryczne elektrody źródłowej<sup>18</sup> sprzyja powstawaniu rozwidlonych strimerów o ograniczonej długości (tzw. wyładowań koronowych – rys. 6A, B, rys. 7A) (Cooray, s. 104–109; Raizer, s. 367; Haddad, s. 13–14), które zazwyczaj wychodzą ze wspólnego pnia i powodują podgrzanie wspólnej przestrzeni wyładowania. Temperatura kanału plazmowego podnosi się do 1500–2000 K, co wystarcza do oderwania elektronów od ujemnie zjonizowanych cząsteczek gazu<sup>19</sup> (Raizer, s. 365; Cooray, s. 114), powodując gwałtowny wzrost przewodności kanału i przeniesienie potencjału elektrody na jego drugi koniec. W ten sposób tworzy się lider<sup>20</sup> (Haddad, s. 15; Cooray, s. 115; Raizer, s. 364).



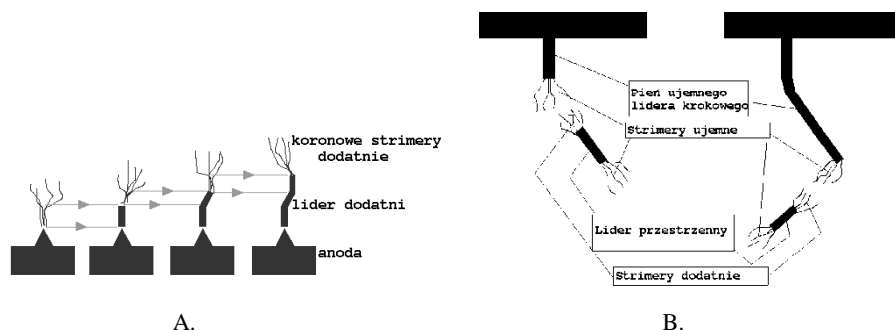
Rys. 6. A – powstawanie ujemnego lidera we wspólnym korzeniu koronowych wyładowań strimerowych (ujemnych); B – fotografia strimerów koronowych emitowanych w doświadczeniach z cewkami Tesli ([www.extremeelectronics.co.uk.org/](http://www.extremeelectronics.co.uk.org/), za zgodą autora). Widać duże opalenie części środkowo-górnej

Przeniesienie potencjału poprzez kanał liderowy powoduje zwiększenie pola elektrycznego na jego zakończeniu. Ponieważ końcówka lidera zachowuje się jak igła (jest stosunkowo wąska), generuje przy swojej granicy duże natężenie pola. Wystarcza ono do wygenerowania kolejnych wyładowań koronowych (już z końcówki lidera), które w końcu prowadzą do „zapłonu” następnego segmentu lidera (Cooray, s. 115; Haddad, s. 15, 12; Raizer, s. 364).

<sup>18</sup> W obszarze zagęszczenia ładunku w przypadku chmury.

<sup>19</sup> Ale jeszcze nie od cząsteczek neutralnych!

<sup>20</sup> Można obrazowo powiedzieć, że tak jak strimer pochłania lawiny, tak lider pochłania strimery (Raizer, s. 364).



Rys. 7. A – powstawanie lidera dodatniego poprzez generowanie sukcesywnych wyładowań strimerowych, podgrzewających przestrzeń: wspólny pień tych wyładowań podgrzewa się i przekształca w następny segment lidera; B – powstawanie ujemnego lidera krokowego. Po lewej pień wyładowania liderowego indukuje pojawienie się lidera przestrzennego. Z obydwu liderów propagują strimery. Po prawej: połączenie liderów oraz indukcja kolejnego lidera przestrzennego

Proces ten postępuje cyklicznie i jest do pewnego stopnia podobny w przypadku liderów dodatnich (wychodzących z anody, rys. 7A) oraz ujemnych (wychodzących z katody, rys. 7B), ale lider ujemny (rys. 7B, typowy dla piorunów) charakteryzuje się pewnymi dodatkowymi właściwościami. Po wytworzeniu pierwszego segmentu liderowego (zgodnie z wcześniejszym opisem) w pewnej odległości od końcówki lidera pojawia się dodatkowe „wyładowanie pilotujące”, tj. zlokalizowany w przestrzeni korzeń drugiego lidera, który rośnie dwukierunkowo: w kierunku lidera ujemnego jako lider dodatni (poprzez dodatnie koronowe wyładowania strimerowe), a także powolnie w kierunku anody, jako lider ujemny (poprzez ujemne koronowe wyładowania strimerowe) (Cooray, s. 119; Rakov, s. 137; Jakubowski, s. 37). Spotkanie się lidera przestrzennego i wcześniej utworzonego fragmentu ujemnego lidera głównego tworzy krok wyładowania liderowego, któremu towarzyszy rozbłysk całego kanału (Cooray, s. 119) (dochodzi do wyrównania potencjałów). Długość kroków ujemnego lidera krokowego (ang. *negative stepped leader*) wynosi od 10 do 100 metrów<sup>21</sup> (Uman, s. 84–85) i umożliwia pokonywanie odległości do ziemi ze średnią prędkością 20–50 km/s (Cooray, s. 120).

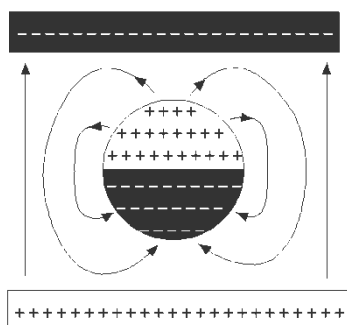
Niestety na chwilę obecną nie jest znany mechanizm powstawania wyładowania pilotującego (Rakov, s.137; Raizer, s. 377). Jedną z trudności w badaniach tego zjawiska są dokładne pomiary jego ewolucji czasowej, ale tak naprawdę ten efekt nie został wyjaśniony nawet w przypadku długich wyładowań iskrowych, dla których takie pomiary istnieją.

<sup>21</sup> Krótsze kroki występują bliżej powierzchni ziemi.

### Sekwencja zdarzeń podczas powstawania pioruna

Podczas powstawania pioruna na samym początku, gdzieś w chmurze, powstają lokalne warunki, dogodne do zainicjowania wyładowania strimerowego. Pojawienie się takich warunków nie jest wcale oczywiste ponieważ zmierzone w chmurach wartości pola elektrycznego zawierają się zwykle w przedziale od 1 do 2 kV/cm, z rzadka dochodząc do 4 kV/cm (Cooray, s. 133). Są to wartości znacznie mniejsze od wartości pola niezbędnej do przebicia powietrza, która w chmurze, przy dwukrotnie niższym ciśnieniu niż na poziomie morza, wynosi około 15 kV/cm<sup>22</sup> (Cooray, s. 134).

Rozpoczęcie wyładowania wymaga więc pojawienia się szczególnej sytuacji. Teoretycy wskazali na możliwość lokalnego powiększenia wartości pola elektrycznego dzięki zawieszonym w chmurze kroplom wody (Cooray, s. 133–138), które pod wpływem pola przyjmują strukturę dipolową (Cooray, s. 19) i mogą wzmacniać je nawet do trzech razy przy samej powierzchni (rys. 8). Wygenerowanie lawiny w takich warunkach wymaga jedynie 5 kV/cm (Cooray, s. 133). Niestety, samo wygenerowanie lawiny nie oznacza jeszcze powstania strimera. Aby osiągnąć to drugie, lawina musi być wystarczająco duża, aby zgromadzić ładunek zapewniający jego propagację. Oznacza to, że pole musi utrzymywać swą wartość w pewnej odległości od kropli, a pole dipoli szybko wygasa. Dlatego nawet dla kropli o promieniu 4mm (duży dipol) do zainicjowania strimera potrzeba wciąż pola zewnętrznego o natężeniu 13,5 kV/cm (Cooray, s. 134), nieznacznie tylko mniejszego od „zwykłych” 15 kV/cm.



Rys. 8. Polaryzacja kropli w polu elektrycznym

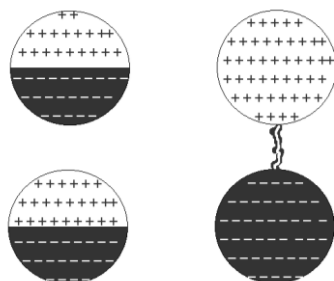
W obliczu tych trudności badacze zaproponowali rozpatrzenie układu dwóch i więcej kropli (Cooray, s. 135). Gdy dwie krople ustawią się w polu elektrycz-

<sup>22</sup> Oznacza to, że dwukrotny spadek ciśnienia zmniejsza dwukrotnie pole elektryczne wymagane do przebicia powietrza. Ma to bezpośredni związek ze wzrostem drogi swobodnej elektronów: mogą teraz rozpędzać się na dłuższym odcinku i osiągnięcie pożądanej energii może odbywać się przy wolniejszym rozpędzaniu.

nym „jedna pod drugą”, to może między nimi dojść do przebicia. Wówczas z dwóch mniejszych dipoli połączonych przewodzącym kanałem plazmowym tworzy się jeden większy (rys. 9).

Wyniki obliczeń pokazują, że przy takich założeniach wymagania odnośnie zewnętrznego pola elektrycznego zmniejszają się i dla promienia kropli równego 4 mm, krytyczna wartość pola osiąga 8 kV/cm. Wartość ta jest wciąż wyższa od natężeń pola spotykanych w chmurze, jednak mechanizm łączenia kropli daje szansę dalszego zmniejszania wymagań poprzez dołączanie kolejnych kropli do łańcucha i powiększanie dipola. Okazuje się, że przy polu zewnętrznym o wartości 2 kV/cm przy kroplach o promieniu 3 mm wystarczającym warunkiem powstania strimera jest utworzenie się łańcucha o długości 15 cm, co (z poprawką na spodziewaną odległość między kroplami) oznacza interakcję 14 kropli wody (Cooray, s. 137).

Wygenerowany strimer porusza się głównie dzięki ładunkowi zgromadzonemu w swojej głowie i z zewnątrz wymaga jedynie pola o natężeniu 2,5–3 kV/cm (Cooray, s. 138). Takie pola są spotykane w chmurach i propagacja strimera nie stanowi większego problemu. Obszar chmury, w którym nastąpiła inicjacja strimera generuje następnie kolejne wyładowania strimerowe, które prowadzą ostatecznie do „zapłonu” wyładowania liderowego. Propagacja tego ostatniego ma jeszcze mniejsze wymagania względem pola zewnętrznego niż wyładowania strimerowe. Wystarcza 1 kV/cm. Jest to właśnie natężenie pola, przy którym zazwyczaj powstają pioruny.



Rys. 9. Połączenie się dwóch małych dipoli (dwóch kropli) w jeden większy pod wpływem przebicia powietrza pomiędzy nimi. W efekcie nowy dipol ma większy ładunek i większą długość

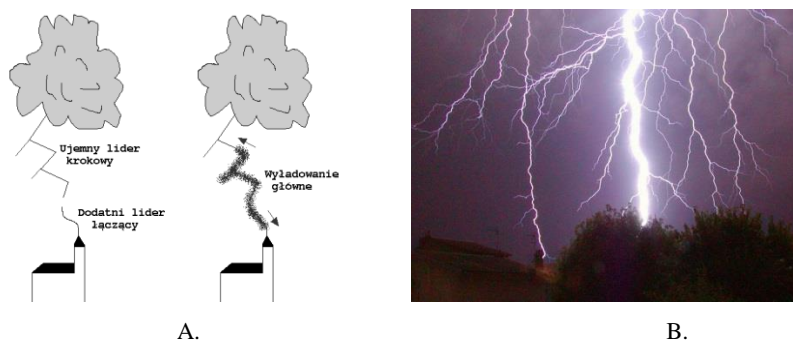
Zapoczątkowany lider biegnie w kierunku ziemi jako ujemny lider krokowy. Kiedy znajduje się dostatecznie blisko jej powierzchni, pole pomiędzy liderem i wysokimi obiektami podłoża<sup>23</sup> staje się wystarczające do inicjacji oddolnych liderowych wyładowań dodatnich, tj. wyznaczników połączenia (ang. *connec-*

<sup>23</sup> Czytelnikom mniej biegłym w fizyce elektryczności przypominam, że pole  $E = U/d$ , gdzie  $U$  to różnica potencjałów, a  $d$  to odległość elektrod. Podczas wyładowania lider krokowy zbliża się do ziemi przenosząc potencjał z chmury, a więc odległość  $d$  sukcesywnie maleje.

ting leaders) (Cooray, s. 155; Uman, s. 99). Od tego momentu naprzeciw siebie biegą ujemny lider krokowy oraz dodatni lider oddolny (rys. 10A). Po ich spotkaniu się (zwykle na wysokości kilkudziesięciu metrów nad ziemią) (Bodzák, s. 43) następuje gwałtowna neutralizacja ładunku wyładowania liderowego i potencjał ziemi przenoszony jest ze średnią prędkością 100 000 km/s na poziom chmury (Cooray, s. 159).

To właśnie jest moment głównego rozbłysku pioruna (uderzenie zwrotne wyładowania głównego, rys. 10B). Szalona różnica potencjałów między liderem dodatnim i ujemnym powoduje przepływ ogromnego prądu (dziesiątki kiloamperów<sup>24</sup>) w kierunku od ziemi do chmury, który powoduje rozgrzanie rdzenia przewodzącej plazmy kanału do (przeciętnie) 20 tysięcy kelwinów<sup>25</sup>. Podgrzanie gazu skutkuje jego cieplną ekspansją. Ekspansja zaś wiąże się z powstaniem fali uderzeniowej, słyszanej jako grzmot<sup>26</sup> (Uman, s. 13; Jakubowski, s. 44).

Kiedy potencjał wyładowanego obszaru chmury zostaje zrównany z potencjałem ziemi może dojść do przebić w obrębie chmury. Ładunki ujemne z sąsiednich obszarów ściągane są do miejsca o wyższym potencjale (Raizer, s. 373; Jakubowski, s. 39). Ponieważ proces ten zajmuje trochę czasu, kanał plazmowy wyładowania głównego schładza się i traci przewodność. Nowy ładunek elektryczny nie może od razu zostać zneutralizowany i konieczne jest utworzenie nowego lidera (Raizer, s. 373).



Rys. 10. A – połączenie się lidera krokowego oraz oddolnego lidera dodatniego, dające w efekcie wyładowanie główne. Dwukierunkowość wyładowania głównego (Cooray, s. 159); B – fotografia uderzenia zwrotnego na tle niezakończonych gałęzi liderów według Wikimedia Commons dla hasła „Lighting”

<sup>24</sup> Przeciętnie 20–30 kA (Uman, s. 122); 5% wyładowań osiąga 80 kA (Cooray, s. 159; Jakubowski, s. 42), a 1%... 200 kA (Uman, s. 122). Dla porównania domowa kuchnia elektryczna może na pełnym obciążeniu pobierać 25 A (gniazdo 400 V)...

<sup>25</sup> Szczytowo w 10 mikrosekundzie osiągnęte jest nawet 30 000 K (Cooray, s. 164).

<sup>26</sup> Jako ciekawostkę można dodać, że długi czas brzemienia grzmotu wynika z rozciągłości błyskawicy (inny jest czas dochodzenia do obserwatora dźwięku z części przyziemnej, a inny z części chmurowej) oraz z obecności echa (Stiekolnikow, s. 38).

Następny lider nosi nazwę lidera strzałowego (ang. *dart leader*) (Bodzak, s. 44; Markowska, s. 17; Jakubowski, s. 39). Lider strzałowy nie musi pokonywać drogi przez „surowe” powietrze, lecz biegnie przez częściowo zjonizowany kanał poprzedniego wyładowania, w którym jego czoło odznacza się wysokim natężeniem pola elektrycznego (wystarczającego do przebicia gazu) (Cooray, s. 197) i w odróżnieniu od „pierwszego” lidera krokowego nie ulega on rozgałęzieniom<sup>27</sup> (Raizer, s. 373; Cooray, s. 129; Uman, s. 154). Kiedy lider strzałowy osiąga ziemię daje początek kolejnemu wyładowaniu o podobnej mocy jak wyładowanie główne. Wyładowanie takie nazywa się wyładowaniem następnym (Markowska, s. 17). Czas trwania wszystkich (zwykle 4 lub 5) (Cooray, s. 129) wyładowań w pojedynczej błyskawicy może wynosić około pół sekundy, neutralizując ładunek około 10 C z wydzieleniem od 1 do 10 GJ energii (Uman, s. 323).

### Gromadzenie ładunku w chmurze

Chmury burzowe (cumulonimbus) powstają jako ekstremalne stadium rozwoju chmur typu cumulus. Powstają one zazwyczaj w wyniku lokalnego podgrzewania powietrza przy powierzchni ziemi<sup>28</sup>, które w efekcie konwekcyjnie przyspiesza ku górze<sup>29</sup>. W miarę wznoszenia się, powietrze takie schładza się i maleje w nim prężność pary nasyconej<sup>30</sup>, aż wreszcie rozpoczyna się kondensacja pary wodnej na zanieczyszczeniach i powstawanie kropli wody lub (na dostatecznie dużych wysokościach) przechłodzonej wody<sup>31</sup> i kryształków lodu, rys. 11 (NASA, Bodzak, s. 26–28). Powstałe cząstki rosną aż do momentu, gdy stają się zbyt ciężkie by wznosić się dalej z prądem konwekcyjnym i wtedy zaczynają opadać (Bodzak, s. 33).

W obecności przeciwnie poruszających się dużych i małych kropli wody oraz kryształków lodu, można się w chmurze spodziewać „pocierania” prowa-

---

<sup>27</sup> Chyba że gromadzenie ładunku w chmurze trwało tak długo, iż ścieżka po wyładowaniu głównym traci (począwszy od pewnego miejsca) przewodność i lider strzałowy przekształca się w klasyczny lider krokowy.

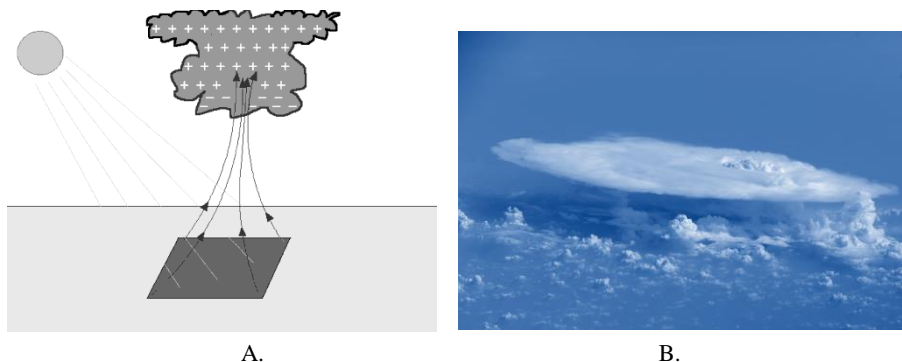
<sup>28</sup> Różne obszary ziemi w różny sposób absorbują promieniowanie słoneczne.

<sup>29</sup> Takie przyspieszone masy powietrza osiągają niekiedy duże prędkości, sięgające nawet 180 km/h w przypadku mocnej burzy. Dzięki takim prądom możliwe jest powstawanie w chmurze gradzin o wielkości jajka, lub większego (<https://courseware.e-education.psu.edu/public/meteo/meteo101demo/Examples/Section6p04.html>, Barański, s. 24). Chmury cumulonimbus potrafią się rozciągać na kilkanaście kilometrów w górę, co oznacza, że dotykają granicy troposfery, gdzie termopauza utrudnia dalszy ruch konwekcyjny ku górze (powietrze z prądu konwekcyjnego przy wznoszeniu rozprężając się schładza, a masy otaczające mają stałą temperaturę i są od niego lżejsze) (Szczeciński, s. 44, 50, 103). Utrudnienie ruchu wznoszącego skutkuje czasem pojawieniem się „kowadła”, jak na rys. 11A, B.

<sup>30</sup> Tzn. maleje pojemność powietrza dla pary. Nie może pomieścić zalegającej pary i ta zaczyna się skraplać.

<sup>31</sup> Krople przechłodzonej wody są w chmurze obecne nawet przy temperaturach rzędu  $-20^{\circ}\text{C}$  (Bodzak, s. 32).

dzącego do jej naelektryzowania. W rezultacie powstaje charakterystyczna struktura dipolowa chmury, przedstawiona na rys. 11<sup>32</sup>.



Rys. 11. A – powstawanie chmury w mechanizmie konwekcyjnym oraz orientacyjna struktura ładunku w obrębie chmury; B – cumulonimbus widziany z kosmosu (Wikipedia: cumulonimbus; zdjęcie pokolorowane)

Jedną ze starszych teorii tłumaczących szczegóły tego „pocierania” jest teoria indukcyjna (Uman, s. 66; Cooray, s. 19–21), która opiera się na wspomnianej już w poprzednim paragrafie (rys. 8) polaryzacji kropelek wody w polu elektrycznym (w górnych warstwach chmury, polaryzują się one ładunkiem dodatnim ku dołowi, a ujemnym ku górze). Wznoszące się wraz z prądem konwekcyjnym małe krople wody zderzają się z dużymi, opadającymi na dół i podczas kolizji kropla mniejsza uzyskuje dodatkową masę kosztem kropli dużej, a skoro uderza w dolną część tej drugiej – zyskuje ładunek dodatni. W tym samym czasie kropla duża traci ładunek i staje się naładowana ujemnie. W ten sposób, przy istniejącym już polu zewnętrznym można się spodziewać separacji ładunków w obrębie chmury burzowej i dalszego wzmacniania pola.

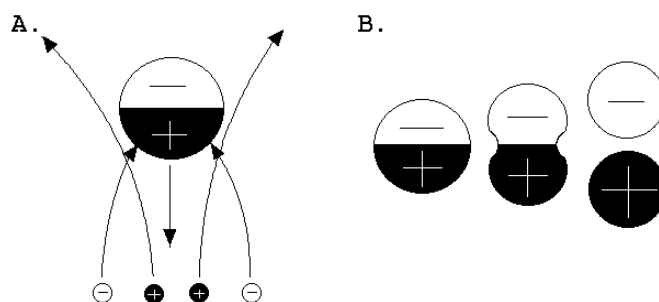
Pojawienie się pierwotnie istniejącego pola można wyjaśniać za pomocą teorii o konwekcyjnym unoszeniu naładowanych mas powietrza (Bodzak, s. 33–34; Stow, s. 41–41; Cooray, s. 21–23; Uman, s. 66). W ramach tej teorii zakłada się, że z powodu wyładowań w otoczeniu iglic naziemnych powietrze zalegające przy powierzchni ziemi jest w niewielkim stopniu naładowane dodatnio<sup>33</sup>. Powietrze z tego obszaru, wraz z jego ładunkiem, jest unoszone w górne partie chmur, gdzie nagromadzenie się ładunku dodatniego przyciąga (ruchliwe) ładunki ujemne z górnych warstw atmosfery, generowane promieniowaniem

<sup>32</sup> Oprócz przedstawionego na rysunku ujemnie naładowanego obszaru podstawy chmury i dodatnio naładowanego szczytu, meteorolodzy często odnajdują jeszcze trzecią, niewielką warstwę ładunku dodatniego, zlokalizowaną poniżej warstwy ładunku ujemnego, która prawdopodobnie ułatwia powstawanie wyładowań.

<sup>33</sup> Takie wyładowania odprowadzają ładunek elektronów do ziemi, pozostawiając w gazie jony dodatnie.

kosmicznym. Przyciągnięte ładunki ujemne wpadają w prądy zstępujące chmury i opadają na jej podstawę.

Głębszego zrozumienia procesów oddziaływania między cząsteczkami chmury dostarczają opisy kilku nowszych teorii elektryzowania z pracy (Cooray, s. 17–44). Część z nich podkreśla rolę cząsteczek lodu, które według obserwacji meteorologicznych są bardzo ważne dla elektryzowania chmur burzowych (Stow, s. 32; Cooray, s. 17; Szczeciński, s. 94). Zanim do nich przejdziemy, dokończymy jednak przegląd teorii kroplowych. Pierwsza z nich uzupełnia teorię indukcyjną o selektywne wychwytywanie jonów przez opadające krople deszczu (Cooray, s. 23). Spolaryzowane w obrębie chmury krople łatwo wychwytyują ładunki ujemne (przyciągane do czoła kropli), natomiast odpychają ładunki dodatnie (rys. 12A). W ten sposób, dochodząc do podstawy chmury krople nabywają ładunku ujemnego. Niestety, mechanizm ten nie działa przy polach o natężeniu powyżej 0,5 kV/cm, ponieważ nadchodzące jony stają się zbyt szybkie by krople mogły je wychwycić.



Rys. 12. A – ilustracja selektywnego wychwyty jonów; B – ilustracja pęknięcia kropli w płaszczyźnie równikowej w obecności zewnętrznego pola elektrycznego  $E$

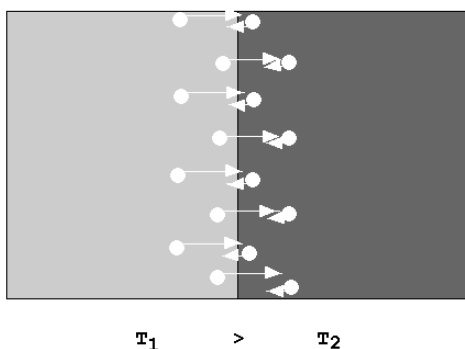
Druga teoria również wykorzystuje polaryzację wody i nosi nazwę teorii „pękających kropli” (Cooray, s. 23). Krople pękające w płaszczyźnie równikowej skutkują powstawaniem przeciwnie naładowanych kropli potomnych (rys. 12B), a szacowana gęstość generowanego w ten sposób ładunku może osiągać 1C na kilometr sześcienny i może wyjaśniać powstawanie dolnej warstwy dodatniej w chmurze.

Następne teorie dotyczą oddziaływań z kryształkami lodu. Na szczególną uwagę zasługują dwie: teoria efektu termoelektrycznego oraz potencjału powierzchniowego. Zacniemy od tej pierwszej (Cooray, s. 25; Nelson, s. 1243). Opiera się ona na spostrzeżeniu, że w kryształkach lodu jony<sup>34</sup>  $H^+$  charakteryzują się większą ruchliwością od jonów  $OH^-$  i ruchliwość ta rośnie z temperaturą.

<sup>34</sup> W opracowaniach tego tematu często spotykamy zamiast jonów  $H^+$  jony  $H_3O^+$ , co odzwierciedla związaną protonów z cząsteczkami wody.



Przy zderzeniu się kryształu cieplejszego z chłodniejszym następuje więc wymiana (głównie) jonów  $H^+$  w kierunku od cieplejszego (z którego wychodzą szybsze jony<sup>35</sup>) do chłodniejszego (z którego wychodzą jony wolniejsze). W efekcie kryształ cieplejszy ładuje się ujemnie, a chłodniejszy dodatnio (rys. 13).



Rys. 13. Termoelektryczne ładowanie kryształu lodu. Kryształ cieplejszy ( $T_1$ ) posiada ruchliwsze protony (w jednostce czasu pokonują większą odległość) i może ich więcej przekazać do kryształu zimniejszego ( $T_2$ ) niż zimniejszy do cieplejszego. Białe kulki oznaczają protony. Jonów  $OH^-$  nie zaznaczono

Teoria potencjału powierzchniowego również wykorzystuje zwiększoną ruchliwość jonów  $H^+$  w stosunku do jonów  $OH^-$  (Cooray, s. 25–27; Nelson, s. 1240). Przyjmując, że wokół kryształka lodu występuje otoczka wodna o grubości proporcjonalnej do tempa wzrostu<sup>36</sup>, w której koncentracja jonów  $H^+$  (i  $OH^-$ ) jest wyższa niż w kryształce (sytuacja praktycznie spotykana np. podczas wzrostu kul gradowych w dolnych partiach chmury), gradient stężeń kieruje te jony w stronę kryształu. Jony  $H^+$  szybciej wnikają do lodu niż jony  $OH^-$ , skutkując jego dodatnim ładowaniem w stosunku do otoczki, która zawiera ładunek ujemny<sup>37</sup>. Odwrotnie jest podczas sublimacji (ujemnego wzrostu), powodującej w lodzie indukowanie się ładunku ujemnego<sup>38</sup> (rys. 14). W praktyce, zmiany ładunku związane z dyfuzją cząstek w objętości kryształu mogą zależeć także

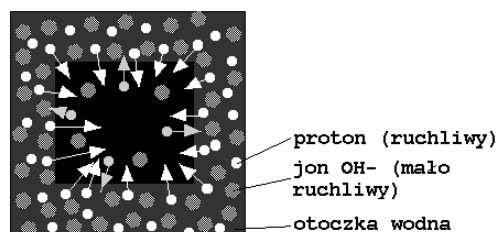
<sup>35</sup> W związku z czym mogą w czasie kontaktu wyjść z głębszych partii kryształu niż po stronie zimnej. Jest ich więc po prostu więcej.

<sup>36</sup> Im szybszy wzrost, tym więcej osadza się wody zanim warstwa przylegająca do lodu zamrznie.

<sup>37</sup> Pomiędzy lodem i otoczką występuje wówczas różnica potencjałów – stąd nazwa teorii.

<sup>38</sup> Niestety w żadnym ze źródeł nie znalazłem opisu sublimacji w formalizmie ruchliwości jonów  $H^+$ . Wydaje się jednak, że po pierwsze, podczas sublimacji nie ma powodów do istnienia warstewki cieczy, a po drugie, być może jony  $H^+$  mogą opuszczać objętość lodu? Według opinii P. Jungwirth i in., Atmos. Res. 76, 2005, s. 193, ten proces jeszcze nie doczekał się propozycji mechanizmu. Wiemy jedynie z doświadczeń, że lód ładuje się w taki, a nie inny sposób.

od obecności zanieczyszczeń: np. obecność rozcieńczonego NaCl w otoczce wodnej rosnącego kryształu skutkuje wnikaniem ładunków ujemnych do struktury lodu (Cooray, s. 24).



Rys. 14. Ideowe powstawanie potencjału powierzchniowego dzięki dyfuzji protonów do wnętrza lodu podczas wzrostu kryształu. Wysokie stężenie protonów w otoczce (ciemnoszara) powoduje, że więcej ich wnika do kryształu (czarny) niż z niego wychodzi (białe strzałki kontra szare strzałki). Jony  $\text{OH}^-$  przedstawione są bez strzałek z uwagi na znacznie niższą ruchliwość w stosunku do  $\text{H}^+$

Do podobnych wniosków prowadzi teoria kwazi-ciekłej otoczki (ang. *quasi-liquid layer*, QLL) wokół lodu (Cooray, s. 27–30). Opiera się ona na spostrzeżeniu, że wzrastający kryształ lodu oprócz ewentualnej ciekłej wody, otoczony jest nieuporządkowaną, kwazi-ciekłą warstwą cząsteczek  $\text{H}_2\text{O}$  (nawet w niskich temperaturach)<sup>39</sup>. Otoczka ta jest tym grubsza im szybciej wzrasta kryształ. Okazuje się, że ze względów energetycznych cząsteczki wody na zewnętrznej granicy otoczki układają się wodorami na zewnątrz<sup>40</sup> (Cooray, s. 27; Fletcher, s. 1288). Taka dipolowa struktura otoczki powoduje, że jony obecne w otoczeniu zaczynają ją ekranować: ładunki ujemne dopływają w okolice powierzchni otoczki, natomiast ładunki dodatnie stanowią bardziej rozmytą warstwę w większej odległości. W konsekwencji otoczka uzyskuje efektywnie ładunek ujemny, a zderzenie się dwóch kryształków lodu o różnych grubościach otoczki powoduje jej utratę z kryształu o grubszej otoczce (ładuje się on dodatnio) na rzecz kryształu o cieńszej otoczce (który zyskuje ładunki ujemne) (rys. 15A).

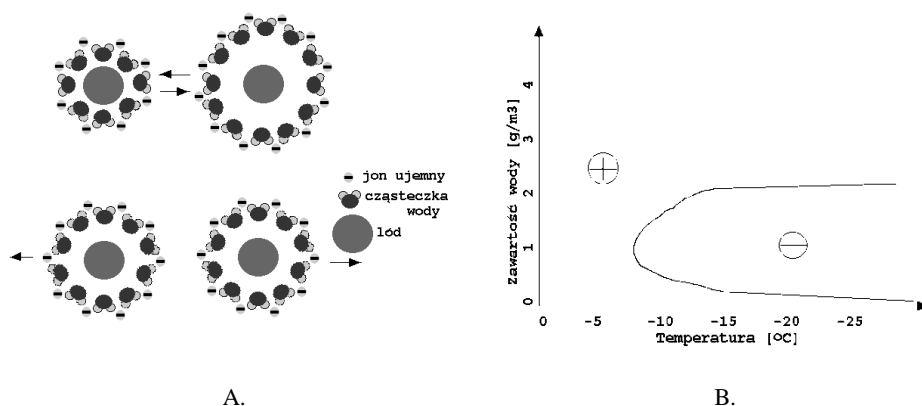
Teoria ta podejmuje też temat osadzania się kropli przechłodzonej wody na krupie śnieżnej<sup>41</sup> (oszranianie<sup>42</sup>, ang. *riming*). W takiej sytuacji woda podnosi

<sup>39</sup> Pomysł występowania takiej warstwy wokół kryształków lodu został zaproponowany jeszcze przez Faradaya w 1860 roku. Według pomiarów adhezji pomiędzy kryształami lodu, warstwa ta może istnieć nawet w temperaturach dochodzących do  $-25^\circ\text{C}$  (Pruppacher, s. 153).

<sup>40</sup> Na potrzeby mnemotechniki można sobie wyobrazić, że ramiona protonowe cząsteczki wody są bardziej od siebie odsunięte w warstwie zewnętrznej (rys. 14). Ścisłe rozumowanie jest jednak znacznie bardziej złożone.

<sup>41</sup> W tym miejscu warto rozróżnić pojęcia krupy śnieżnej i gradzin, ponieważ niedoświadczonemu czytelnikowi może to sprawić problemy (mi sprawiało). Grad zbudowany jest z bryłek lodu (Szczeciński, s. 92), natomiast krupy mają strukturę bliższą strukturze śniegu (Szczeciński, s. 91). Różnice biorą się z ilości wody obecnej w chmurze. Krupy powstają w przypadku, gdy na jądrze

swą temperaturę do 0°C (z powodu ciepła przemiany) i zaczyna zamarzać, intensywnie parując. Krupa ulega ogrzaniu, wzmagając sublimację, ale para z ciepłej kropli powoduje gwałtowny wzrost na powierzchni krupy znajdującej się w jej pobliżu. Im większa zawartość wody w powietrzu, tym więcej kropli osadza się na krupie i tym więcej pojawia się obszarów gwałtownego wzrostu. Ponadto, im wyższa temperatura, tym powolniejszy proces zamarzania kropli i tym dłużej utrzymują się na krupie obszary gwałtownego wzrostu. Z tej przyczyny kolizje krupy z kryształkami lodu przy dużej szansie oddziaływania z obszarem gwałtownego wzrostu (duża zawartość wody, wysoka temperatura) skutkują jej ładowaniem dodatnim, natomiast kolizje przy niskiej szansie napotkania obszaru gwałtownego wzrostu (z szansą napotkania obszaru sublimującego) skutkują jej ładowaniem ujemnym (rys. 15B) (Beard, s. 114; Saunders<sup>2</sup>, s. 349–351).



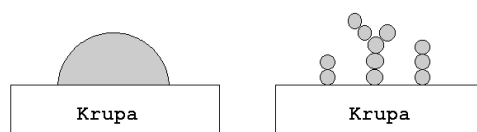
Rys. 15. A – model zderzenia z kwazi-ciekłą otoczką, przyciągającą ujemne ładunki; B – poglądowa zależność znaku ładunku powstałego w krupie śnieżnej na skutek zderzeń z cząsteczkami lodu parametryzowana temperaturą oraz zawartością wody w powietrzu; krzywa Takahashiego z 1978 według Saunders<sup>2</sup> (s. 350).

O przewadze wzrostu nad sublimacją w omawianym procesie decydują często także rozmiary kropli zawieszonych w powietrzu (Cooray, s. 32–38). Napięcie powierzchniowe powoduje, że duże krople wody przylegają do powierzchni krupy na kształt półkuli, natomiast małe zachowują swój kształt kulisty, dodatkowo agregując między sobą w struktury dendrytyczne (rys. 16). W efekcie

cząstki (kryształek lodu, śnieżynka) osiadają powoli małe kropelki przechłodzonej wody, które natychmiast zamarzają, tworząc porowatą strukturę. W przypadku gradzin wody jest więcej i nie cała zamarza od razu, umożliwiając otoczenie zarodka ciekłą otoczką, która zamarza dopiero po czasie w strukturę jednolitą (Fletcher<sup>2</sup>, s. 287).

<sup>42</sup> Termin polski według sylabusu przedmiotu „Modelowanie chmur i procesów chmurowych”, Wydział Fizyki UW.

pojedyncza zamarzająca duża kropla przekazuje do gradziny więcej ciepła przemiany niż kilka małych kropli o tej samej objętości całkowitej. Ponadto, małe krople charakteryzują się większą łączną powierzchnią parowania niż jedna duża kropla. Powoduje to skuteczniejsze dostarczanie pary, stymulującej wzrost krupy. Obydwie różnice powodują zwiększanie się tendencji do ładowania krupy ładunkiem ujemnym w obecności dużych kropli.



Rys. 16. Różnice w zamarzaniu pojedynczej dużej kropli w stosunku do układu kilku mniejszych kropli

Ostatnia teoria nawiązuje do efektu termoelektrycznego oraz do teorii pękającej kropli. Jest to teoria rozkruszania (Cooray, s. 30), która zasadza się na obserwacji, że wzrost szronu na kryształach powoduje jego ocieplenie w partiach zewnętrznych z powodu ciepła przemiany zamarzającej pary. Prowadzi to do efektu termoelektrycznego (o którym już była mowa), ale nie tłumaczy on w pełni wyników laboratoryjnego pomiaru ładunku powstającego po rozkruszeniu lodu. Aby poprawić przewidywania teoretyczne zaproponowano, że protony, które w kryształach poruszają się w podwójnych studniach potencjału (między atomami tlenu sąsiednich cząsteczek wody<sup>43</sup>), w obecności gradientu temperatury pozostają nieco dłużej po stronie chłodniejszej<sup>44</sup>, skutkując (przeciętnie) dodatnim ładowaniem chłodniejszej części lodu po rozłamaniu.

### Podsumowanie

Artykuł omawia zasady powstawania wyładowań atmosferycznych oraz powstawanie ładunków elektrycznych w chmurach. Ponieważ nie zajmuję się zawodowo geofizyką, fizyką plazmy ani meteorologią, starałem się ostrożnie formułować zdania i popierać je stosownymi fragmentami literatury z dokładnością do stron, na których można rozwinąć interesujący czytelnika temat. Czasem wymagało to dłuższego poszukiwania materiałów dodatkowych, które ujmowały problem w czytelny sposób<sup>45</sup>. Polskie słownictwo zostało częściowo zaadaptowane z pracy Pawła Bodzaka z IMGW, rozprawy doktorskiej R. Markowskiej, artykułu Piotra Barańskiego (Barański, 2005) oraz na podstawie

<sup>43</sup> Ten przebieg potencjału obrazuje obecność wiązań wodorowych. Zob. np. rys. 1 w pracy J. Heberle, *A local area network of protonated water molecules*, *Biophys. J.* 87, 2004.

<sup>44</sup> Bo ma mniejszą energię termiczną i trudniej mu wyskoczyć ze studni potencjału.

<sup>45</sup> Dotyczy to w szczególności części poświęconej gromadzeniu się ładunków elektrycznych w chmurze.

opracowań ze strony [laff.ovh.org](http://laff.ovh.org)<sup>46</sup>. W celu zapewnienia poprawnego słownictwa przeglądałem też starsze, obecnie mniej aktualne pozycje, takie jak książka Stiekolnikow czy Jakubowskiego. Mam nadzieję, że ostateczny kształt artykułu nieprzeładowany wzorami matematycznymi i opatrzony licznymi rysunkami, jest przystępny dla każdego zainteresowanego czytelnika, a podane odnośniki umożliwią dalsze studia literaturowe tej ciekawej dziedziny nauki.

## Literatura

- [1] L.P. Babich, *Radial expansion of electron avalanche*, Izvestia Vysshikh Uchenykh Zavedenii, Radiofizika 28, 1985
- [2] P. Barański, *Uderzające pioruny*, Academia 4, 2005 (dostępne online)
- [3] P. Bodzak, *Detekcja i lokalizacja wyładowań atmosferycznych*, IMGW, 2006 (dostępne online)
- [4] K.V.K. Beard, H.T. Ochs, *Charging mechanisms in clouds and thunderstorms* [w:] *The Earth's electrical environment*, National Academy Press, 1986 (dostępne online)
- [5] V. Cooray, *The lightning flash*, The Institution of Engineering and Technology, 2008
- [6] N.H. Fletcher, *Surface structure of water and ice II. A revised model*. Phil. Mag. 18, 1968
- [7] N.H. Fletcher<sup>2</sup>, *The physics of rainclouds*, Cambridge University Press, 1966 (fragmenty dostępne przez Google Books)
- [8] A. Haddad, D. Warne, *Advances in high voltage engineering*, The Institution of Engineering and Technology, 2007
- [9] J.L. Jakubowski, *Piorun ujarzmiony*, WP, 1957
- [10] R. Markowska, *Analiza zagrożenia piorunowego urządzeń w obiektach radiokomunikacyjnych*. Rozprawa doktorska Politechniki Białostockiej, 2006
- [11] NASA – materiał edukacyjny, CLOUDS, [http://ads-www.larc.nasa.gov/edu\\_act/clouds.html](http://ads-www.larc.nasa.gov/edu_act/clouds.html)
- [12] J. Nelson, M. Baker, *Charging of ice vapor interfaces: applications to thunderstorms*, Atmos. Chem. Phys. 3, 2003
- [13] H.R. Pruppacher, J.D. Klett, *Microphysics of clouds and precipitation*, Kluwer, 1997
- [14] H. Raether, *The electron avalanche and its development*, Appl. Sci. Res. B 5, 1956
- [15] Y.P. Raizer, *Gas discharge physics*, Springer, 1991
- [16] V. Rakov, M.A. Uman, *Lightning physics and effects*, Cambridge University Press, 2007 (fragmenty dostępne przez Google Books)
- [17] C.P.R. Saunders, *Thunderstorm electrification laboratory experiments and charging mechanisms*, J. Geophys. Res. 99, 1994
- [18] C. Saunders<sup>2</sup>, *Charge separation mechanisms in clouds*, Space Sci. Rev. 137, 2008
- [19] I.S. Stiekolnikow, *Piorun, błyskawica i grzmot*, Książka i Wiedza 1949
- [20] C.D. Stow, *Atmospheric electricity*, Reports on Progress in Physics 32, 1969
- [21] Cz. Szczeciński, *Meteorologia dla wszystkich*, WKiŁ 1962
- [22] C.L. Wadhwa, *High voltage engineering*, New Age International, 2012 (rozdział dostępne online)
- [23] M.A. Uman, *The lightning discharge*, Academic Press, 1987

---

<sup>46</sup> [http://laff.ovh.org/twn/opracowania\\_2.doc](http://laff.ovh.org/twn/opracowania_2.doc). Niestety brak nazwiska autora.