

BEITRAG AUS DER REIHE:

Karl-Heinz Lotze, Werner B. Schneider (Hrsg.)

Wege in der Physikdidaktik Band 5 Naturphänomene und Astronomie

ISBN 3 - 7896 - 0666 - 9

Verlag Palm & Enke, Erlangen und Jena 2002

Anmerkung:

Die Bände 1 bis 5 sind (Ausnahme Band 5) im Buchhandel vergriffen.
Die einzelnen Beiträge stehen jedoch auf der Homepage

<http://www.solstice.de>

zum freien Herunterladen zur Verfügung.

Das Copyright liegt bei den Autoren und Herausgebern.

Zum privaten Gebrauch dürfen die Beiträge unter Angabe der Quelle
genutzt werden. Auf der Homepage

www.solstice.de

werden noch weitere Materialien zur Verfügung gestellt.

Herbert Möller†

Gewitterelektrizität

1 Ladungsverteilung in einer Gewitterwolke

In einer typischen Gewitterwolke herrscht ein Getümmel von Wind, Wasser, Eis und Wasserdampf in Gegenwart eines Gravitationsfeldes und eines Temperaturgradienten. Dadurch entstehen zahlreiche Möglichkeiten der Wechselwirkung zwischen Wasser- und Eisteilchen, die Ladungstrennungen zur Folge haben können. Beispiele für derartige Vorgänge sind: relativ zueinander bewegte Teilchen, Begegnung verschiedenartiger Niederschlagsteilchen mit Influenzeffekten und Ladungsaustausch zwischen den Teilchen, Berührung gleichartiger Niederschlagsteilchen verschiedener Größe, Zerfallen von Teilchen, Absplittern oder Zerstäuben, Volta-Effekte zwischen Teilchen gleicher oder verschiedener Phase (z.B. Anreifen, Vergraupelung), elektrochemische Prozesse usw. .

Durch einen oder mehrere derartige Effekte erhält der obere Teil einer Gewitter-

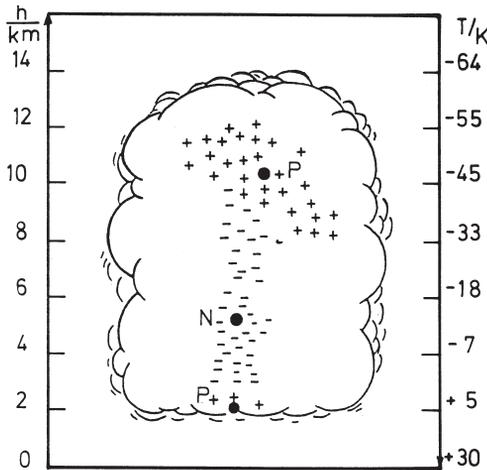


Abb. 1: Ladungsverteilung in einer Gewitterwolke

wolke einen Überschuss an positiver Ladung, während der untere Teil ein Übergewicht an negativer Ladung trägt. Zusätzlich zu den Hauptladungen der Gewitterwolke existiert noch eine kleine Tasche mit positiver Ladung in dem Basisgebiet der Wolke. (Der Gesamtbetrag der in einer Gewitterwolke durch Trennung entstandenen freien Ladung beläuft sich auf ca. 600 bis 1600 C). Die Hauptladungsregionen haben Durchmesser in der Größenordnung von Kilometern und beinhalten 30 bis 60 C. Abb. 1 zeigt die zu erwartende Ladungsverteilung in einer Gewitterwolke [1].

Die dicken schwarzen Punkte geben die Lage hypothetischer Punktladungen an, die in der Nachbarschaft der Gewitterwolke die beobachtete elektrische Feldstärke erzeugen würden. Dabei ergäbe sich typischerweise für P+40C, für N-40C und für P+10C als jeweiliger Ladungswert. Die Hauptladungen der Gewitterwolke haben in gewissem Sinn die Wirkung eines elektrischen Dipols. Das überwiegend negativ geladene Gebiet ist häufig weniger als 1 km dick, also relativ flach und liegt in etwa 6 km Höhe bei einer Temperatur von ca. -15° C. Die stärksten elektrischen Felder befinden sich an den Ober- und Untergrenzen der hauptsächlich negativ geladenen Schicht. In etwa 20 km Entfernung von einer Gewitterwolke ist das elektrische Feld gleich dem Schönwetterfeld (100 V/m). In einer Entfernung von 6 bis 8 km wächst die elektrische Feldstärke am Boden auf rund 5 kV/m an und erreicht beim Durchzug des Gewitters Werte von 10 bis 20 kV/m, wobei gelegentlich starke Überschreitungen dieser Zahlen für Bruchteile von Sekunden vorkommen.

Will man aus dem Modell in Abb. 1 die Werte für die Feldstärke \vec{E} am Erdboden und für die Spannung U zwischen dem Erdboden und der Unterseite der Gewitterwolke berechnen, so muss man die Influenzladungen am Erdboden gemäß der Methode der elektrischen Bilder berücksichtigen. Nimmt man die Höhen von P und N mit 10 km bzw. 5 km an und vernachlässigt die kleine positive Ladung am Boden der Gewitterwolke, so ergibt sich unter der Annahme kugelsymmetrischer Felder direkt unter P und N am Erdboden eine nach oben gerichtete Feldstärke von 22 kV/m, denn nach Abb. 2 folgt:

$$\vec{E} = 2 \cdot (\vec{E}_N - \vec{E}_P) = 1.80 \cdot 10^{10} \cdot (40 / (25 \cdot 10^6) - 40 / 10^8) \text{ V/m} = 22 \text{ kV/m}$$

(mit $1 / 2\pi\epsilon_0 = 1.80 \cdot 10^{10} \text{ Vm/As}$)

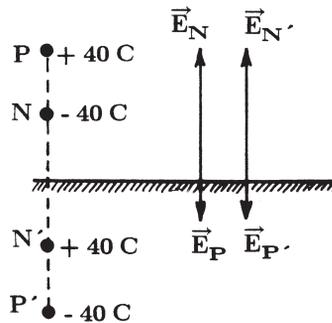


Abb. 2: Skizze zur Abschätzung der Ladungen in den Höhen P (10km) und N (5km) mit Hilfe der Influenzladungen am Boden und der Methode der elektrischen Bilder.

Felder dieser Größenordnung wurden auch innerhalb von Gewitterwolken durch Flugzeuge gemessen. In der Nachbarschaft von Ladungskonzentrationen kann allerdings die Feldstärke wesentlich größer sein und bis 400 kV/m betragen. Ein

Flugzeug registrierte in einer Gewitterwolke, kurz bevor es vom Blitz getroffen wurde, 340 kV/m. Nimmt man an, dass die Unterseite der Gewitterwolke 2 km über dem Erdboden liegt, so erhält man für die oben erwähnte Spannung U den Wert: $U = 0,90 \cdot 10^{10} (1/8 - 1/3 + 1/7 - 1/12) \cdot 40 \cdot 10^{-2} \text{V}$ d.h. ungefähr $-54 \cdot 10^6 \text{V}$. Im allgemeinen beträgt die Spannung zwischen Gewitterwolke und Erde 10^7 bis 10^8V .

2 Blitze

Überschreitet die Ladungstrennung in den Wolken ein gewisses Maß, so kommt es zum elektrischen Durchbruch in Gestalt eines gigantischen Funkenüberschlags, eines Blitzes.



Abb. 3: Beispiel für Blitze zwischen Erde und Wolken (Foto W. B. Schneider)

Aus Laborexperimenten ist bekannt, dass ein Funkenüberschlag zwischen großflächigen Elektroden in trockener Luft bei normalem Druck eine Feldstärke von $3 \cdot 10^6 \text{V/m}$ benötigt. Dieser Wert verringert sich auf 10^6V/m bei Anwesenheit feiner Wassertröpfchen. Für die Entstehung eines 3km langen Blitzes müsste demnach eine auslösende Spannung von einigen Milliarden Volt vorhanden sein. In Wirklichkeit sind aber dafür im Mittel nur 45 Millionen Volt, d.h. etwa 1/100 bis 1/200 der zum freien Überschlag notwendigen Spannung erforderlich. Die Auslösefeldstärke muss mit etwa 200 bis 300 kV/m angenommen werden, braucht aber in dieser Größe nicht im ganzen zu durchschlagenden Raumgebiet aufzutreten. In einem bereits existierenden Stück eines Entladungskanals ist nämlich der Spannungsabfall relativ niedrig, so dass sich der ursprünglich längs der gesamten Kanalstrecke vorhandene Potentialabfall an den Kanalenden zusammendrängt und hier steiler wird. Der Kanal kann so auch in Räume mit schwächerer Feldstärke vordringen. Die Ausbildung eines Entladungskanals beginnt wahrscheinlich an Spitzen oder Kanten fester Niederschlagsteilchen (Eiskristallen, Graupeln) oder an flüssigen Niederschlagselementen, die sich in elektrischen Feldern zu länglichen Gebilden verformen. An Spitzen kann nämlich die Feldstärke bis zu 2400mal größer als die mittlere Feldstärke sein.

Das Grundelement eines jeden elektrischen Durchbruchmechanismus ist die Elektronenlawine. Sie entsteht aus einem freien Elektron, das z.B. durch Höhenstrah-



Abb. 4: Beispiel für einen Blitz zwischen Wolken (Foto W. B. Schneider)

lung oder Radioaktivität erzeugt wurde, durch Stoßionisation, für die in Luft eine Feldstärke von mindestens $2,4 \cdot 10^6 \text{V/m}$ erforderlich ist. In einer solchen Lawine wächst die Elektronenzahl im Laufe der Zeit sehr schnell (theoretisch exponentiell) an. Kann das ursprüngliche Elektron in einem Feld von $3 \cdot 10^6 \text{V/m}$ eine Strecke von 1cm zurücklegen, so erzeugt es eine Lawine von 10^7 Elektronen. Die freigesetzten Elektronen lassen natürlich hinter sich eine große Zahl positiver Ionen zurück, die eine positive Raumladung längs des Weges der Elektronen bilden. Abb. 5 zeigt Gestalt und Ladungsverteilung in einer Elektronenlawine zu zwei

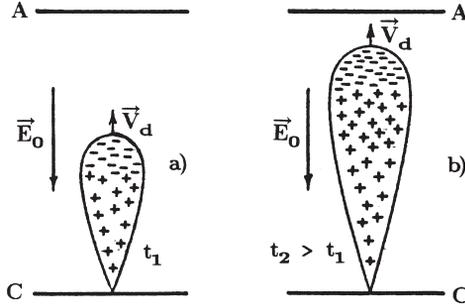


Abb. 5: Gestalt und Ladungsverteilung in einer Elektronenlawine (n. [9]).

aufeinanderfolgenden Zeitpunkten t_1, t_2 . \vec{E}_0 bedeutet das äußere Feld und \vec{v}_D die Driftgeschwindigkeit des Lawinenkopfes. Der Lawinenkörper hat die Form eines Keiles mit abgerundetem Kopf. Wichtige Informationen über Elektronenla-



Abb. 6: (n. [12])

winen erhielt man mittels der Wilsonschen Nebelkammer durch Kondensation von Wassertröpfchen an den zurückgebliebenen positiven Ionen (vgl. Abb. 6), wobei die Dichte dieser Tröpfchen annähernd direkt proportional zur Ionendichte ist. Die Länge der Lawine und ihre Lebensdauer liefern die Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Das Fortschreiten der Lawine geschieht mit 200 km/s. Die Lichtemission der angeregten Atome und Moleküle ermöglicht auch eine Fotografie der Elektronenlawinen. Allerdings müssen dabei wegen der geringen Lichtausbeute elektronische Bildverstärker eingesetzt werden.

Eine Elektronenlawine erzeugt ein eigenes elektrisches Feld \vec{E}' , das sich vektoriell zum äußeren Feld \vec{E}_0 addiert (s. Abb. 7). Dabei fällt auf, dass die Resultierende \vec{E} von \vec{E}_0 und \vec{E}' vor dem Lawinenkopf deutlich größer als \vec{E}_0 ist, also hier verstärkt wird. Ähnliches gilt für das positive hintere Lawinenende. Dagegen ist an den seitlichen Lawinenrändern und hinter dem Lawinenkopf \vec{E} viel schwä-

cher als \vec{E}_0 . Bei den Ionisationsvorgängen in der Lawine entstehen auch energiereiche Photonen, die Photoionisation in der Umgebung der Lawine bewirken. (Die Ionisierungsarbeit von N_2 beträgt 15,6 eV. Die zur Photoionisation erforderliche Wellenlänge muss daher kleiner als 78.5 nm sein). Die dabei gebildeten Elektronen können bei genügend großer Feldstärke, also vor allem vor dem negativen Kopf K und hinter dem Raumladungszentrum p der Primärlawine, sekundäre Lawinen erzeugen, die entgegengerichtet zu \vec{E} vorwachsen. Die sich in dem starken Gesamtfeld \vec{E} vor K schnell vorwärts bewegenden Frontelektronen von K vereinigen sich dann mit den positiven Ionenschweifchen der Sekundärlawinen und bilden wegen der geringen Feldstärke \vec{E} hinter dem alten bzw. neuen Kopf K mit diesen Schweifchen ein quasineutrales Plasma (Abb. 8).

Ebenso können am hinteren Ende S der Primärlawine die negativen Köpfe der Sekundärlawinen mit den positiven Ionen der Primärlawine zu einem quasineutralen Plasma zusammenwachsen. Gleichzeitig ist die ursprünglich bei K und S befindliche negative bzw. positive Ladung um ein Stück parallel zur Richtung von

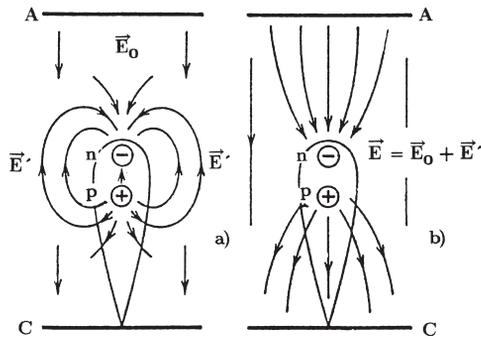


Abb. 7: Elektronenlawine und äußeres Feld (n. [9]); n,p: Raumladungszentren

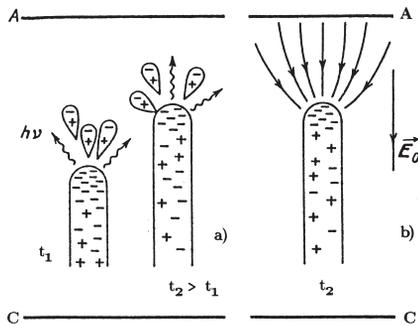


Abb. 8 a) Sekundärlawinen und Photonen; b) Elektrisches Feld in der Nähe des Kopfes (n. [9])

\vec{E} vorangewachsen. Durch Wiederholung der geschilderten Vorgänge entsteht so aus der Primärlawine ein schwach ionisierter Plasmakanal, dessen Durchmesser ungefähr gleich dem Maximaldurchmesser der Primärlawine ist (10^{-4} bis 10^{-3} m) und der als Streamer bezeichnet wird. In seinem Kanal nimmt die Leitfähigkeit hinter seinem Kopf rasch ab. Experimente haben gezeigt, dass die Wachstumsgeschwindigkeit eines Streamers mit seiner Länge und der Stärke des äußeren Feldes zunimmt und zwischen 100 und 2000 km/s liegt. Die Ladungsdichte ist ungefähr gleich dem Maximalwert der Ladungsdichte ($\approx 10^{12}/\text{cm}^3$) in einer Elektronenlawine. Eine Elektronenlawine kann sich nur dann in einen Streamer entwickeln, wenn das Feld ihrer Raumladung bis zur Größenordnung des äußeren Feldes anwächst. Da der Streamer bis zu einem gewissen Grad einen Leiter darstellt, trägt er das Potential seines Entstehungsortes näher zu den Ladungen am Ende des äußeren Feldes und erhöht damit die Feldstärke vor dem Streamerkopf, so dass dieser immer schneller vorankommt. Abb. 9 zeigt das Nebelkammerbild einer Streamerentwicklung aus zwei Elektronenlawinen (n. [7]). Die den Streamer erzeugenden Photonen werden in zufälliger Weise emittiert und absorbiert. Eine Anzahl von Sekundärlawinen kann sich daher plötzlich in geänderter Hauptrichtung ausbreiten, wenn es das Gesamtfeld \vec{E} erfordert (Zick-Zacklinie eines Streamers). Auch können sich mehrere Streamer parallel entwickeln. Am Anfang eines Blitzes bildet sich allem Anschein nach ebenfalls ein Streamer (Pilotstreamer) mit einer Stromstärke von einigen Ampere oder auch nur einigen Zehntelampere. Wegen dieser relativ geringen Stromstärke und infolge niedriger Ionisationsdichte kann ein Pilotstreamer nicht mit einer Hochgeschwindigkeitskamera fotografiert werden, dürfte aber unter Umständen mit bloßem Auge sichtbar sein. So wurde z.B. bei Laborexperimenten zur Entstehung elektrischer Funken zwischen Metallelektroden ein schwacher verschwommener Leuchtfaden beobachtet, der unmittelbar vor der hellen Hauptentladung den Luftraum zwischen den Elektroden von der Kathode aus sehr schnell überquerte. Möglicherweise entspricht der Pilotstreamer eines Blitzes dieser Erscheinung.



Abb. 9: Streamerentwicklung

Das Wachstum eines Streamers stoppt im allgemeinen infolge Abnahme der Leitfähigkeit in seinem Kanal durch Elektronenanlagerung bereits nach einigen zehn Mikrosekunden, im Mittel also nach einigen zehn Metern. Ferner zerfällt in den älteren Streamerteilen die Ionisation im Laufe der Zeit bis zu einem gewissen Grad durch Rekombination, wodurch der Widerstand dieser Streamerteile erheblich zunimmt. Als Folge davon baut sich in dem näher zum Streameranfang gelegenen Kanalabschnitt ein hohes Potential auf. Hat dieses eine kritische Grenze erreicht, kann der an das hohe Potential anschließende Kanalteil wieder stark ionisiert

werden. Ein neuer Strom von Elektronen mit einer hell leuchtenden Spitze, verbunden mit einem jähren Ionisationsschub, bewegt sich dann mit einer Geschwindigkeit von im Mittel 50000 km/s entlang des alten Kanals. Geschieht dasselbe für parallel entwickelte Streamer, so kann es auch zur Verschmelzung mehrerer Streamerkanäle kommen.

Insgesamt entsteht so eine neue energiereichere Entladungsform, die häufig als Leader bezeichnet wird. Sie bringt den Entladungskanal zu hellerem Leuchten. Geschwindigkeit und Intensität des Leaders nehmen bei seiner Annäherung an den Streamerkopf zu. Besonders genau untersucht wurde der Leader, der als gestufter Vorgang bei der Entwicklung eines von einer negativen Ladungskonzentration L in einer Gewitterwolke ausgehenden Erdblitzes auftritt (Stufenleader oder step leader) und mit Hochgeschwindigkeitskameras fotografiert werden kann (Abb. 10 und Abb. 11).

Aus Abb. 10 und 11 kann man folgendes entnehmen: Wenn der von L kommende Pilotstreamer um ein bestimmtes Wegstück (10 - 200 m) vorangekommen ist, star-



Abb. 10: Fotografie von Blitzen: a) mit einer Hochgeschwindigkeitskamera und b) mit einer normalen Kamera (n. [11]).

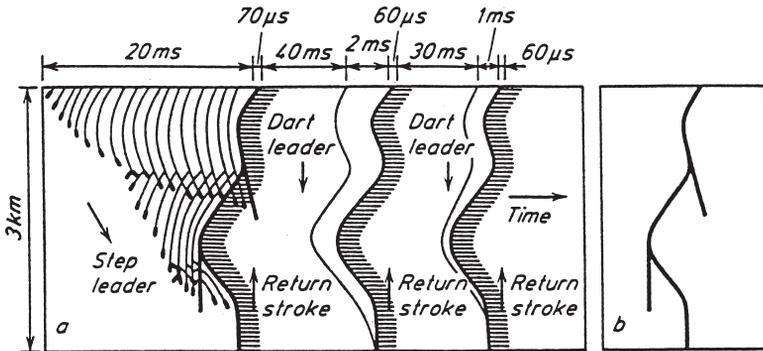


Abb. 11: a) Skizze eines mit einer Boy's-Kamera auf bewegten Film aufgenommenen Blitzes und b) Skizze eines Blitzes bei normaler Kamera (n. [9])

tet ein Leader, der nach kurzer Zeit den Kopf des wesentlich langsameren Streamers einholt und dann etwa 31 bis 91 μs (Mittelwert ca. 50 μs) stehen bleibt. Während dieser Pause rückt der Streamer mit seiner geringeren Geschwindigkeit weiter vor. Am Ende der Pause startet von L aus ein weiterer Strom von Elektronen und bewegt sich wieder mit hoher Geschwindigkeit als leuchtender Leader entlang des vorbereiteten Streamerkanales bis zur neuen Position des Streamerkopfes. Dieses schrittweise Vorstoßen wiederholt sich viele Male, bis der Erdboden oder eine von ihm dem Leader entgegenwachsende Fangentladung erreicht ist. Bei diesem gestuften Vorrücken erscheint der jeweils vorderste Teil des Leaders als begrenzte, hell leuchtende Region, ähnlich einem langgestreckten Feuerball, dessen Länge im Mittel etwa 50 m misst und im wesentlichen dem vom vorausgegangenen Streamer neu bereiteten Wegstück entspricht. Jeder helle Abschnitt erscheint somit als das Ende einer Entladung geringerer Helligkeit, die sich bis zum Ausgangspunkt L erstreckt. Vermutlich sind die höhere Geschwindigkeit und die vermehrte Intensität des Leaders an seinem Bahnende sowie eine Verengung seines Kanals Ursache der starken Helligkeitszunahme. Weiter zeigt sich, dass die verstärkt aufleuchtenden Abschnitte sich gegenseitig überlappen. D.h. jeder neue Abschnitt beginnt etwas zurückliegend vor dem Ende des vorherigen, so dass nur ein gewisser Prozentsatz des hinzugekommenen Leaderteiles wirklich ganz neu ist. Infolge der Pausen entwickelt sich dieser Leader insgesamt nur mit einer mittleren Geschwindigkeit von 500 km/s. Der Anfang eines stark leuchtenden Abschnittes ist öfter auch der Ausgangspunkt einer Verzweigung, die bei abwärts verlaufenden Blitzen nach unten gerichtet ist.

Von dem Stufenleader eines Blitzes wird durch Elektronen im Mittel die beachtliche Ladungsmenge von $5C$ transportiert (mittlere Stromstärke ca. 100 A). Diese von den geladenen Wolkenregionen abgezapften Elektronen sind anfangs über den ganzen Entladungskanal verteilt (einschließlich seiner Verzweigungen), nehmen aber mit der Zeit durch Rekombination mit positiven Ionen und durch Diffusion zahlenmäßig ziemlich stark ab. Funkenüberschläge in dem den Ausgangspunkt L des Pilotstreamers umgebenden Wolkengebiet sorgen in zunehmendem Maß dafür, dass für den Streamer- bzw. Leaderprozess genügend Elektronen zur Verfügung stehen. Wolkenblitze versorgen also die Entladungsvorgänge in der freien, unberührten Luft mit kanalisierter Wolkenladung. Voraussetzung dafür ist natürlich, dass sich die Vorstufen dieser Wolkenblitze bei niedrigeren Potentialgradienten bilden als die entsprechenden Vorgänge in der Luft außerhalb der Wolke. Die durch den Leader näher zur Erde gebrachte, innerhalb seines Kanals vorhandene negative Ladung erhöht den Potentialgradienten in Richtung zum Erdboden. Die Leader und ihre Spitzen zeigen daher bei Annäherung an die Erdoberfläche eine viel größere Helligkeit und erhöhte effektive Geschwindigkeit. Gelangt die Leaderspitze in Bodennähe, so kann durch starke Influenzwirkungen der von oben kommenden Entladung von der Erde aus ein weiterer Streamer mit

nachfolgendem Leader entgegenwachsen. Ist diese Fangentladung genügend lang, so ist auch hierbei ein stufenweises Vorrücken möglich. Viele Forscher meinen, dass der von uns betrachtete, aus den Wolken kommende Stufenleader mit einer lokalen elektrischen Entladung zwischen der n- und p-Region einer Gewitterwolke beginnt. Die sich dann einstellende stark konzentrierte negative Ladung in der Wolkenbasis könnte ein genügend großes elektrisches Feld für die Zündung der Vorstufen eines Blitzes erzeugen.

Fotografische Aufzeichnungen ergeben, dass der Durchmesser leuchtender Stufenleader zwischen 1m und 10m schwankt, doch ist man größtenteils der Meinung, dass der Strom nur in einem engen leitenden Kern im Zentrum des beobachteten leuchtenden Kanals fließt und dass der gemessene, relativ große Durchmesser zu einer den Kern umgebenden Koronahülle gehört. Laborexperimente zeigen, dass Leader ein dünner hochionisierter und sehr gut leitender Kanal ist, der ausgehend von einer Region großer Feldstärke entlang des von vorausgehenden Streamern vorbereiteten Weges fortschreitet.

Dieser Kanal überträgt das Potential seiner Ausgangsregion auf seine Spitze in erheblich größerem Ausmaß als ein Streamer. Der Leaderkopf ist ähnlich wie eine Metallspitze die Quelle eines außerordentlich starken Feldes. Es können daher auf ihm mehrere Streamer entspringen, welche die erforderliche Elektronendichte vorbereiten und später die Möglichkeit haben, sich im Leaderkanal zu vereinigen.

Die Elektronen können das Gas in dem starken Feld des Leaderkopfes intensiv ionisieren und erzeugen so einen neuen Kopf und sorgen damit für das Fortschreiten des hochionisierten Kanals. Der Leader entwickelt sich also aus der Absorption von Streamern, ähnlich wie ein Streamer aus der Absorption von Elektronenlawinen (s. Abb. 12, n. [9]). Eine wichtige Bedingung für die Bildung eines Leaders in Luft ist ein Anstieg der Temperatur in seinem Kanal zwecks Unterdrückung einer Abnahme der Leitfähigkeit durch Elektronenanlagerung. Diese Temperaturerhöhung ist nur durch Zusammenwirken mehrerer Streamerströme möglich.

Bekommt der Stufenleader eines negativen Erdblitzes Kontakt mit der Erdoberfläche (direkt oder über eine Fangentladung), so muss der Leaderkopf seine Ladung sofort abgeben und Erdpotential annehmen, während der Rest des Leaders zunächst noch negativ geladen bleibt und negatives Potential hat. Etwas ähnliches geschieht, wenn eine auf konstantem Potential befindliche, geladene Hochspannungsleitung an ihrem Ende kurzgeschlossen wird. Eine Retourwelle des Potentialzerfalls und der Neutralisation eines großen Teils der Ladungen des Leaderkanals und der ihn umgebenden Hülle,



Abb. 12: Zur Entwicklung des Leaders

verbunden mit hohen Feldstärken an der Wellenfront, läuft dann den Kanal in Richtung Wolke entlang und erzeugt dabei das bekannte grelle Aufleuchten und die anderen eindrucksvollen Wirkungen des Blitzes.

Ein vereinfachtes Modell für diesen Vorgang ist die Entladung einer ideal leitenden, gleichmäßig (z.B. negativ) geladenen, senkrechten Geraden g (Draht) zur Erde. Die Skizze in Abb. 13 [n. [9)] veranschaulicht die hierbei nach dem Erd-

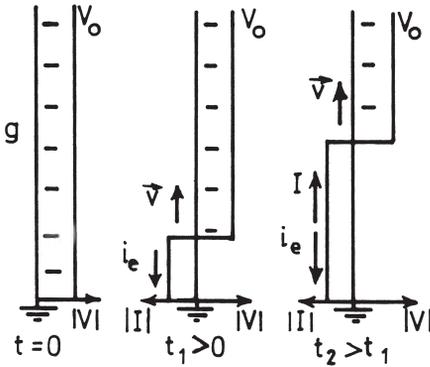


Abb. 13: Zur Entstehung der Retourwelle

schluss entlang von g entstehende Retourwelle. Aus den Diagrammen der Stromstärke I und des Potentials gegen Erde V ist zu ersehen, dass sich in diesem Idealfall an der Wellenfront V abrupt von V_0 auf Null ändert, hier also eine unendlich große Feldstärke auftritt. In Wirklichkeit ist aber diese Feldstärke endlich, da erstens der Widerstand des Leaders von Null verschieden ist und zweitens die den Leader umgebende geladene Hülle eine gewisse Tiefe der Wellenfront bewirkt. In

Abb. 11 sind: i_e : der Elektronenstrom, \bar{v} : die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellenfront, $t = 0$: der Zeitpunkt des Erdschlusses; t_1, t_2 : zwei Stadien der Wellenausbreitung.

Für dieses Modell lässt sich auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit v der Retourwelle berechnen. V und I werden dazu als Funktionen der Zeit t und der längs g angetragenen Ortskoordinate x betrachtet, die Kapazität und Induktivität pro Meter mit C und L angenommen. Da kein Ohmscher Widerstand vorhanden sein soll, gilt dann:

$$\Delta V = -L \cdot \Delta x \cdot \frac{\partial I}{\partial t} \quad \text{und} \quad \Delta I = -C \cdot \Delta x \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \quad \text{oder} \quad \frac{\partial V}{\partial x} = -L \cdot \frac{\partial I}{\partial t}, \quad \frac{\partial I}{\partial x} = -C \cdot \frac{\partial V}{\partial t}.$$

Wegen $\frac{\partial^2 I}{\partial t \partial x} = \frac{\partial^2 I}{\partial x \partial t}$ ergibt sich daraus die Gleichung

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - L \cdot C \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0, \tag{1}$$

die eine Sonderform der sogenannten Telegraphengleichung darstellt. Wird vorausgesetzt, dass die Welle ihre Form nicht ändert und sich gleichförmig mit der Geschwindigkeit v ausbreitet, so ist $v(x,t) = v(x-vt, t)$ eine Lösung der Gleichung (1).

Da $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = V''(x - v \cdot t)$ und $\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = v^2 \cdot V''(x - v \cdot t)$ ist, so erhält man

$$v = 1/\sqrt{L \cdot C} .$$

Für einen Draht mit Radius r , der von einem geerdeten Zylinder mit Radius R umgeben ist, gilt:

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \ln(R/r) \text{ und } C = 2\pi\epsilon_0 \cdot 1/\ln(R/r) \text{ und damit } L \cdot C = \epsilon_0 \cdot \mu_0 = 1/c^2 \text{ oder}$$

$v=c$, d.h. die Front schreitet mit Lichtgeschwindigkeit fort. Im materieverfüllten Raum (Permeabilität μ , Dielektrizitätskonstante ϵ) ist L das μ -fache und c das ϵ -fache des Vakuumwertes und damit $v = c/\sqrt{\epsilon \cdot \mu}$, also $v \leq c$.

Die gemessenen Werte von v liegen zwischen 0,1 c und 0,33 c , so dass die Wellenfront ihren Weg in einigen 10 μ s zurücklegt. Das starke Feld im Potentialsprungebiet erteilt den Elektronen eine große Energie, so dass der Wellenfront hohe Stromstärken folgen. Typische Spitzenwerte sind 10 bis 20 kA, in Einzelfällen sogar 150 kA und mehr. Durch diesen Strom wird die im Leaderkanal abgelagerte negative Überschussladung durch den sehr gut leitenden Kanalabschnitt unterhalb der Wellenfront wirkungsvoll zur Erde abgeführt. Dabei fließen die untersten Elektronen zuerst zur Erde ab, während die weiter oben gelegenen nach und nach von oben her in die bereits entleerten Kanalteile nachrücken. Auch die den Leaderkanal umgebende Hülle wird entladen. Oberhalb der Wellenfront bleibt das Leaderpotential annähernd erhalten. Seine Werte liegen in der Nähe des Wolkenpotentials, da der Leaderstrom in diesem Kanalabschnitt bei Beendigung des Leaderwachstums praktisch verschwindet. Photoscans zeigen, dass die grell aufleuchtende Übergangszone des starken Potentialgefälles ungefähr 25 - 110 m lang ist.

Die elektrische Feldstärke in diesem Gebiet beträgt dann etwa 1000 kV/m, d.h. 1000mal soviel wie die Feldstärke in einem Lichtbogen; für ein hochionisiertes Plasma ein sehr großer Wert. Die in dieser Zone freigesetzte Leistung beträgt $2 \cdot 10^{10}$ W/m (gemäß $P^* = I \cdot E$) (z. Vgl. Leistungsdichte beim Lichtbogen: ca. 10^5 W/m). Der Plasmakanal heizt sich folglich dadurch enorm auf und dehnt sich dabei rasch aus, so dass ein gut ausgebildeter Entladungskanal entsteht. Ein Großteil der freigesetzten Energie wird ferner zum Aufheizen, zur thermischen Ionisation und Dissoziation der umgebenden Luftschichten verwendet. In der eigentlichen Zone der Wärmefreigabe ist das Gas völlig einfach ionisiert.

Da der Potentialgradient in der Nähe der Erdoberfläche besonders groß ist, entsteht hier auch die höchste Ionisationsdichte und die größte Stromstärke. Ebenso sind hier Querschnitt und Helligkeit des Kanals sowie die Ausbreitungsgeschwindigkeit seiner Entleerung größer als in den oberen Kanalteilen.

Passiert die Retourwelle eine Verzweigung, so durchläuft sie den Zweig von oben nach unten. Die Überschusselektronen des Zweiges fließen dann an der Verzweigungsstelle zunächst in den Hauptkanal, worauf die in dem Zweig weiter unten gelegenen Elektronen sukzessiv nachrücken. Ist der Zweig recht ausgedehnt, so

zeigt der Kanal der Hauptentladung oberhalb der Verzweigungsstelle eine Verringerung seines Querschnitts und seiner Helligkeit infolge verminderter Ladungszufuhr (Stromverzweigung). Das grelle Aufleuchten des Retourblitzes (return stroke) wird durch die ungeheure Zahl der Ionisations-Anregungs- und Wiedervereinigungsvorgänge der Luftmoleküle bewirkt.

Die durch die Retourwelle verursachte Zunahme der Stromstärke geschieht in der Größenordnung von Mikrosekunden, so dass deren mittlere Anstiegsgeschwindigkeit im Bereich der Wellenfront zwischen ca. 1,7 bis 20kA/ μ s variiert und Höchstwerte bis 40 kA/ μ s auftreten. Nach Erreichen ihres Spitzenwertes fällt die Stromstärke typischerweise in 20 bis 60 μ s auf die Hälfte dieses Höchstwertes ab. Danach können während einiger Millisekunden noch Ströme von 100 bis 1000 A fließen. Ein leidlich gleichmäßiger Strom dieser Größe kann sogar bis 0,1s oder mehr andauern. Er wird anscheinend von dem noch zumindest in der Nähe der Wolkenbasis vorhandenen, relativ geringen Restpotentialgradienten verursacht und enthält Ladungen, die von entfernteren Bereichen des Entladungskanals wie auch der ursprünglich angezapften Wolkenregion stammen.

Die kurzzeitigen hohen Stromstärken und Energien im Gefolge der Retourwellenfront können explosive Wirkungen (z.B. Schlagen größerer Löcher durch Metallplatten) zur Folge haben, die länger andauernden, niedrigeren Stromstärken können Verbrennungen verursachen und beträchtliche Wärmeenergien entwickeln. Am 8.12.1963 durchschlug ein Blitz über Elkton in Maryland den Reservetank in der Tragfläche einer Boeing 707 der Pan American Airways und entzündete die Benzindämpfe. Beim Absturz der Maschine gab es 82 Tote. Die durch einen Blitzschlag beförderte Gesamtladung reicht von Bruchteilen eines Coulomb bis zu ca. 300 C (Mittelwert etwa 20 bis 35C). Die in einer Blitzentladung freigesetzte Energie beträgt gemäß $1/2 \cdot Q \cdot V$ ungefähr $10^9 - 10^{10}$ J und entspricht ungefähr der Energiefreigabe bei der Explosion von einer Tonne Explosivstoff. Könnte man einen Blitz zähmen, so hätte man nach Abzug unvermeidlicher Verluste mindestens ca. 100 kWh verfügbar. Damit könnte eine 100-Watt-Lampe fast 1,5 Monate brennen. Die pro Volumeneinheit von einem Blitz erzeugte Leistung hat die Größenordnung 400MW/cm³.

Die Expansion des Entladungskanals findet offenbar mit Überschallgeschwindigkeit statt. Dabei entsteht eine Schockwelle, die sich schließlich in Schallwellen umwandelt und den Donner erzeugt. Man nimmt an, dass die Phase der Schockwellenexpansion 5 bis 10 μ s dauert. In der Spätphase des Schockwellenstadiums ergibt sich im Entladungskanal eine Temperatur von 30000K (spektroskopische Bestimmung der Temperatur; z.Vgl.: Sonnenoberfläche 6000K). Nach Beendigung der Schockwellenphase entsteht im Entladungskanal im Laufe von Mikrosekunden oder Zehntelmikrosekunden wieder annähernd Druckgleichgewicht mit der Umgebungsluft. Der Kanaldurchmesser hat dann wahrscheinlich nur noch die Größenordnung von einigen Zentimetern.

Ist nach Beendigung der Hauptentladung am oberen Ende ihres Kanals noch weitere Ladung verfügbar, so können zusätzliche Blitzschläge auftreten. Im allgemeinen scheint dabei Ladung aus immer höher liegenden Gebieten der N-Region abgeleitet zu werden. Diese Ladung wird zwischen den Blitzschlägen durch Streamerentladungen dem oberen Kanalende der vorausgegangenen Hauptentladung zugeführt. Geschieht diese Zufuhr in den zerfallenden Kanal nach Aufhören des Stromes der Hauptentladung innerhalb einer Zeitspanne t_i , die kleiner als ca. 100ms ist, so durchläuft eine neue schnelle Leaderentladung kontinuierlich ohne Pausen den alten Hauptentladungskanal. Sie deponiert dabei wieder Ladung entlang dieses Kanals, vergrößert erneut seinen Ionisationsgrad und verschiebt das Wolkenpotential neuerlich erdwärts.

Auf einer Hochgeschwindigkeitsfotografie erscheint dieser Leader als dünne, von der Wolke nach unten verlaufende, helle Linie mit einem stärker leuchtenden, ca. 50 m langen Abschnitt an der Spitze, der sich glatt mit ungefähr 2000 km/s (also wesentlich schneller als der Durchschnitt der Stufenleader) erdwärts bewegt. Wegen der Ähnlichkeit mit einem Wurfpfedel wird diese schnelle Vorentladung auch als dart leader bezeichnet (s. Abb. 9). Man vermutet, dass dieser nicht verzweigte Leader weniger Ladung entlang seines Weges deponiert als ein Stufenleader. Ferner nimmt die Geschwindigkeit dieser Leader bei Annäherung an den Erdboden oft ab (da die Retourwelle von unten nach oben verläuft, ist nachher unten das stärker an Ladung verarmte Gebiet) und scheint auch von t_i abzuhängen. Dabei entsprechen großen Geschwindigkeiten kleine t_i -Werte und umgekehrt. Anscheinend steht dieser Effekt ebenfalls mit der im Laufe der Zeit abnehmenden Leitfähigkeit des alten Kanals im Zusammenhang. Auch die zeitliche Änderung des Kanalradius und die durch Abnahme der Temperatur verursachte Zunahme der Massendichte im Kanal könnten zu diesem Effekt beitragen. Ist t_i deutlich größer als 100ms, so kann auch erneut ein Stufenleader auftreten, der zunächst stufenlos beginnt und erst später gestuft vorrückt. Folgen die Stufen dem alten Entladungskanal, so sind sie kürzer und durch kleinere Pausen getrennt als beim allerersten Stufenleader. Folgen sie diesem Kanal nicht, so ähneln sie mehr den Stufen des primären Stufenleaders. Hat t_i die Größe von mehreren 100ms, so sind die neuerlichen Vorentladungen gestuft und folgen nicht mehr dem alten Kanal.

Erreicht die neue Vorentladung den Erdboden, so erfolgt eine weitere Hauptentladung (return stroke), die hinsichtlich ihres Ablaufs der ersten gleicht. Es können so mehrere aufeinanderfolgende Retourentladungen auftreten (bis zu 42), wobei diese neuen Hauptschläge weniger verzweigt sind. Die mehrfachen Hauptentladungen erzeugen das Flackern von Blitzen. Die primären Hauptschläge haben im Mittel kleinere Ausbreitungsgeschwindigkeiten, erreichen ihre Spitzenstromstärken langsamer und transportieren i.a. mehr Ladung als die folgenden. Alle Entladungsvorgänge zusammen dauern durchschnittlich 1/5s.

Wesentlich häufiger als Erdblitze (je nach geographischer Lage ungefähr im Verhältnis 3:1) finden Blitzentladungen innerhalb der Gewitterwolken statt. Sie ereignen sich gewöhnlich zwischen einer weiter oben gelegenen positiven und einer darunterliegenden negativen Ladungskonzentration, wobei die Dauer der ganzen Entladung größenmäßig wieder bei 0,2s liegt. Während dieser Zeit kann in der Wolke ein kontinuierliches, schwaches Aufleuchten beobachtet werden, das wahrscheinlich von Leadern stammt, die den Raum zwischen den beiden Ladungszentren überbrücken. Dem kontinuierlichen Leuchten überlagert sind einige relativ hell aufblitzende Entladungen, die sich über Zeitintervalle von etwa 1ms erstrecken. Messungen der elektrischen Feldstärke lassen vermuten, dass es sich hierbei um verhältnismäßig schwache Hauptentladungen handelt, die sich beim Kontakt eines Leaders mit einem entgegengesetzt geladenen Wolkenteil ereignen. Die in einem solchen wolkeninternen Blitz neutralisierte Gesamtladung ist wahrscheinlich von derselben Größenordnung wie bei einem Wolke-Erde-Blitz.

Durch Stufenleader können Elektronen auch schrittweise zu stark positiv geladenen Teilen einer Gewitterwolke transportiert werden. Es wird dann scheinbar positive Ladung zur Erde vorgeschoben. Die Ströme solcher „positiven“ Blitze wurden bei Einschlägen in mit Instrumenten ausgerüstete Türme gemessen. Dabei ergaben sich ungefähr fünfmal kleinere Stromanstiegsgeschwindigkeiten als bei „negativen“ Leadern. Dafür befördern diese Ströme bis zu 10mal soviel Ladung (bis 300 C). „Positive“ Blitze bestehen meistens nur aus einem Schlag.

Von hohen Gebäuden (Empire State Building), Türmen oder Bergen aus entwickeln sich oft Stufenleader aufwärts zu den Wolken. Sie können positive oder negative Ladung vorwärts schieben. Dabei ist die Richtung der Elektronenbewegung in einem nach oben vordringenden, positive Ladung vortreibenden Stufenleader dieselbe, wie in einem nach unten fortschreitenden, gestuften Leitblitz mit negativem Ladungsvorschub. Bekommt der erstgenannte Leader Kontakt mit dem negativen Ladungszentrum der Wolke, so ist naturgemäß keine Retourwelle nötig. Dementsprechend geht in diesem Fall der am Erdboden gemessene Leaderstrom sanft in einen mehr oder weniger gleichmäßigen Strom von wenigen 100 A über.

Dieser anfänglichen Entladungsphase können ein oder mehrere nach unten vorwachsende Wurfpeilleader mit anschließenden Hauptentladungen folgen, die negative Ladung zur Erde transportieren. Es wird auch berichtet, dass sich nach oben bewegende, negative Ladung voranbringende Leader mit nach unten vorwachsenden, vermutlich positive Ladung vorwärtsschiebenden Leadern in einem Punkt vereinigen, der etwa 2 km oberhalb des Ausgangspunktes des aufwärts strebenden Leaders liegt. Blitzentladungen, die aus aufwärtsgerichteten Stufenleadern hervorgehen, zeigen nach oben auseinanderlaufende Verzweigungen. Im allgemeinen scheinen Aufwärtsentladungen in der Nähe der Endphase eines Gewitters stattzufinden und zeitlich mit langen horizontalen Wolkenblitz-

zen zusammenzufallen. Überhaupt scheinen sich nach oben bewegende Blitze von Entladungen innerhalb der Wolken abzuhängen. Möglicherweise werden dadurch störende Ladungen beseitigt, die das Zustandekommen der hohen Feldstärken an der Erdoberfläche behindern, die für das Zünden der Aufwärtsblitze benötigt werden.

Weitere Informationen über Blitze kann man durch Beobachtung des Donners erhalten. Ausgehend vom Blitz lassen sich die Zeitintervalle bis zum ersten hörbaren Donner, bis zum lautesten Schlag und schließlich bis zum letzten „Rumpler“ messen. Mit diesen Zeiten kann man mittels der Schallgeschwindigkeit die Entfernung bis zum nächstgelegenen Kanalabschnitt (einschließlich Verzweigungen) bzw. bis zum Hauptkanal bzw. bis zum entferntesten Kanalteil oder -zweig schätzen. Aus der gesamten Dauer des Donners lässt sich eine untere Grenze für die Kanallänge angeben. Ein in der Nähe eines Beobachters einschlagender Blitz verursacht einen lauten Knall, dem manchmal ein kurzes Rumpeln, Sausen oder Pfeifen vorausgeht. Es entsteht wahrscheinlich in einem kleinen Kanalzweig, der sich vom Hauptkanal zum Beobachter hin erstreckt. Besteht ein naher Blitz aus mehreren Hauptentladungen, kann man manchmal die zugehörigen akustischen Einzelimpulse unterscheiden. Der Donner klingt dann ähnlich wie ein kurzer Feuerstoß aus einem Maschinengewehr. Hohe Schallfrequenzen werden nach einer Entfernung von einigen Kilometern bezüglich der niedrigen Frequenzen geschwächt und der daraus resultierende Donner wird so stark gefühlt, wie er gehört wird. Empfindet man einen Donner, der Fenster erzittern lassen kann, nicht als Knall oder Schlag, sondern eher als Dröhnen, so handelt es sich gewöhnlich um das Produkt eines energiereichen, entfernten oder in großer Höhe verlaufenden Blitzes. Wird der Grad des Donners laufend schwächer, so kommen die Schallwellen von immer höheren oder weiter entfernten Abschnitten des Blitzkanals. Eine etwas seltenere Form des Donners ist ein sausendes Geräusch, ähnlich wie beim Zerreißen eines großen „himmlischen“ Tuches. Es gehört normalerweise zu einem Stufenleader, der den Erdboden nicht erreicht hat. Der von einem bis zum Erdboden verlaufenden Leader verursachte Lärm wird vom Donner der darauffolgenden Hauptentladung übertönt. Will man nachts während eines Gewitters Blitze fotografieren, so sollte man die Kamera auf ein Stativ montieren und sie auf die aktivste Region des Gewitters richten. Ferner empfiehlt es sich, für die Irisblende die kleinstmögliche Öffnung und als Entfernung unendlich zu wählen. Man sollte dann immer wieder Aufnahmen mit 20 bis 30s Belichtungszeit machen. Je nach Heftigkeit des Gewitters dürfte nachher auf einem von drei oder vier Photos das Bild eines Blitzes enthalten sein.

*) Aktualisierte Fassung des Beitrags gleichen Titels aus Wege in der Physikdidaktik Band 3 (Hrsg. W.B. Schneider) Palm&Enke, Erlangen 1993

3 Literaturverzeichnis

- [1] UMAN, A. NIERENBERG: *Lightning*,
Advanced Physics Monograph Series Consulting Edition, Mc Graw Hill
- [2] WAHLIN, LARS : *Atmospheric Electrostatics*,
Research Studies Press LTD, John Wiley & Sons Inc., 1986
- [3] ISRAEL, HANS: *Atmosphärische Elektrizität*, Band 11,
Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.G., Leipzig 1961
- [4] ISRAEL, HANS: *Das Gewitter*,
Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.G., Leipzig 1950
- [5] ISRAEL, HANS: *Luftelektrizität und Radioaktivität*, Springer Verlag, Verständ-
liche Wissenschaft, 1956
- [6] CHALMERS, *Atmospheric Electricity*, International Series of Monographs in
Natural Philosophy, Volume II,
Pergamon Press, Vieweg & Sohn GmbH, Braunschweig 1967
- [7] LYNCH, D.K.: *Atmospheric Phenomena*, Scientific American,
W.H. Freeman and Company, 1980
- [8] WILLIAMS, EARLE R. : *Das Gewitter als elektrischer Generator*,
Spektrum der Wissenschaft 1/1989
- [9] RAIZER, YURI P.: *Gas Discharge Physics*, Springer-Verlag 1991
- [10] WIESINGER, J.: *Blitzforschung*, Physik i.u. Zeit 3/1990,
VCH Verlagsgesellschaft Weinheim
- [11] ISRAEL, HANS: *Blitze und gewittrige Entladungen*,
Bild der Wissenschaft 11/1968, Deutsche Verlags-Anstalt Stuttgart
- [12] POHL, R.W.: *Einführung in die Elektrizitätslehre*,
Springer-Verlag, Berlin 1975