

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association Suisse des Electriciens, de l'Association des Entreprises électriques suisses

Band: 65 (1974)

Heft: 8

Artikel: Über den Zusammenhang zwischen der Gleichstromleitung und dem Verlustmechanismus in Polyäthylen bei unterschiedlichen Feldstärken

Autor: Beyer, M. / Olshausen, R. von

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-915389>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.10.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Über den Zusammenhang zwischen der Gleichstromleitung und dem Verlustmechanismus in Polyäthylen bei unterschiedlichen Feldstärken

Von M. Beyer und R. von Olshausen

537.311.3 : 621.3.024 : 678.742.2

Die spezifische Gleichstromleitfähigkeit σ und der dielektrische Verlustfaktor $\tan \delta$ von Polyäthylen zeigen in weiten Bereichen eine ähnliche Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke: Beide Meßgrößen sind nur bei niedrigen Feldstärken spannungsunabhängig, während sie oberhalb eines bestimmten Wertes in Form eines Polynoms über die Feldstärke ansteigen. Der Beginn des Anstiegs und der Temperatureinfluss auf die Messgrößen bei niedrigen Feldstärken sind jedoch für den Verlustfaktor und die Gleichstromleitfähigkeit unterschiedlich. Zur Erklärung dieser Beobachtungen wird eine physikalische Modellvorstellung entwickelt, die erkennen lässt, dass sich die Leitungsvorgänge in Polyäthylen aus mehreren, unabhängig voneinander wirkenden Mechanismen zusammensetzen.

La conductivité en courant continu σ et le facteur de pertes diélectriques $\tan \delta$ du polyéthylène dépendent, d'une façon analogue, de l'intensité du champ électrique, cela sur une grande étendue: Ces deux grandeurs de mesure ne sont indépendantes de la tension que dans le cas de faibles champs, alors qu'en dessus d'une valeur déterminée elles augmentent sous forme d'un polynôme par l'intensité du champ. Le début de l'accroissement et l'influence de la température sur les grandeurs de mesure, dans le cas de faibles champs, ne sont toutefois pas les mêmes pour le facteur de pertes que pour la conductivité en courant continu. Afin d'expliquer ces observations, une représentation par un modèle physique a été mise au point, qui montre que les phénomènes de conduction dans le polyéthylène se composent de plusieurs mécanismes agissant indépendamment les uns des autres.

1. Einleitung

Der Verwendung von Polyäthylen (PE) als Isolation für Kabel und Geräte bei höchsten Spannungen sind bislang Grenzen gesetzt durch die verhältnismässig niedrige Dauerspannungsfestigkeit homogener PE-Dielektrika. Entscheidende Verbesserungen in dieser Hinsicht sind erst dann zu erwarten, wenn der Einfluss erhöhter Feldstärken auf die physikalischen Eigenschaften des Polyäthylens, speziell auf seine Leitungsmechanismen, besser bekannt ist. Daher haben sich bereits zahlreiche Autoren mit diesem Problemkreis beschäftigt, wobei allerdings fast ausschliesslich die Gleichstromleitfähigkeit und ihre Abhängigkeit von der Feldstärke behandelt wurden (z. B. [1...4]¹⁾). Erst in jüngster Zeit ist es gelungen, auch eine Feldstärkeabhängigkeit des dielektrischen Verlustfaktors an Polyäthylen messtechnisch nachzuweisen [5; 6].

In dieser Arbeit werden anhand einiger Messergebnisse aus [6] die Zusammenhänge behandelt, die zwischen den Leitungsmechanismen bei Gleich- und Wechselspannung bestehen. Insbesondere soll gezeigt werden, inwieweit die Mechanismen übereinstimmen und welche physikalischen Vorgänge für die beobachteten Unterschiede verantwortlich sind.

2. Modellvorstellung über die Leitungsmechanismen in Polyäthylen

Es stellt eine experimentell gesicherte Tatsache dar, dass sowohl die spezifische Gleichstromleitfähigkeit σ als auch der dielektrische Verlustfaktor $\tan \delta$ von Polyäthylen nur bis zu einer bestimmten Feldstärke konstante Grössen darstellen, während sie oberhalb dieses Wertes mit zunehmender Spannung ansteigen (z. B. [1; 5]). Diese Beobachtung lässt darauf schliessen, dass zumindest zwei Mechanismen die Leitungsvorgänge beeinflussen, von denen einer bei niedrigen und der andere bei hohen Feldstärken dominiert. Ferner ist zu berücksichtigen, dass auf Grund der unterschiedlichen Beanspruchung im Gleichfeld andere Mechanismen wirksam sein können als im Wechselfeld.

2.1 Leitungsmechanismen bei niedrigen Feldstärken

Unter «niedriger Feldstärke» soll im folgenden eine elektrische Beanspruchung verstanden werden, deren Einwirkung

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

auf das Dielektrikum mit Sicherheit noch keine messbare Spannungsabhängigkeit der Leitungsgrössen σ und $\tan \delta$ verursacht.

Bei Gleichspannung können in diesem Bereich – nach Ableitungen aller Polarisationsvorgänge – nur solche Ladungsträger einen Beitrag zur Leitfähigkeit leisten, die durch ausreichende Zufuhr thermischer Energie im gesamten Dielektrikum frei beweglich sind. In technischen Isolierstoffen kommen hierfür in erster Linie freie Ionen aus Verunreinigungen sowie in geringer Konzentration vorhandene energiereiche Elektronen in Frage. Wegen des dominierenden Beitrags der Ionen wird dieses Gebiet der Leitfähigkeit als Ionenleitungsgebiet bezeichnet.

Freie Ionen und Elektronen tragen natürlich auch im Wechselfeld zum Verlustmechanismus bei. Unabhängig davon können jedoch Verluste bereits dadurch auftreten, dass Ladungsträger an inneren Grenzschichten im Takt des Wechselfeldes umpolarisiert oder im Dielektrikum vorhandene permanente Dipole umorientiert werden (Grenzflächen- bzw. Orientierungspolarisation). Speziell in Isolierstoffen mit niedriger spezifischer Gleichstromleitfähigkeit (also mit geringer Konzentration freier Ionen und Elektronen) wird der Niederspannungs-Verlustfaktor vorwiegend durch solche Polarisationsmechanismen verursacht. Dies gilt im Bereich technischer Frequenzen bei Temperaturen unterhalb 100 °C auch für Polyäthylen, wie durch die Untersuchungen verschiedener Autoren bewiesen wurde (z. B. [7; 8]). Die Mischstruktur des PE aus kristallinen und amorphen Bezirken lässt darauf schliessen, dass die Verluste in diesem Bereich hauptsächlich durch Grenzflächenpolarisation verursacht werden. Mechanische Relaxationsmessungen von Kline u. a. [9] haben jedoch gezeigt, dass im Polyäthylen durch Strukturunregelmässigkeiten und Wechselwirkungen zwischen Haupt- und Seitenketten auch polare Gruppen und damit Verluste durch Orientierungspolarisation auftreten können.

2.2 Leitungsmechanismen bei hohen Feldstärken

In Analogie zur Definition niedriger Feldstärken im Abschnitt 2.1 soll im folgenden mit «hoher Feldstärke» eine Beanspruchung bezeichnet werden, deren Einwirkung zu einer messtechnisch nachweisbaren Spannungsabhängigkeit der betrachteten Leitungsgrössen führt. Der Übergang zwischen den so definierten Bereichen niedriger und hoher Feldstärke ist, wie

noch gezeigt werden soll, in starkem Masse abhängig von der Probertemperatur, der Beanspruchungsart (also Gleich- oder Wechselfeldbeanspruchung), der Polyäthylenzusammensetzung und anderen Einflussgrössen. Es kann daher kein exakter Zahlenwert für diese Bereichsgrenze angegeben werden.

Wie aus den Untersuchungen verschiedener Autoren hervorgeht, kommt als Ursache für den Anstieg der Gleichstromleitfähigkeit über der Feldstärke bei festen Isolierstoffen nur eine Zunahme der Dichte freier Elektronen in Frage (z. B. [4; 10; 11]). Diese Vermehrung der Leitungselektronen ist auch als Ursache für den Anstieg des dielektrischen Verlustfaktors anzusehen. Es existieren bislang jedoch sehr unterschiedliche Vorstellungen über die Herkunft der bei hohen Feldstärken zusätzlich am Stromtransport beteiligten Elektronen und den Mechanismus ihrer Aktivierung. Dabei lassen sich die in der Literatur behandelten Theorien in zwei Grundrichtungen unterteilen, die jeweils von einer etwa gleichgrossen Zahl von Verfassern vertreten werden:

- Die Elektronen werden aus den Elektroden emittiert (z. B. [2; 12]).
- Die Elektronen werden aus dem Dielektrikum selbst aktiviert (z. B. [11; 13]).

Die Grundlage für eine durch die elektrische Feldstärke unterstützte Bereitstellung von Leitungselektronen bildet in beiden Fällen der Schottky-Effekt. Er besagt, dass die Austrittsarbeit H für Elektronen aus Metalloberflächen ins Vakuum um den Betrag

$$\Delta H = c \sqrt{\frac{e^3 E}{4 \pi \epsilon_0}} \quad (1)$$

verringert wird.

Hierin bedeuten

- e Elementarladung: $1,6 \cdot 10^{-19}$ As
- E elektrische Feldstärke in V/cm
- ϵ_0 Dielektrizitätskonstante (DK) des Vakuums:
 $8,86 \cdot 10^{-14}$ As/Vcm
- c Umrechnungsfaktor von Ws in eV:
 $0,625 \cdot 10^{19}$ eV/Ws

Findet der Elektronenübertritt nicht ins Vakuum, sondern in ein Dielektrikum mit der relativen DK ϵ_r statt, so verändert sich Gl. (1) zu:

$$\Delta H = c \sqrt{\frac{e^3 E}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon_r}} \quad (2a)$$

Wird schliesslich noch die Tatsache berücksichtigt, dass eine Metalloberfläche der energetischen Lage des Fermi-Niveaus entspricht, im Falle eines fehlstellenfreien Idealkristalls also der Mitte zwischen Leitungs- und Valenzband, so erhält man für die Reduzierung der Aktivierungsenergie W der Valenzelektronen durch das elektrische Feld den Ausdruck:

$$\Delta W = 2 c \sqrt{\frac{e^3 E}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon_r}} \quad (2b)$$

Fig. 1 zeigt in Abhängigkeit von der Feldstärke die aus Gl. (2a) berechnete Verringerung ΔH der Austrittsarbeit von Elektronen aus Metalloberflächen und die aus (2b) ermittelte Verringerung ΔW der Aktivierungsenergie für Elektronen innerhalb des Polyäthylens. Dabei wurde für die relative Dielektrizitätskonstante ϵ_r die Grösse 2,0 eingesetzt, ein Wert,

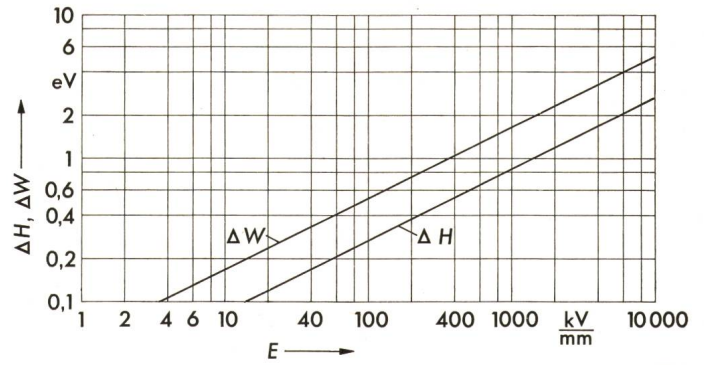


Fig. 1 Verringerung ΔH der Austrittsarbeit aus Metalloberflächen und Verringerung ΔW der Aktivierungsenergie innerhalb des Dielektrikums für Elektronen bei Polyäthylen (PE) berechnet aus den Gl (2a) und (2b)
 E elektrische Feldstärke

den Polyäthylen im Temperaturbereich zwischen 80 und 100 °C annimmt. Bei tieferen Temperaturen ist die DK geringfügig grösser (z. B. $\epsilon_r = 2,3$ bei 20 °C), was zu einer Parallelverschiebung der Kurven in Richtung höherer Feldstärken führt.

Wie aus Fig. 1 hervorgeht, bedarf es zur Verringerung der Austrittsarbeit H der Elektronen aus Metalloberflächen, um $\Delta H = 0,2$ eV bereits einer Feldstärke von ca. 60 kV/mm. Die Aktivierungsenergie W für Elektronen innerhalb des Dielektrikums wird bei derselben Feldstärke zwar schon um 0,4 eV verringert, aber auch dieser Wert reicht – bei einem Abstand zwischen Leitungs- und Valenzband des PE von ca. 8 eV – noch nicht aus, um eine messbare Erhöhung der Leitfähigkeit bzw. des Verlustfaktors zu verursachen.

Tatsächlich beginnen die Leitungsgrössen σ und $\tan \delta$ jedoch bereits im Bereich zwischen ca. 0,4 und 4 kV/mm deutlich über der Spannung anzusteigen. Diese in [6] messtechnisch nachgewiesene Tatsache lässt sich demnach im homogenen Feld weder durch die Ladungsträgeremission aus der Kathode noch durch eine Aktivierung von Valenzelektronen befriedigend erklären. Es müssen vielmehr im Innern des Dielektrikums Verhältnisse vorliegen, durch die entweder die homogene Feldverteilung entscheidend gestört oder die Aktivierung von Elektronen ins Leitungsband des Isolierstoffs erheblich erleichtert wird.

Voraussetzung für eine nicht homogene Feldverteilung bei planparallelen Elektroden und homogenem, störstellenfreiem Dielektrikum ist das Vorhandensein von Raumladungen als Quellen der elektrischen Verschiebung. Die Ausbildung solcher Raumladungen ist möglich, wenn unter der Einwirkung eines elektrischen Gleichfeldes Ionen aus dem Innern des Dielektrikums in Richtung der Elektroden beschleunigt werden und sich dort auf Grund der Potentialschwelle PE–Metall nicht entladen können. Die Wirkung dieser heteropolaren Raumladungen vor den Elektroden liegt nun darin, dass einerseits das Innere des Dielektrikums elektrisch entlastet wird, andererseits jedoch die Feldstärke vor der Kathode (ebenso wie vor der Anode) den durch U/d gegebenen Wert bei weitem übersteigt ($U =$ anliegende Gleichspannung, $d =$ Probendicke). Hierdurch können unter Gleichspannungsbeanspruchung bereits bei sehr niedrigen Feldstärken Elektronen in das Dielektrikum injiziert werden und als zusätzliche Ladungsträger einen Anstieg der Leitfähigkeit verursachen.

Bei Wechsellspannung ist dagegen der Aufbau heteropolarer Raumladungen in Elektrodennähe nicht vorstellbar, da eine über längere Zeit eindeutig gerichtete Feldkraft auf die Ionen des Dielektrikums fehlt. Es ist daher in diesem Fall mit der für eine homogene Verteilung gültigen Feldstärke $E = U/d$ zu rechnen, d. h., die Elektroneninjektion aus den Elektroden reicht als Ursache für den beobachteten Verlustfaktoranstieg oberhalb 4...5 kV/mm nicht aus. Es muss sich bei den in diesem Feldstärkebereich zusätzlich am Verlustmechanismus beteiligten Ladungsträgern somit um Elektronen aus dem Dielektrikum selbst handeln, wobei jedoch – wie bereits erwähnt – eine Aktivierung von Valenzelektronen der Grundsubstanz aus energetischen Gründen nicht in Frage kommt.

Daraus ist zu schliessen, dass im Polyäthylen innerhalb der verbotenen Zone Elektronenplätze existieren, aus denen die Elektronen unter wesentlich geringerer Energiezufuhr ins Leitungsband gelangen können, als dies bei einer Aktivierung aus dem Valenzband erforderlich wäre.

Die Existenz solcher Elektronenniveaus in PE und anderen Isolierstoffen wurde inzwischen durch die Arbeiten verschiedener Autoren bewiesen, wobei sich die Begriffe «Haftstellen», «Fallen» oder «Traps» zur Beschreibung der entsprechenden Zustände durchgesetzt haben (z. B. [10; 11; 14...16]). Verursacht werden die Haftstellen in erster Linie durch Kristallbaufehler aller Art, durch Korngrenzen und andere innere Grenzschichten sowie durch Fremdatome aus Verunreinigungen oder bewusst beigemischten Zusatzstoffen. Es leuchtet ein, dass Polyäthylen als teilkristalliner Kunststoff, versetzt mit verschiedenen Stabilisatoren zur Erhöhung seiner Beständigkeit gegen thermische und elektrische Alterung, besonders günstige Voraussetzungen für die Ausbildung von Elektronenhaftstellen bietet.

Nun genügt die Existenz von Haftstellen allein noch nicht zur Erklärung des Verlustfaktoranstiegs über der Feldstärke, die Haftstellen müssen vielmehr auch – zumindest teilweise – mit Ladungsträgern besetzt sein, um unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes als Donatoren wirken zu können. Diese Forderung ist ebenfalls erfüllt, wie die Untersuchungen anderer Autoren bewiesen haben. So baut z. B. die Durchschlagstheorie von Fröhlich [11] darauf auf, dass in Festkörpern knapp unterhalb des Leitungsbandes besetzte Zustände vorhanden sind, deren Elektronen unter der Einwirkung des elektrischen Feldes in Wechselwirkung mit energiereichen («heissen») Leitungselektronen treten und dadurch selbst ins Leitungsband gelangen können.

Auf der Grundlage dieser Vorstellung wird natürlich die Feldstärkeabhängigkeit des Verlustfaktors und der Gleichstromleitfähigkeit entscheidend beeinflusst durch die Gesamtzahl der Haftstellen pro Volumeneinheit, ihre energetische Verteilung innerhalb der verbotenen Zone und ihre Besetzung mit Elektronen.

Die Gesamtdichte der Haftstellen im PE lässt sich anhand der Literatur auf den Bereich zwischen 10^{13} cm^{-3} und 10^{18} cm^{-3} eingrenzen, wobei Werte zwischen 10^{15} cm^{-3} und 10^{16} cm^{-3} als wahrscheinlich anzusehen sind (z. B. [17; 18]). Den beiden letztgenannten Quellen ist ferner zu entnehmen, dass es sich bei der Verteilung der Haftstellen um eine Exponentialfunktion der Form

$$z_h(w) = z_{h0} \cdot \exp(-w/2kT_1) \quad (3)$$

handelt.

Hierin bedeuten

w	energetischer Abstand vom Leitungsband in eV
$z_h(w)$	Haftstellendichte pro Energieeinheit im Abstand w vom Leitungsband in $\text{cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$
z_{h0}	Haftstellendichte pro Energieeinheit an der Unterkante des Leitungsbandes, d. h. bei $w \approx 0$ in $\text{cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$
k	Boltzmannkonstante: $8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$
T_1	«Einfriertemperatur» der Haftstellen in K

Die Besetzung der Haftstellen mit Elektronen lässt sich mit Hilfe der Fermi-Statistik abschätzen. Danach ist die Wahrscheinlichkeit P_b , in einer Haftstelle mit der energetischen Tiefe w ein Elektron vorzufinden, gegeben durch die Funktion (4):

$$P_b(w) = \frac{\exp\left(\frac{w - w_F}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{w - w_F}{kT}\right)} \quad (4)$$

Hierin sind T die absolute Temperatur und w_F der – vorerst unbekannte – energetische Abstand des Fermi-Niveaus der Haftstellen von der Unterkante des Leitungsbandes. Die gesamte Elektronendichte z_g pro Energieeinheit im Abstand w vom Leitungsband ergibt sich aus dem Produkt der Gl. (3) und (4):

$$z_g(w) = z_h(w) \cdot P_b(w) \quad (5)$$

und die Dichte z' der hiervon bei der Feldstärke E und der Temperatur T ins Leitungsband aktivierten Elektronen unter Verwendung der Boltzmann-Statistik und des Schottky-Effektes:

$$z'(w) = z_g(w) \cdot \exp\left[-\frac{w - \Delta w}{2kT}\right] \quad \text{für } w > \Delta w \quad (6a)$$

$$\text{bzw. } z'(w) = z_g(w) \quad \text{für } w \leq \Delta w \quad (6b)$$

mit Δw aus Gleichung (2b):

$$\Delta w = 2c \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi \epsilon_0 \epsilon_r}}$$

Die Aufspaltung von Gl. (6) in zwei Terme wird erforderlich, da die Boltzmann-Statistik [Exponentialausdruck in Gl. (6a)] nur auf Ladungsträger mit einer effektiven Aktivierungsenergie

$$w_{\text{eff}} = (w - \Delta w) > 0 \quad (7)$$

anwendbar ist. Demgegenüber besitzen Elektronen im Abstand $w < \Delta w$ entsprechend Gl. (7) eine scheinbar negative Aktivierungsenergie und befinden sich deshalb mit Sicherheit bereits im Leitungsband. Sie werden durch die Beziehung (6b) erfasst.

Für die Berechnung der aus Haftstellen aller möglichen Tiefen ins Leitungsband aktivierten Ladungsträger z pro Volumeneinheit ist über den gesamten in Frage kommenden Energiebereich zu integrieren, also über die Breite der verbotenen Zone von $w = 0$ bis $w = W$ (Fig. 2). Dabei führen dieselben Überlegungen wie im vorangegangenen Absatz zu einer Aufteilung in zwei Einzelsummanden:

$$z = \int_{w=0}^{w=\Delta w} z_g(w) dw + \int_{w=\Delta w}^{w=W} z_g(w) \cdot \exp\left[-\frac{w - \Delta w}{2kT}\right] dw \quad (8)$$

mit $z_g(w)$ aus Gl. (5) und Δw aus Gl. (2b).

In [6] wurde Gl. (8) numerisch ausgewertet. Unter Verwendung der in z_g enthaltenen Parameter

$$z_{h0} = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1} \quad \text{für die Haftstellendichte pro Energieeinheit an der Unterkante des Leitungsbandes,}$$

$$T_1 = 1000 \text{ K} \quad \text{für die «Einfriertemperatur» der Haftstellen und}$$

$$w_F = 0,5 \text{ eV} \quad \text{für den energetischen Abstand des Haftstellen-Fermi-Niveaus vom Leitungsband}$$

liefert diese Auswertung für Temperaturen um 100°C folgende Ergebnisse:

a) Ein messbarer Anstieg des 50-Hz-Verlustfaktors über der Feldstärke ist oberhalb $2...5 \text{ kV/mm}$ zu erwarten;

b) Oberhalb 30 kV/mm besteht zwischen dem Verlustfaktor und der Feldstärke die Beziehung

$$\tan \delta \sim E^n \quad \text{mit } n \approx 3 \quad (9)$$

Eine Übertragung dieser Ergebnisse auf die Verhältnisse bei Gleichspannung ist nur dann möglich, wenn auch hier mit einer homogenen Feldverteilung gerechnet, der Einfluss von Raumladungen also vernachlässigt werden kann. Dies scheint jedoch auf Grund verschiedener experimenteller Beobachtungen für Feldstärken oberhalb $5...10 \text{ kV/mm}$ durchaus gerechtfertigt zu sein. Hierfür spricht vor allem die Feststellung von *Dehoust* und *Handl* [19], dass sich in Polyäthylen unter der Einwirkung eines äusseren Gleichfeldes eine Polarisationsgegenspannung aufbaut, die zunächst mit der angelegten Feldstärke ansteigt, bei ca. 5 kV/mm ein Maximum durchläuft und schliesslich bei weiter steigender Beanspruchung wieder absinkt. Unter der Annahme, dass die Polarisationsgegenspannung als Folge der heteropolaren Ionenkonzentrationen vor den Elektroden auftritt, deutet die beobachtete Absenkung dieser Spannung tatsächlich auf eine Verminderung der Ionenkonzentrationen oberhalb 5 kV/mm hin. Mögliche Ursachen hierfür sind entweder eine Entladung der Ionen an den Elektroden oder aber eine weitgehende Neutralisierung der (positiven) Ionen vor der Kathode durch injizierte Elektronen.

Diese Überlegungen lassen den Schluss zu, dass bei höheren Feldstärken ($5...10 \text{ kV/mm}$) nicht nur der Anstieg des dielektrischen Verlustfaktors $\tan \delta$, sondern auch der der spezifischen Gleichstromleitfähigkeit σ durch die Aktivierung von Elektronen aus Haftstellen verursacht wird.

Damit und anhand der zuvor in den Abschnitten 2.1 und 2.2 behandelten Zusammenhänge ergibt sich nunmehr folgendes Bild über die Leitungsmechanismen in technischen PE-Isolationen:

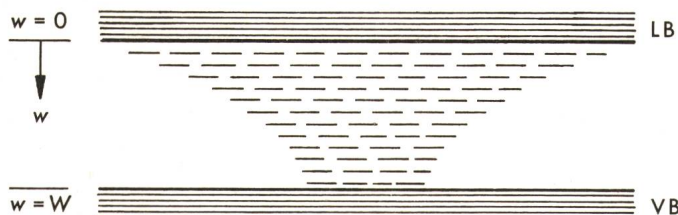


Fig. 2 Zur Ermittlung der für den Aktivierungsprozess in Frage kommenden Haftstellenelektronen

LB Leitungsband
VB Valenzband

Erläuterungen siehe im Text

Bei Gleichspannung wird der Ohmsche Anteil der Leitfähigkeit vorwiegend durch dissoziierte Ionen aus Verunreinigungen und anderen Fremdstoffen verursacht, während der Beginn des Leitfähigkeitsanstiegs über der Feldstärke durch Elektronen erfolgt, die unter der Wirkung feldverstärkender Raumladungen aus der Kathode in das Dielektrikum injiziert werden. Im Temperaturbereich um 100°C ist mit dem Einsatz dieser Elektroneninjektion bereits bei Feldstärken unter 500 V/mm zu rechnen. Oberhalb $5...10 \text{ kV/mm}$ wird der Injektionsmechanismus allmählich durch eine Aktivierung von Haftstellenelektronen abgelöst, die für den weiteren Anstieg der Leitfähigkeit verantwortlich ist.

Im homogenen Wechselfeld (50 Hz) wird der Verlustfaktor bei Niederspannung hauptsächlich durch Polarisationsvorgänge verursacht. Auf Grund des Fehlens feldverstärkender Raumladungen ist ein merklicher Beitrag der Elektroneninjektion aus den Elektroden zum Verlustmechanismus nicht zu erwarten, so dass der $\tan \delta$ bei 100°C bis zu Feldstärken von $2...5 \text{ kV/mm}$ spannungsunabhängig bleibt. Oberhalb dieses Bereiches setzt die Aktivierung von Elektronen aus Haftstellen ein, und der Verlustfaktor steigt an.

Demnach ist bei Feldstärken oberhalb $5...10 \text{ kV/mm}$ ein und derselbe physikalische Mechanismus für die Leitungsvorgänge bei Gleich- und Wechselfeldspannung in Polyäthylen verantwortlich. Dies gilt auch für extrem hohe elektrische Beanspruchungen (Bereich MV/mm), unter deren Einwirkung zunehmend Elektronen aus dem Valenzband aktiviert werden und am Leitungsmechanismus teilnehmen.

Eine schematische Darstellung der in den verschiedenen Feldstärkebereichen bei Gleich- und Wechselfeldspannung dominierenden Leitungsmechanismen enthält Fig. 3 für Temperaturen zwischen 80 und 100°C . Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass die in diesem Diagramm eingetragenen Bereichsgrenzen nur Richtwerte darstellen, da sie ausser von der Temperatur in starkem Masse von der Polyäthylenstruktur und -zusammensetzung abhängig sind.

2.3 Einfluss der Probertemperatur

Wie aus dem in den Gl. (6a) und (8) enthaltenen Boltzmannfaktor

$$\exp \left[- \frac{w - \Delta w}{2 kT} \right] \quad (10)$$

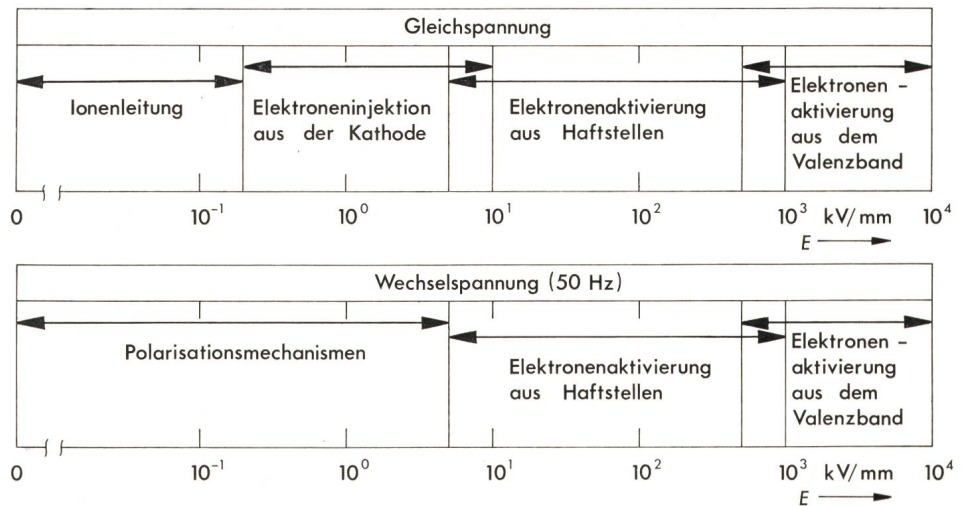
hervorgeht, ist bei konstanter Feldstärke (und damit konstantem Δw) die Zahl der aus Haftstellen aktivierten Elektronen um so grösser, je höher die Probertemperatur T gewählt wird. Dasselbe gilt für die Elektroneninjektion aus der Kathode, deren Intensität bei gegebener Austrittsarbeit und Kathodenfeldstärke ebenfalls mit Hilfe der Boltzmann-Statistik zu berechnen ist. Das bedeutet, dass mit zunehmender Temperatur sowohl der dielektrische Verlustfaktor als auch die spezifische Gleichstromleitfähigkeit bei niedrigeren Feldstärken anzusteigen beginnen.

Unabhängig vom Boltzmannfaktor werden jedoch noch andere Einflussgrössen auf die Leitungsmechanismen durch die Probertemperatur verändert. Hier sind vor allem zu nennen

- Die relative Dielektrizitätskonstante ϵ_r ;
- Die Kristallinität des Polyäthylens;
- Die Ladungsträger- und Molekülbeweglichkeit.

Die relative DK verringert sich auf Grund der abnehmenden Dichte des PE von ca. $2,3$ bei 20°C auf ca. $2,0$ bei 100°C . Wie

Fig. 3
Überwiegender Leitungsmechanismus in PE bei Gleich- und Wechselfeldstärke in Abhängigkeit von der Feldstärke E im Temperaturbereich zwischen 80 und 100 °C



an anderer Stelle bereits erwähnt, führt dies zu einer Verstärkung des Schottky-Effektes (Gl. 2), d.h. bei höheren Temperaturen wird die Austrittsarbeit bzw. Aktivierungsenergie der Elektronen durch das elektrische Feld stärker vermindert. Damit verbunden ist eine intensivere Elektroneninjektion aus der Kathode und eine vermehrte Aktivierung von Ladungsträgern aus Haftstellen des PE.

Die Kristallinität des Polyäthylens nimmt mit steigender Temperatur stark ab. So beträgt beispielsweise der kristalline Anteil von Hochdruck-PE bei Raumtemperatur ca. 45 %, bei 100 °C nur noch 10 %, und bei Überschreiten des Kristallit-schmelzpunktes (ca. 113 °C) geht das Material in den vollständig amorphen Zustand über. Es leuchtet ein, dass diese Strukturveränderungen einen erheblichen Einfluss auf die energetischen Verhältnisse im Innern des Dielektrikums haben müssen, also auf die Tiefe der Elektronenhaftstellen und ihre Verteilung innerhalb der verbotenen Zone. Hierfür spricht vor allem die von *Mc Cubbin* [15] aus vergleichenden Untersuchungen an Polyäthylen und Octocosan ($C_{28} \cdot H_{58}$) gezogene Schlussfolgerung, dass sich der bevorzugte Sitz von Haftstellen im PE an den Grenzen zwischen kristallinen und amorphen Bezirken befindet.

Es ist vorstellbar, dass die energetische Tiefe dieser Grenzschicht-Haftstellen mit zunehmender Aufschmelzung der Kristallite kleiner wird, die Aktivierungswahrscheinlichkeit für darin befindliche Elektronen also ansteigt. Geht man davon aus, dass die durch Gl. (3) gegebene Haftstellenverteilung

$$z_h(w) = z_{h0} \cdot \exp\left(-\frac{w}{2kT_1}\right)$$

mit $T_1 = 1000$ K die energetischen Verhältnisse bei 100 °C richtig beschreibt, so müsste für tiefere Temperaturen bei konstanter Gesamtdichte der Traps eine schwächer exponentielle Verteilung angenommen und T_1 vergrößert werden. Demzufolge würde unterhalb 100 °C die Dichte der flachen Haftstellen auf Kosten der tiefen verringert, die Zahl der Leitungselektronen bei gegebener Feldstärke also abnehmen.

Bei der Ladungsträgerbeweglichkeit ist zwischen der Beweglichkeit der Elektronen und Ionen zu unterscheiden. Die Elektronenbeweglichkeit wird durch die Streuung an Molekülbausteinen und den vorübergehenden Einfang der Elektronen in ionisierten, d.h. entleerten Haftstellen begrenzt. Die Behinderung durch Streuung an Molekülbausteinen nimmt mit steigender Temperatur auf Grund der stärkeren Molekülbewegung

zu, d.h. die Elektronenbeweglichkeit wird verringert. Demgegenüber nimmt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit in Haftstellen mit steigender Temperatur ab, was mit einer Vergrößerung der Elektronenbeweglichkeit verbunden ist. Dieser zweite Mechanismus scheint beim Polyäthylen im Temperaturbereich zwischen 20 und 100 °C zu dominieren, wie aus Beweglichkeitsmessungen von *Dehoust* [20] hervorgeht.

Eindeutig ist der Temperatureinfluss auf die Ionenbeweglichkeit. Sie steigt entsprechend der Beziehung

$$b_1 \sim \exp\left(-\frac{B}{T}\right) \quad (11)$$

mit der Temperatur an. Das bedeutet, dass der vorwiegend durch Ionenleitung bestimmte Anteil der Leitungsmechanismen, also die Gleichstromleitfähigkeit bei niedrigen Feldstärken, ebenfalls nach der durch Gl. (11) beschriebenen Gesetzmässigkeit mit der Temperatur zunimmt.

Es bleibt schliesslich noch der Temperatureinfluss auf den Verlustfaktor durch Polarisation bei niedrigen Wechselfeldstärken zu klären. Dies soll am Beispiel der Orientierungspolarisation durch die Umrichtung permanenter Dipole im Takt der anliegenden Spannungen geschehen.

Bei sehr niedrigen Temperaturen ($T \rightarrow 0$) ist eine Dipolorientierung auf Grund der zu geringen Molekülbeweglichkeit nicht möglich, Verluste sind in diesem Bereich nicht zu erwarten. Mit steigender Temperatur und Molekülbeweglichkeit kommt es zu einer teilweisen oder vollständigen Ausrichtung der Dipole im Takt des Wechselfeldes, verbunden mit einer Energieabsorption, also messbaren dielektrischen Verlusten. Sehr hohe Temperaturen schliesslich ($T \rightarrow \infty$) wirken der Dipolorientierung entgegen, es wird wieder eine statistische Gleichverteilung der Moleküle angestrebt, und der Polarisations-Verlustfaktor nimmt ab. Demnach durchläuft der Verlustfaktor bei niedrigen Spannungen in Abhängigkeit von der Temperatur ein Maximum, dessen Lage und Höhe in erster Linie durch die Anzahl und Grösse der Dipole und ihr elektrisches Moment bestimmt werden.

Damit lässt sich der Temperatureinfluss auf die Leitungsmechanismen in PE abschliessend wie folgt charakterisieren:

- a) Bei niedrigen Feldstärken nimmt die Gleichstromleitfähigkeit entsprechend der Beziehung $\sigma \sim \exp(-B/T)$ mit der Temperatur zu. Der Verlustfaktor weist ein oder mehrere Maxima auf.
- b) Bei hohen Feldstärken steigen sowohl die Gleichstromleitfähigkeit als auch der dielektrische Verlustfaktor über der Temperatur an. Dieser Anstieg erfolgt im allgemeinen stärker als mit der

durch den Boltzmannfaktor beschriebenen Gesetzmässigkeit σ , $\tan \delta \sim \exp\left(-\frac{w_{\text{eff}}}{2kT}\right)$. Gleichzeitig werden die Übergänge von den Ohmschen zu den nicht Ohmschen Leitungsbereichen zu niedrigeren Feldstärken verschoben.

3. Vergleich mit den Ergebnissen experimenteller Untersuchungen

Die in diesem Abschnitt vorzustellenden Messergebnisse wurden an plattenförmigen Prüflingen aus Hochdruck-Polyäthylen (HPE) und Niederdruck-Polyäthylen (NPE) gewonnen. Für die Verlustfaktormessungen bei 50 Hz stand ein Plattenkondensator in Schutzringanordnung zur Verfügung, der Messungen bis 80 kV bzw. bis zu Feldstärken von ca. 40 kV/mm teilentladungsfrei ermöglichte. Die Gleichstromuntersuchungen erfolgten ebenfalls in einem Schutzring-Kondensator, der unter SF₆-Isoliergas für Spannungen bis 10 kV bzw. Feldstärken bis ca. 20 kV/mm dimensioniert war. Für die Auswertung wurden jeweils die Gleichstromwerte 10 min nach Anlegen der Spannung herangezogen. Zwischen zwei Messungen erfolgte eine ebenfalls 10minütige Erdung der Plattenelektroden, die dem Abbau der sich im Gleichfeld ausbildenden Polarisationsgegenspannung diente. Weitere Einzelheiten zur Durchführung der experimentellen Untersuchungen können der Literatur [5; 6] entnommen werden.

Fig. 4 zeigt einige für die Feldstärkeabhängigkeit des dielektrischen Verlustfaktors typische Ergebnisse, gemessen an einer Hochdruck-PE-Probe mit der Dicke von $d = 1,13$ mm. Dabei ist der Verlustfaktor als genormte Grösse $\tan \delta / \tan \delta_0$ dargestellt, worin $\tan \delta_0$ für die Messwerte bei niedrigen Feldstärken steht. Eine Zusammenstellung dieser von der Probentemperatur abhängigen Bezugsgrössen enthält Tabelle I.

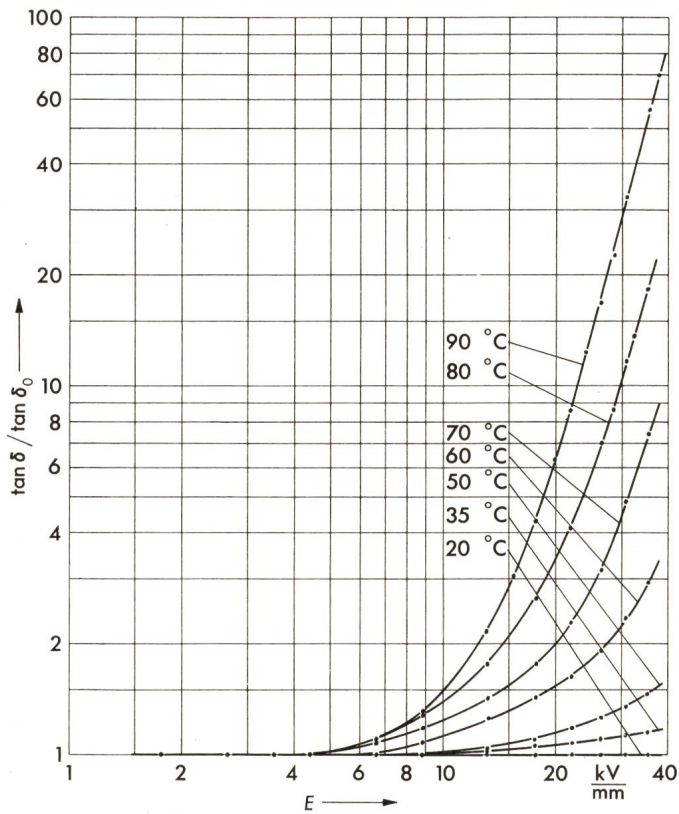


Fig. 4 Genormter Verlustfaktor $\tan \delta / \tan \delta_0$ bei 50 Hz in Abhängigkeit von der Feldstärke E mit der Probentemperatur als Parameter
Hochdruck-PE (HPE) -Probe der Dicke $d = 1,13$ mm

Zusammenstellung der Bezugswerte $\tan \delta_0$ aus Fig. 4

Tabelle I

Temperatur °C	$\tan \delta_0$
20	$6,0 \cdot 10^{-5}$
35	$5,5 \cdot 10^{-5}$
50	$3,5 \cdot 10^{-5}$
60	$2,8 \cdot 10^{-5}$
70	$2,4 \cdot 10^{-5}$
80	$2,1 \cdot 10^{-5}$
90	$2,0 \cdot 10^{-5}$

Wie anhand der im Abschnitt 2 entwickelten Theorie zu erwarten, ist der Verlustfaktor bei niedrigen Feldstärken spannungsunabhängig («Ohmscher» Leitungsbereich), während er mit zunehmender elektrischer Beanspruchung auf Grund der aus Haftstellen ins Leitungsband aktivierten Elektronen ansteigt. Dieser Anstieg erfolgt dabei um so eher und steiler, je höher die Probentemperatur gewählt wird. Oberhalb 25...30 kV/mm gehorcht der Verlustfaktor schliesslich der Beziehung (9) $\tan \delta \sim E^n$.

Eine prinzipiell ähnliche Feldstärkeabhängigkeit weist die spezifische Gleichstromleitfähigkeit auf, wie aus den Messergebnissen einer 0,086 mm dicken HPE-Folie in Fig. 5 hervorgeht. Auch hier folgt dem Ohmschen Leitungsverhalten bei niedrigen Feldstärken und einem Übergangsbereich ein Feldstärkebereich, in dem die Leitfähigkeit entsprechend dem Polynom $\sigma \sim E^n$ ansteigt.

Quantitativ ergeben sich jedoch mehrere deutliche Unterschiede zum Verhalten des PE bei Wechselspannung. Während der Verlustfaktor bei hohen Temperaturen erst oberhalb 4...5 kV/mm anzusteigen beginnt und bei 20 °C sogar bis 40 kV/mm

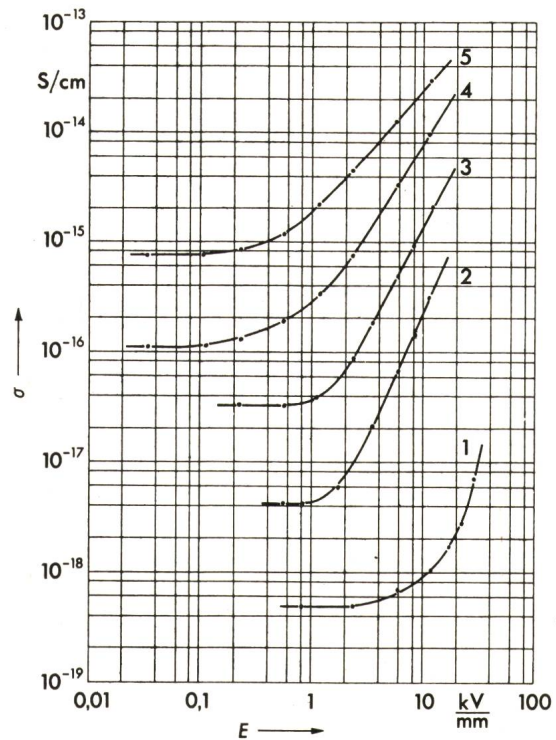


Fig. 5 Spezifische Gleichstromleitfähigkeit σ in Abhängigkeit von der Feldstärke E mit der Probentemperatur als Parameter

HPE-Dicke $d = 0,086$ mm

1: 20 °C; 2: 50 °C; 3: 65 °C; 4: 80 °C; 5: 100 °C

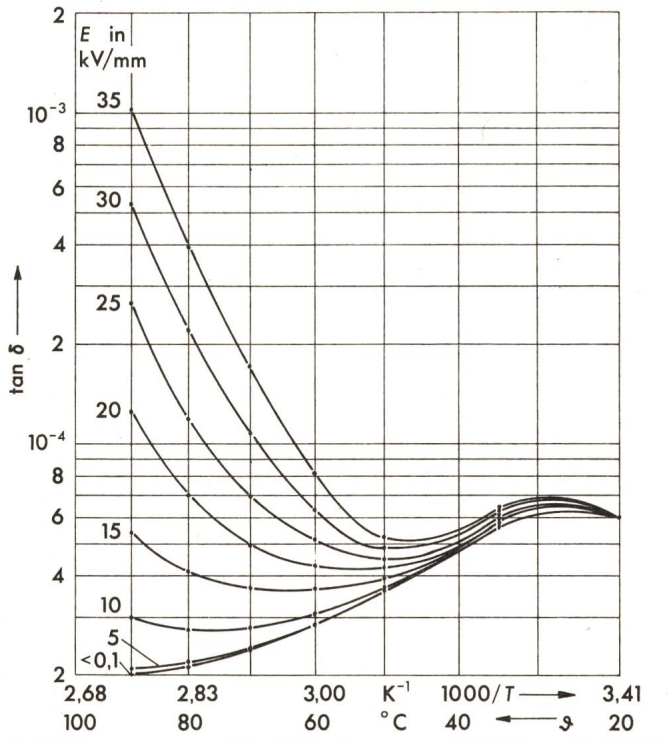


Fig. 6 Verlustfaktor $\tan \delta$ bei 50 Hz in Abhängigkeit vom Kehrwert der absoluten Temperatur $1000/T$ zur Kontrolle des Van't Hoff'schen Gesetzes bei verschiedenen Feldstärken E
 HPE-Dicke $d = 1,13 \text{ mm}$
 δ Temperatur in $^{\circ}\text{C}$

spannungsunabhängig bleibt (Fig. 4), liegt der Beginn des Anstiegs der Gleichstromleitfähigkeit zwischen ca. 0,2 kV/mm bei 100 $^{\circ}\text{C}$ und 2 kV/mm bei 20 $^{\circ}\text{C}$, also um ca. eine Größenordnung niedriger. Die Ursache hierfür ist in dem behandelten Injektionsmechanismus zu suchen, der im Gleichfeld – begünstigt durch das Auftreten heteropolarer Ionenladungen vor den Elektroden – zu einem frühzeitigen Anstieg der Leitfähigkeit über der Feldstärke führt.

Eine weitere Abweichung des Gleichstromverhaltens vom Verhalten des PE im Wechselfeld zeigt sich in der Temperaturabhängigkeit der Leitungsmechanismen im Ohmschen Bereich bei niedrigen Feldstärken. Die Gleichstromleitfähigkeit steigt auch unter dieser geringen elektrischen Beanspruchung auf Grund der zunehmenden Ionenbeweglichkeit [Gl. (11)] über der Temperatur an, während der Niederspannungsverlustfaktor die umgekehrte Tendenz aufweist. Wie aus Fig. 6 hervorgeht, nimmt der $\tan \delta$ bis zu Feldstärken von 5 kV/mm im Temperaturbereich zwischen 30 und 90 $^{\circ}\text{C}$ kontinuierlich ab. Hier bestätigt sich das für Polarisationsmechanismen charakteristische Verhalten, dass nämlich der Verlustfaktor über der Temperatur ein Maximum durchläuft (in Fig. 6 bei ca. 25 $^{\circ}\text{C}$).

Die halblogarithmische Darstellung des Verlustfaktors über dem Kehrwert der absoluten Temperatur in dieser Figur ermöglicht eine Überprüfung des für Isolierflüssigkeiten im Ionenleitungsbereich gültigen Van't Hoff'schen Gesetzes

$$\tan \delta \sim \exp\left(-\frac{F}{kT}\right) \quad (12a)$$

bzw.

$$\log \tan \delta \sim \left(-\frac{F}{kT}\right) \quad (12b)$$

Hierin hat F die Bedeutung einer thermischen Aktivierungsenergie und ist in dem im Abschnitt 2 vorgestellten Bänder-

modell identisch mit dem energetischen Abstand zwischen Leitungsband und Fermi-Niveau.

Wie aus Fig. 6 zu erkennen ist, wird der durch (12b) beschriebene lineare Zusammenhang zwischen $\log \tan \delta$ und $1/T$ und damit das Van't Hoff'sche Gesetz von den vorliegenden Ergebnissen nicht exakt erfüllt, jedoch mit steigender Temperatur und Feldstärke immer besser angenähert.

Dabei fällt auf, dass die mittlere Steigung der Kurven über $1/T$ um so grösser ist, je höher die Feldstärke gewählt wird. Dieselbe Tendenz zeigt sich auch bei Gleichspannung, wie aus der halblogarithmischen Darstellung der Leitfähigkeit von Hoch- und Niederdruck-PE (NPE) über dem Kehrwert der absoluten Temperatur in Fig. 7 hervorgeht. Das heisst, mit steigender Feldstärke nimmt – unabhängig von der Beanspruchungsart – die für den Leitungsprozess notwendige thermische Aktivierungsenergie zu. Diese Beobachtung ist wichtig, weil sie als Bestätigung des vorgestellten Haftstellenmodells herangezogen werden kann. Bei einer Ladungsträgerbereitstellung aus konstantem energetischem Abstand (also z. B. einer Elektronenaktivierung aus dem Valenzband oder einer ausschliesslich durch Injektionen aus der Kathode verursachten Leitfähigkeit) müsste nämlich die thermische Aktivierungsenergie F durch die Wirkung des elektrischen Feldes in Analogie zu Gl. (2a) um den Anteil

$$\Delta F = c \sqrt{\frac{e^3 E}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon_r}} \quad (13)$$

verringert werden. Demnach lässt sich der experimentell beobachtete umgekehrte Feldstärkeeinfluss nur so erklären, dass bei steigender Zufuhr elektrischer Energie zunehmend Ladungsträger aus grösserem Abstand zum Leitungsband, also Elektronen aus tieferen Haftstellen am Leitungsmechanismus beteiligt sind.

Die Abflachung der Messkurven in Fig. 7 bei hohen Temperaturen und Feldstärken ist eine Folge des angewendeten Messverfahrens. Wie eingangs dieses Kapitels beschrieben wurden zur Berechnung der Leitfähigkeit stets die Stromwerte 10 min nach dem Anlegen der Spannung herangezogen. Nun stellt es ein seit langem bekanntes Phänomen dar, dass der Strom durch feste Isolierstoffe mit zunehmender Dauer der Gleichspannungsbeanspruchung abklingt (Polarisation des Dielektrikums). Dieser Prozess wird durch stärkere Zufuhr thermischer und elektrischer Energie beschleunigt, da die Teilchenbeweglichkeit mit der Temperatur und die auf freie Ladungsträger wirkende Coulomb-Kraft mit der Feldstärke ansteigen. Das heisst, im Bereich hoher Temperaturen und Feldstärken werden zunehmend zu niedrige Messwerte vorgetäuscht, der Anstieg der Gleichstromleitfähigkeit über der Temperatur also scheinbar verringert.

Anders als die Gleichstromleitfähigkeit, deren Messwert auf Grund der erwähnten Zeitabhängigkeit korrekt nur in Verbindung mit dem Messzeitpunkt (z. B. der sog. 1-min-Wert nach VDE) eine stoffspezifische Grösse darstellt, wird der dielektrische Verlustfaktor im allgemeinen als Materialkonstante angesehen, die wohl von der Frequenz der anliegenden Spannung und der Temperatur abhängt, nicht jedoch von der Beanspruchungsdauer. Diese Betrachtungsweise trifft für den $\tan \delta$ des Polyäthylens bei Niederspannung auch tatsächlich zu, wie eigene Kontrollmessungen über eine Dauer von 100 h im Temperaturbereich zwischen 20 und 100 $^{\circ}\text{C}$ bestätigt haben.

Ein gänzlich anderes Verhalten zeigt sich jedoch bei hohen Feldstärken, also einer elektrischen Beanspruchung, unter de-

ren Einwirkung der Verlustfaktor zunächst entsprechend Fig. 4 angestiegen ist. Hier sinkt der $\tan \delta$ mit steigender Beanspruchungsdauer kontinuierlich ab, wie in Fig. 8 an vier Beispielen demonstriert wird. Auch diese Messergebnisse lassen sich auf der Basis des vorgestellten Haftstellenmodells physikalisch sinnvoll erklären.

Da eine Zeitabhängigkeit des Verlustfaktors bei Niederspannung nicht auftritt, muss dieser Effekt bei hohen Feldstärken auf eine allmähliche Verarmung der unter der Wirkung des Feldes zusätzlich ins Leitungsband aktivierten Elektronen zurückgeführt werden. Eine solche Verarmung ist aber nur dann möglich, wenn die einmal aus dem Verlustmechanismus ausgeschiedenen Ladungsträger unter den gegebenen energetischen Verhältnissen, also bei konstanter Feldstärke und Temperatur, nicht wieder durch neue ersetzt werden können. Diese Bedingung wird genau dadurch erfüllt, dass bei konstanter Energiezufuhr nur Elektronen aus Haftstellen bis zu einer bestimmten energetischen Tiefe für eine Aktivierung ins Leitungsband in Frage kommen. Ihre Zahl ist begrenzt, ein Ersatz der aus dem Leitungsprozess ausgeschiedenen Ladungsträger demnach nicht möglich. Demgegenüber würde es sich bei einer Elektronenaktivierung aus dem Valenzband oder der Injektion aus den Metallelektroden um praktisch unerschöpfliche Quellen handeln, eine Ladungsträgerverarmung auf der Grundlage dieser Modelle also nicht vorstellbar sein.

Als massgebliche Ursache für die Verarmung selbst kommen Diffusionsvorgänge der beweglichen Leitungselektronen in Richtung der Elektroden in Frage. Diese Diffusion wird

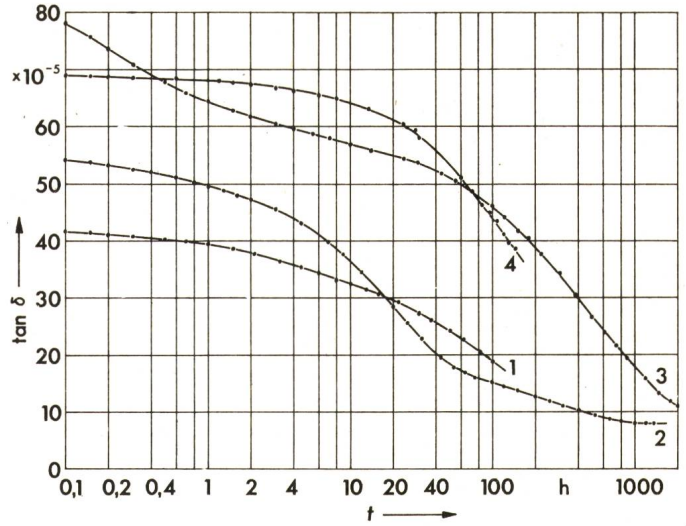


Fig. 8 Verlustfaktor $\tan \delta$ verschiedener PE-Proben bei Hochspannung und hohen Temperaturen in Abhängigkeit von der Beanspruchungsdauer t

Messfrequenz: 50 Hz

1 NPE bei 80 °C	Dicke $d=1,21$ mm	Feldstärke $E=25,0$ kV/mm
2 NPE bei 80 °C	Dicke $d=1,14$ mm	Feldstärke $E=25,9$ kV/mm
3 NPE bei 100 °C	Dicke $d=1,14$ mm	Feldstärke $E=25,0$ kV/mm
4 HPE bei 100 °C	Dicke $d=1,95$ mm	Feldstärke $E=20,4$ kV/mm

durch ein Ladungs-Konzentrationsgefälle zwischen dem Probeninnern und den Elektrodenrandschichten ermöglicht und kommt genau dann zum Stillstand, wenn alle zusätzlich aktivierten Elektronen ausgeschieden sind. Dieser Endzustand wird

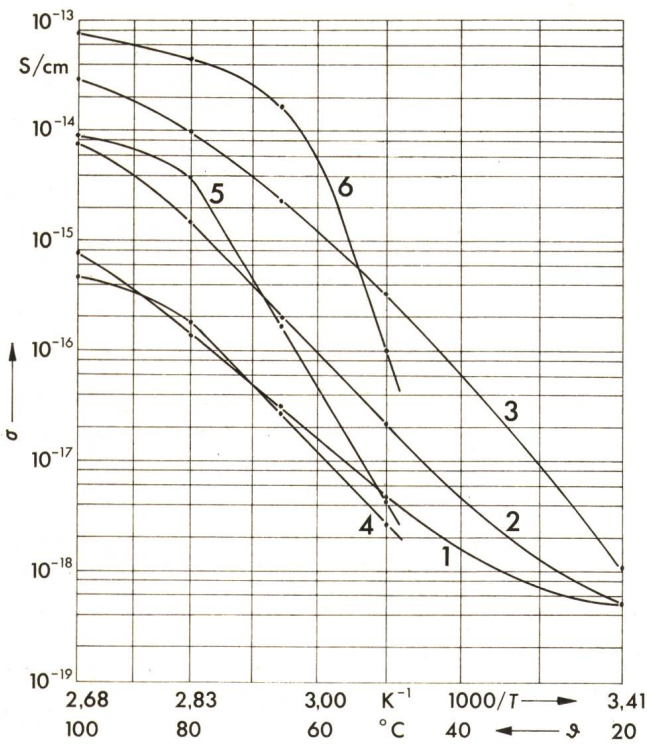


Fig. 7 Spezifische Gleichstromleitfähigkeit σ verschiedener PE-Proben in Abhängigkeit vom Kehrwert der absoluten Temperatur $1000/T$ zur Kontrolle des Van't Hoff'schen Gesetzes bei unterschiedlichen Feldstärken E

- 1 HPE; $d=0,086$ mm; $E=0,1$ kV/mm
- 2 HPE; $d=0,086$ mm; $E=3,5$ kV/mm
- 3 HPE; $d=0,086$ mm; $E=11,6$ kV/mm
- 4 NPE; $d=0,47$ mm; $E=0,1$ kV/mm
- 5 NPE; $d=0,47$ mm; $E=4,4$ kV/mm
- 6 NPE; $d=0,47$ mm; $E=16,0$ kV/mm
- 9 Temperatur in °C

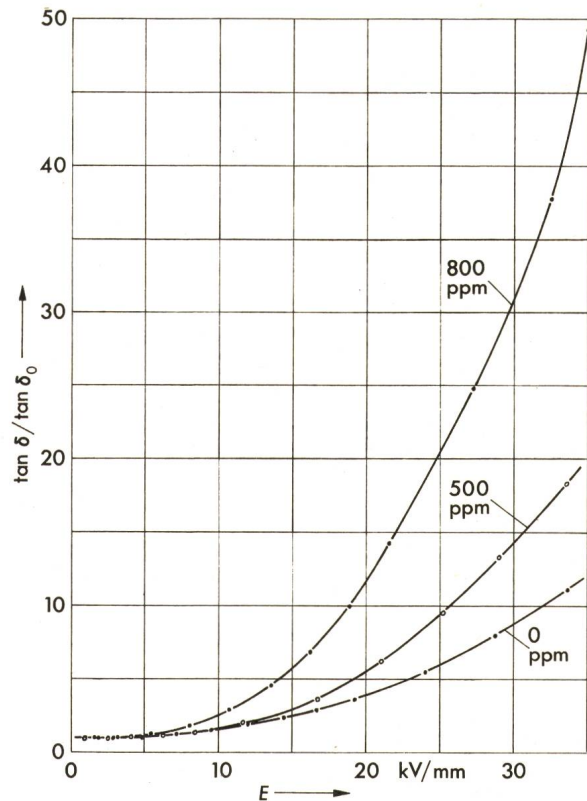


Fig. 9 Einfluss des Stabilisatoranteils in ppm auf die Feldstärkeabhängigkeit des genormten Verlustfaktors von Niederdruck-PE (NPE) bei 50 Hz und 100 °C

Bezugsgrösse $\tan \delta_0$ jeweils $15 \cdot 10^{-5}$

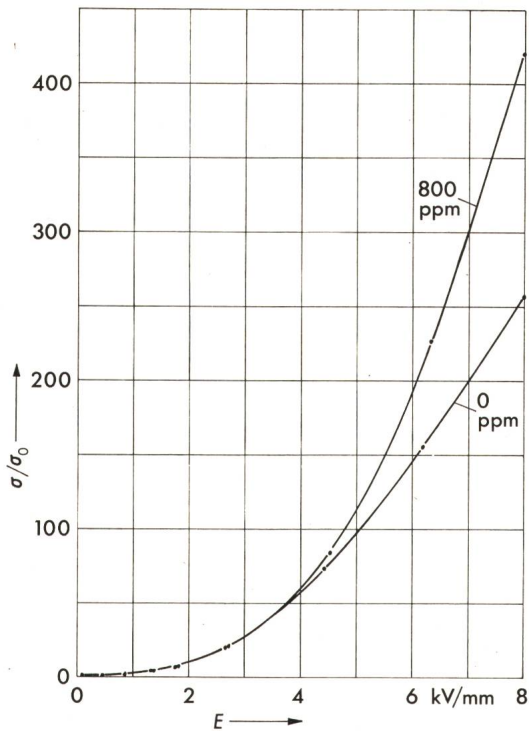


Fig. 10 Einfluss des Stabilisatoranteils in ppm auf die Feldstärkeabhängigkeit der genormten Gleichstromleitfähigkeit von NPE bei 100 °C
 Bezugsgrösse σ_0 jeweils $6,5 \cdot 10^{-16}$ S/cm

in Fig. 8 von einem NPE-Prüfling bei 80 °C nach ca. 1300 h erreicht (Kurve 2). Der danach verbleibende Restverlustfaktor ist mit dem Niederspannungswert $\tan \delta_0$ dieses Prüflings bei 80 °C identisch und wird durch Polarisationsmechanismen bestimmt.

Im Abschnitt 2.2 waren als Ursache für die Existenz von Elektronenhaftstellen u. a. Fremdmoleküle und bewusst beigemischte Zusatzstoffe (Stabilisatoren) genannt worden. Auch diese Vorstellung konnte experimentell bestätigt werden. Es hat sich nämlich bei Messungen an definiert verunreinigten PE-Prüflingen gezeigt, dass sowohl der dielektrische Verlust-

faktor als auch die spezifische Gleichstromleitfähigkeit um so steiler über der elektrischen Feldstärke ansteigen, je mehr Fremdstoff den Proben zugesetzt wurde (Fig. 9 und 10).

Literatur

- [1] G. Stetter: Die elektrische Leitfähigkeit von Hochpolymeren, insbesondere von Polyäthylen, bei hohen Feldstärken. Kolloid-Zeitschrift und Zeitschrift für Polymere 215(1967)2, S. 112...127.
- [2] O. Dehoust: Über den elektrischen Leitungsmechanismus in Polyäthylen. Kolloid-Zeitschrift und Zeitschrift für Polymere 235(1969)2, S. 1271...1280.
- [3] N. Riehl: Über die elektrische Leitfähigkeit fester organischer Isolatoren. Ann. Physik 6/20(1957), S. 93...128.
- [4] M. Ieda, G. Sawa and S. Kato: A consideration of Poole-Frenkel effect on electric conduction in insulators. J. Applied Physics 42(1971)10, p. 3737...3740.
- [5] R. v. Olshausen: Über den Verlustmechanismus in Polyäthylen bei hohen Wechselspannungen. ETZ-A 93(1972)10, S. 594...596.
- [6] R. v. Olshausen: Über den Einfluss der Feldstärke auf den Leitungsmechanismus in Polyäthylen bei Gleich- und Wechselspannung. Dissertation der Technischen Universität Hannover, 1973.
- [7] H. Thurn and F. Würstlin: Die dielektrischen Eigenschaften von Polyäthylen. ETZ-B 15(1963)21, S. 615...617.
- [8] G. P. Michailow und B. I. Saschin: Untersuchung der dielektrischen Verluste und der dielektrischen Permeabilität kristallisierender Hochpolymere. Vysokomolekuljarnye Soedinenija 1(1959)1, S. 9...16. (= Russ.)
- [9] D. E. Kline, J. A. Sauer and A. E. Woodward: Effect of branching on dynamic mechanical properties of polyethylene. J. Polymer Science 22(1956)102, p. 455...462.
- [10] N. F. Mott and R. W. Gurney: Electronic processes in ionic crystals. Second edition. Oxford, Clarendon Press, 1950.
- [11] H. Fröhlich: On the theory of dielectric breakdown in solids. Proc. Roy. Soc. A 188(1947)1015, p. 521...532.
- [12] F. Stöckmann: Über Strom-Spannungskennlinien Ohmscher Kontakte bei Halbleitern und Isolatoren. Halbleiterprobleme 6(1961), S. 279...320.
- [13] J. Frenkel: On the theory of electric breakdown of dielectrics and electronic semiconductors. Technical Physics of the USSR 5(1938)9, p. 685...695.
- [14] J. H. Simpson: The time delay in conduction and breakdown processes in amorphous solids. Proc. Physical Soc. A 63(1950), p. 86...100.
- [15] W. L. McCubbin: Electronic processes in paraffinic hydrocarbons. Part 1: On the nature of carrier traps. Trans. Faraday Soc. 58(1962), p. 2307...2315.
- [16] R. H. Partridge: Electron traps in polyethylene. J. Polymer Science 3(1965), p. 2817...2825.
- [17] A. Rose: An outline of some photoconductive processes. RCA Review 12(1951)3/1, p. 362...414.
- [18] J. F. Fowler: X-ray induced conductivity in insulating materials. Proc. Roy. Soc. A 236(1956)1207, p. 464...480.
- [19] O. Dehoust and J. Handl: Messung der elektrischen Polarisation in Polyäthylen. Kolloid-Zeitschrift und Zeitschrift für Polymere 219(1967)2, S. 106...113.
- [20] O. Dehoust: Bestimmung der Elektronenbeweglichkeit in Polyäthylen. Zeitschrift für Angewandte Physik 27(1969)4, S. 268...271.

Adresse der Autoren:

Prof. Dr.-Ing. M. Beyer, Direktor des Schering-Instituts für Hochspannungstechnik und Hochspannungsanlagen der Technischen Universität Hannover, und Dr.-Ing. R. von Olshausen, Oberingenieur am selben Institut, Callinstrasse 35, D-3 Hannover.

Commission Electrotechnique Internationale (CEI)

Sitzungen des CE 35, Piles, vom 24. bis 27. Oktober 1973 in Ljubljana

Unter dem Vorsitz von Dr. F. L. Tye (England) tagte das CE 35 vom 24. bis zum 27. Oktober 1973 in Ljubljana. Vertreten waren 14 Länder mit insgesamt 43 Teilnehmern. Das Protokoll der Sitzungen in Ankara vom 19. bis 21. Juni 1972 wurde ohne Änderungen angenommen. Folgende Modifikations-Vorschläge für die Publikation 86 wurden diskutiert:

1. Soll das Fabrikationsdatum in unverschlüsselter Weise auf jeder Batterie angebracht werden? Vorgeschlagen wurde beispielsweise ein System mit 3 Ziffern, von denen die erste das Jahr, die beiden andern den Monat bezeichnen, z. B. 212 = Dezember 1972, 302 = Februar 1973. Über diese Vorschläge soll ein Sekretariatsdokument zirkulieren.

2. Die obere Spannungsgrenze bei offenem Stromkreis der Batteriesysteme L, N und M soll unabhängig von Form und Grösse der Zellen festgelegt werden. Die obersten vorgeschlagenen Grenzen waren wie folgt:

- für Batterien vom Typ L: 1,45 V + 12,5 %
- für Batterien vom Typ N: 1,40 V + 10,0 %
- für Batterien vom Typ M: 1,35 V + 7,5 %

Die konkreten Vorschläge sollen in einem Sekretariatsdokument gesammelt werden.

3. für Entladeprüfungen sollen vorzugsweise normalisierte Widerstände der Serie E-24 verwendet werden. In einem der 6-Monate-Regel unterstellten Dokument werden die empfohlenen Entladezeitperioden bei unterbrochener Entladung festgelegt.

Mehrere Vorschläge zur Normung weiterer Batterietypen wurden entgegengenommen, nämlich:

1. Trockenbatterie, Spannung 6 V, mit folgenden Abmessungen: Länge 136 mm, Breite 73 mm, Höhe 125 mm (einschliesslich Anschlüsse).
2. Alkalische Mangandioxidbatterie, Spannung 1,45 V, Durchmesser 23 mm, Höhe 5,7 mm.
3. Quecksilberzelle, Spannung 1,35 V, Durchmesser 15,8 mm, Höhe 11,0 mm.
4. Quecksilber-Mangandioxid-Zelle, Spannung 1,40 V, Durchmesser 15,8 mm, Höhe 11,0 mm.

Durch entsprechende Sekretariatsdokumente sollen die genauen dimensionellen Spezifikationen der verschiedenen Hersteller eingeholt werden.

Für eine Anzahl weiterer Batterien wurde die Normung der Dimensionen diskutiert: