

Molekel	$B_0$ (MHz)	$B_e$ (MHz)	$\alpha_e$ (MHz)	$r_e$ (Å)
Pb <sup>206</sup> S <sup>32</sup>	3485,119 ± 0,012	3491,679 ± 0,018	13,120 ± 0,018	2,286860 ± 0,000070
Pb <sup>207</sup> S <sup>32</sup>	3482,865 ± 0,012	3489,418 ± 0,018	13,105 ± 0,018	2,286857 ± 0,000070
Pb <sup>208</sup> S <sup>32</sup>	3480,629 ± 0,012	3487,172 ± 0,018	13,085 ± 0,016	2,286857 ± 0,000070
Pb <sup>208</sup> S <sup>34</sup>	3303,51 ± 0,05	3309,60 ± 0,09	12,18 ± 0,11	2,286851 ± 0,000083

Tab. 2.

des Bandenspektrums des PbS von BARROW, FRY und LEBARGY<sup>20</sup> hatte für die Isotopenkombination Pb<sup>208</sup>S<sup>32</sup> die Werte  $B_e = 3487,5$  MHz und  $\alpha_e = 12,8$  MHz ergeben. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den von uns gemessenen Rotationskonstanten. Die Kernabstände  $r_e$  wurden mit den von COHEN, DUMOND und Mitarbeitern<sup>24</sup> angegebenen Naturkonstanten und den von WAPSTRA<sup>25</sup> tabellierten relativen Atommassen berechnet. Der Einfluß der Elektronenverteilung auf die reduzierte Masse der Molekeln wurde dabei nicht berücksichtigt. Die in Tab. 2 angegebenen Fehlergrenzen der Kernabstände  $r_e$  sind im wesentlichen durch den Fehler der in die Rechnung eingehenden PLANCKschen Konstanten  $h$  und der Atomaren Masseneinheit bestimmt. Die Fehlergrenzen, die sich allein aus den Fehlern der  $B_e$ -Werte in Tab. 2 ergeben, sind  $\pm 0,000008$  Å für PbS<sup>32</sup> und  $\pm 0,000044$  Å für PbS<sup>34</sup>.

In Tab. 3 sind die aus den  $B_e$ -Werten berechneten Massenverhältnisse<sup>23</sup> von Isotopen zusammengestellt.

<sup>24</sup> E. R. COHEN, J. W. M. DUMOND, W. LAYTON u. J. S. ROLLETT, Rev. Mod. Phys. **27**, 361 [1955].

<sup>25</sup> A. H. WAPSTRA, Handbuch der Physik, Band XXXVIII, 1, Springer-Verlag, Berlin 1958, S. 7 ff.

<sup>26</sup> HOGG u. DOCKWORTH, Canad. J. Phys. **32**, 65 [1954].

Die letzte Spalte der Tabelle bringt zum Vergleich einige Werte aus neueren massenspektroskopischen Messungen.

Molekel		Massenverhältnis	
		Diese Arbeit	Andere Arbeiten
Pb <sup>206</sup> /Pb <sup>207</sup>	PbS <sup>32</sup>	0,995181 ± 0,000047	0,995162 ± 0,000007 <sup>26</sup>
Pb <sup>206</sup> /Pb <sup>208</sup>	PbS <sup>32</sup>	0,990393 ± 0,000047	0,990373 ± 0,000007 <sup>26</sup>
Pb <sup>207</sup> /Pb <sup>208</sup>	PbS <sup>32</sup>	0,995190 ± 0,000047	0,995188 ± 0,000007 <sup>26</sup>
S <sup>32</sup> /S <sup>34</sup>	Pb <sup>208</sup> S	0,941250 ± 0,000039	0,9412464 ± 0,0000024 <sup>27</sup>
			0,9412428 ± 0,0000010 <sup>28</sup>
			0,9412445 ± 0,0000006 <sup>29</sup>
			0,9412444 ± 0,0000005 <sup>30</sup>

Tab. 3.

Herrn Professor Dr. R. HONERJÄGER danke ich herzlich für sein reges Interesse an dieser Arbeit und die großzügige Unterstützung. Den Mitarbeitern unserer Institutswerkstatt unter der Leitung ihres Meisters, Herrn HAHNE, danke ich für die sorgfältige Ausführung feinmechanischer Arbeiten. Ich danke der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die das Frequenznormal zur Verfügung stellte.

<sup>27</sup> T. L. COLLINS, A. O. NIER u. W. H. JOHNSON, Phys. Rev. **84**, 717 [1951].

<sup>28</sup> H. EWALD, Z. Naturforschg. **6 a**, 293 [1951].

<sup>29</sup> K. OGATA u. H. MATSUDA, Phys. Rev. **89**, 27 [1953].

<sup>30</sup> G. v. SCHIERSTEDT, H. EWALD, H. LIEBL u. G. SAUERMAN, Z. Naturforschg. **11 a**, 216 [1956].

## Der Einfluß metastabiler Moleküle auf den statischen Durchschlag in Stickstoff bei kleinen Drucken

Von H. KRISCH

Institut für Angewandte Physik, Hamburg  
(Z. Naturforschg. **19 a**, 1136—1137 [1964]; eingegangen am 16. Juli 1964)

Oszillographische Messungen in Argon ließen erkennen, daß der statische Durchschlag in diesem Gas bei Drucken von wenigen Torr in einem Generationsaufbau erfolgt<sup>1</sup>. Es zeigte sich hierbei, daß der zeitliche Verlauf des Enladungsstromes aus zwei Komponenten besteht: Die relativ schnelle Komponente wird durch Sekundärelektronen erzeugt, die beim Aufprall der Ionen an der Kathode ausgelöst werden. Der langsame Nachstrom, der ein Maximum bei etwa 1 msec zeigt, ist

<sup>1</sup> H. KRISCH, Z. Phys. **178**, 354 (1964).

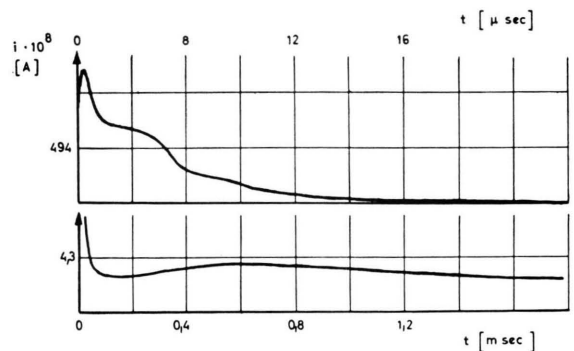


Abb. 1. Stromverlauf für eine Entladung in Stickstoff unterhalb der Durchschlagsspannung. Oben: „Schnelle“ Stromkomponente, hervorgerufen durch positive Ionen; unten: Nachstrom, verursacht durch die Wirkung metastabiler Moleküle. Druck  $p = 1,1$  Torr, Elektrodenabstand  $d = 1,0$  cm,  $E/p = 295$  V/cm Torr.



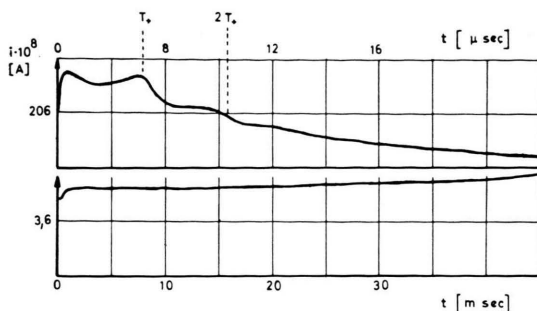


Abb. 2. Stromverlauf für eine Spannung, die wenig größer oder gleich der Durchschlagsspannung ist.  $p = 1,6$  Torr,  $d = 1,0$  cm,  $E/p \approx 280$  V/cm Torr.

darauf zurückzuführen, daß metastabile Argonatome durch Diffusion zur Kathode gelangen und beim Auftreffen Elektronen aus ihr befreien.

Untersuchungen in reinem Stickstoff von wenigen mm Druck lieferten ganz ähnliche Stromverläufe, wie sie in Argon beobachtet wurden. Die Abbildungen 1 und 2 zeigen nachgezeichnete Oszillogramme für eine Spannung  $U_1$  unterhalb der Durchschlagsspannung  $U_D$  und eine Spannung  $U_2$  oberhalb  $U_D$ . Die obere Bildhälfte gibt den Stromverlauf in den ersten  $36 \mu\text{sec}$  wieder, die untere den Verlauf für Zeiten im msec-Bereich.

Wie im Falle des Argons zeigt die „schnelle“ Stromkomponente Stufen bei  $T_+$  und  $2T_+$ . Ein Vergleich mit den Messungen der Ionendriftgeschwindigkeiten von VARNEY<sup>2</sup> zeigt, daß  $T_+$  gleich der Laufzeit der Ionen in

der Entladungsstrecke ist. Daraus kann man schließen, daß dieser Strom durch die Aneinanderreihung einzelner Lawinengenerationen entsteht, die durch Ionenstoß an der Kathode ausgelöst werden (sog.  $\gamma$ -Wirkung). Nachlieferung durch Photonen wurde in diesem Druckbereich nicht beobachtet.

Der langsame Nachstrom in Stickstoff steigt in etwa  $500 \mu\text{sec}$  auf ein Maximum an und fällt mit einer großen Zeitkonstante ab, solange die Spannung an der Entladungsstrecke kleiner als die Durchschlagsspannung  $U_D$  ist (Abb. 1); für Spannungen oberhalb  $U_D$  entwickelt sich aus dem Nachstrom ein langsam ansteigender zum Durchschlag führender Strom (Abb. 2).

Der Nachstrom verschwindet und die Aufbauzeit für den Durchschlag rückt in den Bereich von  $\mu\text{sec}$ , sobald man dem  $\text{N}_2$  wenige Prozent Sauerstoff zumischt.

Für die Deutung des Nachstroms ist es naheliegend anzunehmen, daß, wie in Argon, der Zerfall metastabiler Zustände zur Auslösung von Sekundärelektronen führt. Die Nachlieferungsparameter für Ionen  $\mu_+$  und für Metastabile  $\mu_m$  ergaben sich beim Durchschlag  $\mu_+ + \mu_m = \mu = \gamma e^{ad} = 1$  zu  $\mu_+ = 0,5$  und  $\mu_m = 0,5$ .

Die hier beschriebenen Untersuchungen wurden in einem Entladungsgefäß mit ebenen Nickelelektroden ausgeführt<sup>3</sup>. Die Apparatur wurde vor den Messungen auf einige  $10^{-9}$  Torr evakuiert. Als Meßgas diente „Stickstoff reinst“ der Firma Linde. Die Entladung wurde durch einen kurzen UV-Blitz (ca.  $20 \text{ nsec}$  Halbwertsbreite) eingeleitet.

Eine ausführliche Darstellung erfolgt später.

<sup>2</sup> R. N. VARNEY, Phys. Rev. **89**, 708 (1963).

<sup>3</sup> G. JÄGER u. W. OTTO, Z. Phys. **169**, 517 (1962).

## Zur Anomalie des Righi-Leduc-Effektes in Ni und Ni-Cu-Legierungen

Von G. NENTWICH

Elektrotechnisches Institut der Technischen Hochschule Wien

(Z. Naturforschg. **19** a, 1137—1138 [1964]; eingegangen am 20. Juli 1964)

Frühere Untersuchungen in der Legierungsreihe Ni-Cu<sup>1,2</sup> hatten gezeigt, daß der RIGHI-LEDUC-Effekt bei Raumtemperatur mit zunehmendem Cu-Gehalt abnimmt und bei 30% sogar sein Vorzeichen umkehrt. Es war anzunehmen, daß eine analoge Anomalie auch an reinem Nickel bei Temperaturen in der Nähe des CURIE-Punktes zu beobachten sein werde. Die in Abb. 1 wiedergegebenen Kurven bestätigen diese Erwartung. Zum Vergleich sind in diese Abbildung die bei etwa  $50^\circ\text{C}$  gemessenen Kurven für eine Anzahl von Ni-Cu-Legierungen eingezeichnet. Die Parallelität des Einflusses von Cu-Zusatz und Temperaturerhöhung ist unverkennbar. In Abb. 2 wurde der HALL-Effekt von reinem

Nickel bei verschiedenen Temperaturen und der von Ni-Cu-Legierungen bei  $50^\circ\text{C}$  dargestellt. Eine spätere Erklärung dieser Effekte wird davon ausgehen müssen, daß Cu-Zusatz und Temperaturerhöhung den RIGHI-LEDUC-Effekt herabsetzen, den HALL-Effekt dagegen bis zu einer gewissen Grenze erhöhen. Die beim HALL-Effekt übliche Trennung in einen außerordentlichen und einen ordentlichen Effekt macht beim RIGHI-LEDUC-Effekt einige Schwierigkeiten. Wahrscheinlich hängt das damit zusammen, daß das Magnetfeld bei einem Temperaturgradienten in Längsrichtung die Verteilung der spontanen Magnetisierung beeinflusst.

An den gleichen Proben wurde auch die Beeinflussung der Wärmeleitfähigkeit<sup>3</sup> durch ein transversales Magnetfeld untersucht. Wie Abb. 3 zeigt, nimmt auch dieser Effekt mit Annäherung an den CURIE-Punkt ab, gleichgültig ob diese Annäherung durch Temperaturerhöhung oder durch Cu-Zusatz bewirkt wird. Daß das Magnetfeld bis zu rund  $5 \text{ kOe}$  eine Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit bewirkt, entspricht der analogen

<sup>1</sup> W. RINDNER u. K. M. KOCH, Z. Naturforschg. **13** a, 26 (1958).

<sup>2</sup> F. DANNHÄUSER u. K. M. KOCH, Z. Naturforschg. **16** a, 215 (1961).

<sup>3</sup> Messungen der Wärmeleitfähigkeit an einem Ferromagnetikum (Eisen) wurden von R. KOHLHAAS, F. RICHTER u. W. KIERSPE (Vortrag 215 bei der Frühjahrstagung der Arbeitsgemeinschaft Metallphysik in München) durchgeführt.