

Über die Anregung von Leuchtstoffen durch schnelle Korpuskularteilchen I

(Eine neue Methode zur Registrierung und Energiemessung schwerer geladener Teilchen)

Von IMMANUEL BROSER und HARTMUT KALLMANN

Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie, Berlin-Dahlem

(Z. Naturforsch. 2a, 439—440 [1947]; eingegangen am 2. Mai 1947)

Es werden die von einem einzigen α -Teilchen in Zinksulfid hervorgerufenen Szintillationen einer mit einem Elektronen-Vervielfacher versehenen Photozelle zugeführt und der durch die Szintillation hervorgerufene Elektronen-Stromstoß mit einem Elektronen-Oszilloskop gezeigt und seine Intensität gemessen. Da die von einem α -Teilchen verursachte Lichtintensität proportional der von einem α -Teilchen an den Leuchtstoff abgegebenen Energie ist, kann diese Methode zur Registrierung und Energiemessung einzelner schwerer geladener Teilchen verwendet werden.

Wir haben in der letzten Zeit damit begonnen, die Anregung von Leuchtstoffen, z. B. Zinksulfid, Calciumwolframat und anderen, durch Röntgenstrahlen, Elektronen und schnelle schwere geladene Teilchen systematisch zu untersuchen. Einen besonders wichtigen Punkt, der dabei zu klären ist, bildet die Frage nach der Ausbeute, d. h. die Frage, welcher Bruchteil der an den Leuchtkörper abgegebenen Energie in Licht umgesetzt wird, und die Frage nach der Zeitdauer, in der dieser Umsatz vor sich geht. Nun haben Riehl und Wolf schon vor vielen Jahren mitgeteilt, daß bei der Erregung von Zinksulfid durch α -Teilchen nahezu 100 % der gesamten an den Leuchtstoff durch Bremsung abgegebenen Energie in sichtbares Licht umgesetzt werden. Bei schnellen Elektronen ist nach Versuchen von Born, Riehl und Zimmer¹ diese Ausbeute, verglichen mit der von α -Teilchen, etwa um den Faktor 1/2 schlechter, nach eigenen früheren, bisher nicht veröffentlichten Versuchen etwa um den Faktor 3 bis 4. Infolge der großen Ausbeute führt der durch ein einzelnes schnelles geladenes α -Teilchen erzeugte Lichtblitz (Szintillation) eine außerordentlich große Menge von Quanten, etwa eine Million, mit sich. Diesen Umstand hat der eine von uns schon vor längerer Zeit dazu benutzt, ein Verfahren der Photographie schwerer Korpuskularteilchen mit Hilfe von Leuchtschirmen zu entwickeln, bei dem gegenüber der üblichen photographischen Methode eine Verstärkung um den Faktor 100 möglich war.

Wir haben nunmehr diesen Umstand, daß ein solcher Lichtblitz eine so große Zahl von Quanten

¹ H. J. Born, N. Riehl u. K. G. Zimmer, Physik. Reichsber. 1, 153 [1947].

enthält, dazu verwendet, den Elementarvorgang der Anregung durch den Stoß eines einzelnen schweren Teilchens näher zu analysieren.

Versuchsanordnung: Es wurde ein Kristallkörnchen eines Leuchtstoffes, welches eine Spur einer α -strahlenden Substanz enthielt, auf das Fenster eines Elektronenvervielfachers aufgebracht (s. Abb.). Verwendet wurde ein Netzvervielfacher nach Weiß mit einem Verstärkungsfaktor von etwa 10⁵. Der Ausgang des Elektronenvervielfachers wurde über einen Ableitwiderstand an einen Elektronen-Oszilloskop gelegt, der mit einem Breitbandverstärker (Verstärkungsfaktor 1000) versehen war.

Bei einer solchen Anordnung sieht man die Lichtblitze, die durch die einzelnen α -Teilchen hervorgerufen werden, als einzelne Ausschläge des Elektronenstrahles, die um ein Vielfaches die Unruhe des Elektronenvervielfachers übertreffen. Die Größe der Ausschläge ist direkt proportional der von den α -Teilchen an den Leuchtstoff abgegebenen Energie. Man erkennt dies ganz deutlich, wenn man mit einem Leuchtschirm arbeitet und die α -Teilchen, bevor sie auf den Leuchtschirm auftreffen, durch eine Folie hindurchtreten läßt und sie so abbremst. Dann sind die Ausschläge wesentlich kleiner, weil nur eine kleine Energiemenge von den α -Teilchen an den Leuchtstoff abgegeben wird. Die Anordnung ist schon ohne weitere zusätzliche Verstärkung zwischen Elektronenvervielfacher und dem Elektronenstrahl-Oszilloskop so empfindlich, daß noch kleine Bruchteile der Energie, die bei der Anregung des Leuchtstoffes durch ein einzelnes α -Teilchen ausgesandt werden, gemessen werden können.

Eine solche Anordnung kann also die bisher zur Zählung und Energiemessung einzelner schwerer geladener Teilchen üblichen Vorrichtungen — Ionisationskammer mit dahinter geschaltetem sehr empfindlichem Verstärker bzw. Proportionalzählrohr — ohne weiteres ersetzen. Wir hoffen sogar, daß es mit dieser Anordnung möglich sein wird, die durch einzelne Höhenstrahlteilchen beim Durchgang durch Leuchtstoffe erzeugten Lichtblitze oszillographisch nachzuweisen. Da nach unseren bisherigen Versuchen auch noch aus relativ dicken Leuchtschirmen das im Inneren erzeugte Licht austritt, sollten die durch die Lichtblitze von Höhenstrahlteilchen erzeugten Ausschläge noch immer über dem natürlichen Störungsuntergrund der Elektronenvervielfacherröhre liegen, besonders dann, wenn man zur Zählung nicht eine, sondern mindestens zwei oder mehrere Vervielfacherröhren in Koinzidenzschaltung verwendet. Diese Methode hätte den großen Vorzug vor den bisher verwendeten Zählrohren, daß sie die an den Leuchtschirm abgegebene Energie zu messen gestattet und damit einen Rückschluß auf die Energie und Art des Teilchens erlauben würde. Versuche in dieser Richtung sind bei uns im Gange.

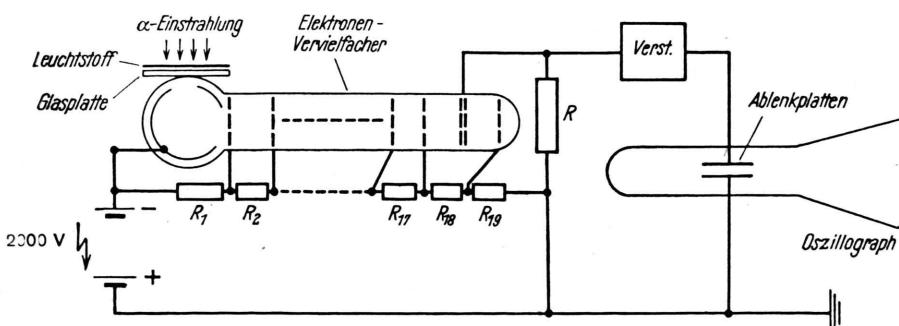
Wir haben außerdem noch die *Zeitdauer* eines solchen durch ein einzelnes Korpuskularteilchen erzeugten *Lichtblitzes* untersucht. Löst man den durch diesen hervorgerufenen Elektronen-Stromstoß in dem Oszillographen mit einer Zeitkonstante von 10^{-4} sec auf, so sieht man einen nahezu senkrechten Anstieg und einen allmählichen Abfall. Der Anstieg ist durch die außerordentlich schnelle Aufladung der Kapazitäten durch den Elektronenvervielfachern bedingt, der langsame Abfall durch den Gitterableitwiderstand am Eingang des Oszillographen. Erst wenn man diesen Widerstand genügend gering wählt, etwa in der Größenordnung von 100 000 Ohm, ändert sich das Bild. Der Abfall ist dann in unserer Apparatur auf eine Zeit von etwa 10^{-5} sec herunter-

gesetzt, und in diesem Zeitintervall zeigt sich auch schon eine gewisse Neigung bzw. zeitliche Auflösung des aufladenden Astes der Oszillographenkurve. Wenn wir zu einer zeitlichen Auflösung von noch weniger als 10^{-5} sec übergehen, werden die Effekte am Oszillographenrohr sehr lichtschwach, so daß wir bisher nur sagen können, daß die hauptsächlichste Emission der Lichtquanten in einer Zeit vor sich geht, die noch etwas kleiner als 10^{-5} sec ist. Eine genaue Bestimmung hoffen wir demnächst mitteilen zu können. Auch über andere Leuchtstoffe als Zinksulfid, das wir bei diesen Versuchen verwendet haben, hoffen wir, demnächst berichten zu können.

Diese außerordentlich kurze Zeitdauer des Lichtblitzes erlaubt es, den von einem einzelnen Lichtblitz herrührenden Impuls von Störimpulsem sauber zu trennen, denn alle Störimpulse haben nach unseren Messungen eine wesentlich größere Zeitkonstante. Bei Ionisierung durch kosmische Teilchen könnte die Zeitdauer eines solchen Lichtblitzes bis etwa zu einem Faktor 1000 größer sein als bei der Erregung durch α -Teilchen, wenigstens wenn man Leuchtmassen vom Typus des Zinksulfids verwendet, denn die durch die schnellen kosmischen Teilchen in dem Leuchtschirm erzeugte Erregungsdichte ist um ein Vielfaches kleiner als die durch α -Teilchen hervorgerufene.

Rechnet man, daß ein α -Teilchen etwa $5 \cdot 10^5$ Quanten erzeugt, und daß etwa Größenordnungsmäßig 10^5 Quanten auf die photoempfindliche Schicht des Vervielfachers gelangen, dann lösen sie dort aus der Photokathode 10^3 Elektronen aus. Wenn diese alle zur Vervielfachung benutzt werden, erhält man am Ausgang des Vervielfachers einen Ladungsstoß von $\sim 10^8$ Elektronen oder $5 \cdot 10^{-2}$ absolute elektrostatische Einheiten. Bei einer Kapazität von 100 cm ergibt sich daraus eine momentane Aufladung von 10^{-1} Volt, also ein verhältnismäßig großer Spannungsstoß. Aus den Ausschlägen des Oszillographen ergab sich am Ausgang des Elektronen-Vervielfachers bei der oben zugrunde gelegten Kapazität von 100 cm eine Spannung von einigen 10^{-2} Volt*.

* Anm. bei der Korrektur: Inzwischen ist uns mit Hilfe anderer Leuchtstoffe auch die Zählung und Registrierung einzelner Elektronen und γ -Quanten gelungen. Weitere Arbeiten darüber erscheinen demnächst in dieser Zeitschrift



Zu einer Theorie des Vermischungsvorganges kommt man auf folgendem Weg: Wir schematisieren den Raum zwischen den Rohren durch einen Kasten, dessen Längsschnitt in Abb. 3 dargestellt ist. Die Breite beträgt ($R-r$), wenn man mit R und r den Radius des äußeren bzw. des inneren Rohres bezeichnet. Die Höhe ist H , die Tiefe senkrecht zur Zeichenebene sei $(R-r)/2$. In vertikaler Richtung besteht auf Grund des Konzentrationsgefälles ein Gradient von ϵ (es sei $\epsilon_2 > \epsilon > \epsilon_1$); in der horizontalen Richtung die Feldinhomogenität $\partial\mathcal{E}/\partial r$ (es

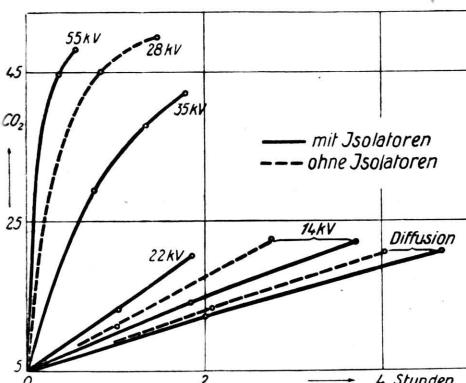


Abb. 2.

Abb. 2. Der Einfluß des Feldes auf die Diffusionsvermischung (N₂/CO₂, 50/50%, 16 atm).

Abb. 3. Zur Theorie des Feldeinflusses auf die Diffusionsvermischung.

sei $\mathfrak{E}_2 > \mathfrak{E} > \mathfrak{E}_1$). An den Enden des Kastens teilen wir die Volumina A bis D so ab, daß ihr Inhalt jeweils $(R-r)^3/8$ beträgt. Es wird versuchsweise eine Gasbewegung auf dem eingezeichneten Weg angenommen und die elektrische Energiebilanz für eine Verschiebung um $(R-r)/2$ aufgestellt.

Die vertikale Bewegung ist mit keiner elektrischen Arbeit verbunden, da sie senkrecht zu den Feldlinien verläuft. Die bei den Verschiebungen $A \rightarrow B$ und $C \rightarrow D$ geleisteten Arbeiten sind verschieden wegen $\epsilon_2 \neq \epsilon_1$. Die Formel für die Energiedifferenz kann aus der früheren Arbeit⁵ entnommen werden:

$$U_{el} = \frac{1}{4\pi} (R-r)^3 (\epsilon_2 - \epsilon_1) P^2 \varphi, \quad (1)$$

mit der Apparatekonstante

$$\varphi = \frac{1}{(\ln R/r)^2} \left(\frac{1}{(R+3r)^2} - \frac{1}{(r+3R)^2} \right) \quad (1a)$$

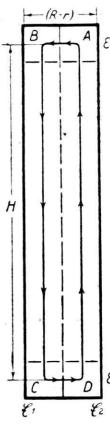


Abb. 3.

(P = Spannung zwischen den Rohren). Da die angenommene Bewegung mit einem Energiegewinn verbunden ist, verläuft sie von selbst unter fortgesetzter Verminderung von $\Delta\epsilon$ und entsprechender Geschwindigkeitsabnahme so lange, bis bei $\epsilon_1 = \epsilon_2$ der Prozeß zur Ruhe kommt.

Die gefundene Zunahme der Vermischungsgeschwindigkeit mit der Differenz der Dielektrizitätskonstanten der Gaspartner und dem Konzentrationsgradienten geht unmittelbar aus (1) hervor, während das Ansteigen mit dem Gasdruck wegen der Dichteabhängigkeit von ϵ verständlich ist.

Experimentell konnte die elektrische Energiedifferenz durch Vergleich mit einer dieselbe Vermischungsgeschwindigkeit erzeugenden Wärmeleitung ermittelt werden. Es ergab sich richtig die aus (1) zu berechnende Größenordnung. Auch die Richtung der Elektro-Konvektion läßt sich durch Vergleich mit der Wärme-Konvektion bestimmen. Nach Gl.(1) läuft die durch das Feld hervorgerufene Gasbewegung am inneren Rohr nach oben, wenn $\epsilon_2 > \epsilon_1$ ist. Im anderen Fall muß sie ihre Richtung umkehren. Die mit einer bestimmten Feldstärke erzielte Vermischungsgeschwindigkeit wird daher beim Einschalten der Heizung von R_2 im CO₂/N₂-Gemisch vergrößert werden. Beim Ersatz des Stickstoffs durch Äthylen sollte dagegen eine Verminderung zu beobachten sein⁹.

Die in Abb. 4 dargestellten Versuche zeigen den erwarteten starken Unterschied im Verhalten der Gemische. Die Heizung bewirkt jedoch unter dem Einfluß des Feldes in beiden Fällen eine zusätzliche Beschleunigung der Vermischung, die eine Folge des in (1) nicht berücksichtigten horizontalen Dichtegefälles ist.

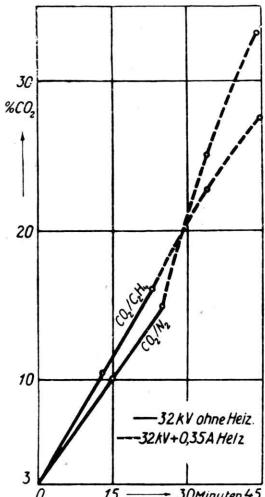


Abb. 4.
Zusammensetzung von Wärme- und Elektrokonvektion (16 atm, 50/50%).

⁹ Die Dielektrizitätskonstanten haben bei Normalbedingungen die Werte: N₂ = 1,00060, CO₂ = 1,00095, C₂H₄ = 1,00146.

2. Der Einfluß auf den Konvektions-transport

Bevor sich das Trennrohr eingestellt hat, wird durch die Wärmeleitung die anzureichernde Komponente an ein Rohrende transportiert. Es soll jetzt die Wirkung des radialen Feldes auf diesen Konvektionstransport untersucht werden. Da bei hohem Druck nur eine kleine Trennrohrentmischung erwartet werden kann, ist es zweckmäßig, den Konvektionstransport wiederum aus der Vermischungsgeschwindigkeit der reinen Gase zu ermitteln. Zur Unterdrückung des im vorigen Abschnitt untersuchten Feldeffektes wird dabei ein verhältnismäßig langes Rohr verwendet.

Das äußere Stahlrohr hatte einen Innendurchmesser von 16 mm und eine Länge von 5,6 m. Es ließ sich aus zwei Teilstücken zusammensetzen. Am unteren Ende war der in Abb. 1 dargestellte Gasvorratsbehälter angeschlossen. Das innere Kupferrohr von 7,5 mm Stärke war durch 14 der bereits beschriebenen Bernsteinringe zentriert und konnte durch einen eingebauten Chromnickeldraht ($5,4 \Omega/m$) elektrisch geheizt werden. Der Isolationswiderstand zwischen Stahl- und Kupferrohr war bei 40 kV und 16 atm Kohlensäure größer als $5 \cdot 10^9$ Ohm.

In die evakuierte Apparatur wurden durch das untere Ventil nacheinander 10 atm Stickstoff und 6 atm Kohlensäure eingefüllt. Die Gase können sich in dem langen Rohr durch Diffusion nur äußerst langsam vermischen. Etwa 4 Stunden nach dem Einfüllen wurde die Heizung eingeschaltet (0,50 A).

Zunächst wurde ohne Feld gemessen. Die Vermischungsgeschwindigkeit war bei nicht zu langer Versuchsdauer fast konstant = 0,46%/h. Die Anlage wurde sodann neu gefüllt und der Versuch zum zweitenmal begonnen. Nachdem durch zwei Analysen gesichert war, daß der Verlauf beider Kurven sich praktisch deckte, wurde (bei etwa 7,5 % CO_2) die Hochspannung eingeschaltet (42 kV). Die folgenden, im Abstand von etwa 10 Stunden entnommenen Proben zeigten, daß das Feld die Vermischungsgeschwindigkeit auf 0,02 %/h, d. h. auf den 23-ten Teil, herabsetzt. Drei weitere Versuche, von denen einer mit Wechselstrom durchgeführt wurde, sind zusammen mit den beiden ersten in Abb. 5 dargestellt. Sie zeigen die Spannungsabhängigkeit der Erscheinung. Bei jeder Neufüllung wurden die Anfangsbedingungen in einem kurzen Versuchsgang ohne Feld geprüft, der in der Abbildung nicht wiedergegeben ist. Die Anfangspunkte mit Feld sind durch geringfügiges gegenseitiges Verschieben der Kurven in Richtung

der Konzentrationsachse zur Deckung gebracht worden. Ein gleichfalls in Abb. 5 dargestellter *Diffusionsversuch* (ohne Heizung) zeigt, daß der Feldeffekt aus Abschn. 1 in dem langen Rohr nicht mehr festzustellen ist.

Die starke Transportverminderung durch das Feld kann nur auf dem wagerechten Temperaturgefälle beruhen, da eine erhebliche Veränderung der gaskinetischen Größen nach⁵ ausgeschlossen ist. Auch die dort untersuchte Beeinflussung der *Konvektionsströmung* kommt jetzt als Erklärung nicht in Frage, da sie in dem senkrechten Rohr wegen der großen Antriebslänge der Konvektion zu klein ist und außerdem im Sinne einer *Transportvergrößerung* wirken müßte.

Für die Theorie der Erscheinung ist folgende Beobachtung wichtig: In der Abb. 5 sind besonders die mit *niederen* Spannungen aufgenommenen Kurvenstücke deutlich nach oben durchgebogen. Die Wiederholung des Versuches in einem nur 2,6 m langen Rohr (oberes Teilstück der beschriebenen Anlage) zeigt, daß die Stärke der Durchbiegung mit abnehmender Rohrlänge zunimmt. Nach dem Ausschalten des Feldes ist die Vermischungsgeschwindigkeit so stark gegenüber der Vergleichskurve heraufgesetzt, daß der durch das Feld verursachte Zeitverlust aufgeholt wird. Weiter stellt man fest, daß die anfängliche Bremsung mit der Zahl der Strömungshindernisse größer wird.

Folgende Vorstellung scheint das Wesentliche des Vorganges zu erfassen: Auf Grund des Temperaturgradienten besteht zwischen den Rohren ein horizontales Dichtegefälle, das mit einem Gra-

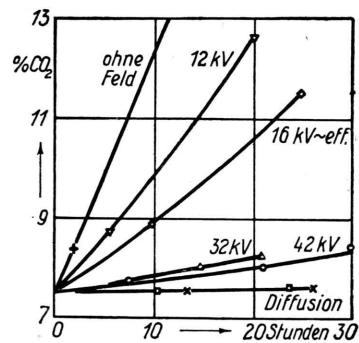


Abb. 5. Der Einfluß des Feldes auf die Konvektionsvermischung (5,6 m Rohr). In der Diffusionskurve geben die Quadrate die Meßpunkte des Versuches mit Feld und die Kreuze die Punkte ohne Feld (N_2/CO_2 , 62/38%, 16 atm, 0,50 A Heizung).

dienten der Dielektrizitätskonstante verknüpft ist. Feld- und Dielektrizitätskonstanten-Gradient sind so gerichtet, daß die Temperaturschichtung beim Einschalten des Feldes instabil wird. Wäre keine Trennrohrkonvektion vorhanden, so würde

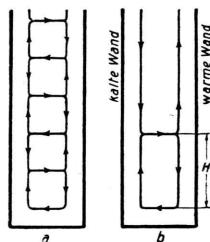


Abb. 6. Zur Theorie des Feldeinflusses auf die Konvektionsvermischung.

sich die Instabilität in einer das Rohr durchsetzenden Folge von gegenläufigen Zirkulationen ausgleichen¹⁰ (Abb. 6a). Die normale Trennrohrkonvektion arbeitet diesem Vorgang entgegen und beschränkt ihn auf die Umkehrstellen an den Konvektionshindernissen, wo die Querströmung bereits vorgebildet ist (Abb. 6b). Die Höhe H der verbleibenden gegenläufigen Zirkulation stellt sich wahrscheinlich so ein, daß die thermische Kraft die elektrische gerade kompensiert. Der Raum zwischen Isolator und Umkehrstelle bleibt dann im wesentlichen konvektionsfrei und muß bei dem Transportvorgang durch die langsame *Diffusion* überwunden werden.

Da die Verhältnisse ähnlich wie bei den Wärmeübergangsversuchen⁵ liegen, kann die Höhe der Stauzonen mit den dort abgeleiteten Formeln abgeschätzt werden. Die für mittlere Spannungen gefundene Größenordnung von 1 cm reicht zur Erklärung der gemessenen Transport-Verzögerung aus.

Wir haben hier geschlossen, daß die Hochspannung eine Transportstauung an den Konvektionshindernissen hervorruft, deren Zusammenbrechen nach dem Ausschalten des Feldes das Aufholen ermöglicht. Andererseits wird im zweiten Teil gezeigt, daß die Wärmekonvektion bei hohem Druck Turbulenzerscheinungen auslöst, die sich durch das ganze Rohr erstrecken und deren Beeinflus-

¹⁰ Ähnliche Erscheinungen können auf Grund der Schwerkraft in Flüssigkeiten beobachtet werden, die infolge eines vertikalen Temperaturgradienten instabil geschichtet sind. Vergl. L. Prandtl, Strömungslehre, 2. Aufl., Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1944, S. 372.

sung durch das Feld einen *bleibenden* Transportverlust bewirkt. Dies findet merklich aber erst bei höheren Temperaturdifferenzen und Feldstärken statt.

Die für die weitere Untersuchung wichtigste Folgerung aus der entwickelten Vorstellung ist, daß die Instabilität und damit die unangenehme Erscheinung der Transportverminderung verschwinden muß, wenn man den Gradienten der Dielektrizitätskonstante umkehrt, d. h. ein *außen* geheiztes Rohr verwendet.

Diese Voraussage konnte experimentell bestätigt werden. Darüber hinaus zeigte sich bei dem außen geheizten Rohr eine schwache Beschleunigung der Vermischung durch das Feld, die sich mit der laminaren Theorie *nicht* erklären läßt. Wir werden darauf im zweiten Teil noch zurückkommen.

3. Der Einfluß auf die Entmischung

Bei den bisherigen Versuchen konnte die Thermodiffusion unberücksichtigt bleiben. Wir wenden uns nun den besonderen Verhältnissen bei der Trennrohrentmischung zu. Um die Strömung möglichst laminar zu erhalten, wurden wieder sehr kleine Temperaturdifferenzen angewendet.

In Abb. 7 ist ein mit der innengeheizten 5,6 m langen Apparatur durchgeföhrter Versuch dargestellt. Die mit 0,6 A erzielte Entmischung von 4,8% wird durch 50 kV beträchtlich herabgesetzt. Der Abfall mit Feld erfolgt etwa achtmal langsamer als der Wiederanstieg nach dem Ausschalten der Hochspannung. Ein zweiter Versuch mit 14 kV zeigt die Spannungsabhängigkeit der Erscheinung.

Der Unterschied in der Geschwindigkeit des Abfalls und des Wiederanstieges läßt sich zwar mit den Stauzonen begründen, doch geht die Verminde-

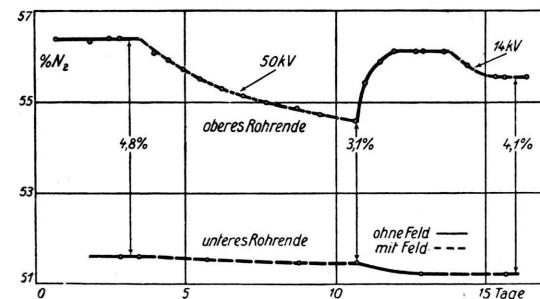


Abb. 7. Der Einfluß des Feldes auf die Trennrohrentmischung (N_2/CO_2 , 16 atm).

rung der Entmischung selber aus den bisher untersuchten Vorgängen *nicht* hervor.

An dieser Stelle soll kurz die geringfügige Entmischung der Gase mit verschiedenem ϵ im inhomogenen Feld diskutiert werden. Dieser Primärvorgang wird, wie die Thermodiffusion, durch die Konvektion vervielfacht und überlagert sich der Trennrohrentmischung. Für die Konstante des Elementarprozesses berechnet man aus dem Boltzmannschen Satz

$$q_{\text{el}} - 1 = \frac{2(\epsilon_2 - \epsilon_1) P^2 \varphi}{\pi N k T} \quad (2)$$

(N = Zahl der Moleküle im cm^3 , k = Boltzmannsche Konstante). Das gibt unter den Bedingungen des in Abb. 7 dargestellten Versuches (50 kV): $q_{\text{el}} - 1 = 1,5 \cdot 10^{-6}$. Dieser Wert ist gegenüber dem entsprechenden für die Thermodiffusion $q_{\text{Therm.}} - 1 = 2 \cdot 10^{-4}$ um zwei Größenordnungen kleiner, kommt also zur Erklärung für die beobachtete verminderte Entmischung nicht in Frage. Nebenbei sei bemerkt, daß es wegen des kleinen Elementareffektes selbst bei Dipolgasen wenig aussichtsreich erscheint, die Kombination von Elektrostrikitions-Entmischung und Wärmeleitung zur *Gastrennung* auszunützen.

Zur Erklärung des Feldeinflusses auf die Entmischung muß man offenbar trotz der sehr kleinen Temperaturdifferenz die *Wirbelbildung* heranziehen. Dies wird bereits deutlich, wenn man auf Grund der laminaren Trennrohrtheorie² die Ent-

mischung *ohne Feld* für die in Abb. 7 dargestellten Verhältnisse zu berechnen versucht. Mit dem sicher zu hoch angenommenen Wert von 10° für die Temperaturdifferenz erhält man bei 16 atm unter Verwendung des bekannten Thermodiffusionsfaktors¹¹ für die Trennlänge $L = 82 \text{ m}$, während sich aus der gefundenen Entmischung $L = 29 \text{ m}$ ergibt. Diese Abweichung liegt außerhalb der Fehlergrenze und kann nur durch Wirbelbildung bedingt sein. Überraschend ist, daß die Turbulenz die Trennschärfe bei hohem Druck demnach außerordentlich *vergrößert*.

Der Einfluß der Wirbelbildung auf die Entmischung des Trennrohres bei *hohem Druck* ist bisher noch nicht untersucht worden. Für das weitere Studium der elektrischen Erscheinungen ist daher zunächst eine Behandlung der Turbulenzvorgänge ohne Feld erforderlich. Entsprechende Versuche werden im zweiten Teil der Arbeit beschrieben. Sie ermöglichen eine befriedigende Erklärung auch der zuletzt gefundenen Feldwirkungen und zeigen, wie sich das praktische Ziel der Untersuchung, die Verbesserung des Trennrohrwirkungsgrades, mit Hilfe des Feldes erreichen läßt.

¹¹ Z. B. L. Waldmann, Z. Naturforschg. 1, 59 [1946].