

etwa 30%. Nach Anwendung der Rayleighschen Formel findet man dann für den Verteilungskoeffizienten

$$K = \frac{[H^{13}CN]_{\text{gelöst}}}{[H^{12}CN]_{\text{gelöst}}} \frac{[H^{12}CN]_{\text{gasf.}}}{[H^{13}CN]_{\text{gasf.}}}$$

$$K = 1,0020 \pm 0,0006 \quad K = 1,0018 \pm 0,0006$$

(berechnet aus M45/M46), (berechnet aus M45/M44).

Die beiden durch Anschluß an die Massen 44 bzw. 46 gewonnenen  $K$ -Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenze überein. Als Mittelwert ergibt sich

$$K_{20^\circ C} = 1,0019 \pm 0,0006.$$

Das  $^{13}C$  ist also um  $\approx 0,2\%$  in der flüssigen Phase angereichert. Man entnimmt daraus, daß die im Eisessig gelöste Blausäure nur schwach dissoziiert sein kann<sup>6</sup>. Das untersuchte System soll noch bezüglich seiner Verwendbarkeit zur Isotopentrennung im Gegenstromverfahren erprobt werden.

<sup>6</sup> L. Waldmann, Naturwiss. 31, 205 [1943].

### Bemerkung zum Einfluß der Raumladung auf die Phasenfokussierung von Elektronenstrahlen und zur gleichnamigen Arbeit von J. Labus<sup>1</sup>

Von F. Borgnis

Eidg. Technische Hochschule Zürich

(Z. Naturforsch. 5a, 175 [1950]; eingeg. am 12. Dez. 1949)

In der genannten Untersuchung wird einleitend auf eine vorangegangene Arbeit von F. Borgnis und E. Ledingg<sup>2</sup> Bezug genommen, in der das Problem unter der vereinfachenden Annahme behandelt ist, daß der Wert der elektrischen Feldstärke  $E_0$  unmittelbar hinter der Steuerlinse zeitlich konstant und gleich Null sei. Diese Annahme wurde außer in der Arbeit selbst auch an anderer Stelle nochmals ausführlicher beleuchtet<sup>3</sup>. Da jene Bemerkungen aber, wie anzunehmen ist, heute schwer zugänglich sein dürften, sei die von Hrn. Labus geübte Kritik an der Voraussetzung  $E_0 = 0$  zum Anlaß genommen, um nochmals mit einigen Worten auf das Problem des Raumladungseinflusses zurückzukommen.

Bei einer unendlich ausgedehnten Elektronenströmung zwischen zwei auf gleichem Potential gehaltenen Elektroden A und B stellt sich wegen der negativen Raumladung zwischen den Elektroden und der Bedingung

$$\int_A^B E \, ds = 0$$
 notwendigerweise eine Gegenfeldstärke  $E_0$  an der als Kathode dienenden Ebene ein. In der erwähnten Betrachtung<sup>2</sup> tritt diese Größe  $E_0$  als Integrationskonstante auf, die durch die äußeren Bedingungen am Laufraum bestimmt ist. Die Größe  $E_0$  war in unserer Untersuchung gleich Null gesetzt worden, weil sich die Rechnung dadurch wesentlich vereinfacht und zunächst einmal ein einfacherer Fall theoretisch untersucht werden sollte. Es bereitet, wie dies in der Arbeit erwähnt wurde, keine prinzipiellen Schwierigkeiten, Rechnungen der gleichen Art unter der erweiterten Voraussetzung  $E_0 \neq 0$

<sup>1</sup> J. Labus, Z. Naturforsch. 3a, 52 [1948].

<sup>2</sup> F. Borgnis u. E. Ledingg, Ann. Physik (V) 43, 296 [1943].

durchzuführen, wobei sich aber der Rechenaufwand bedeutend erhöht; Hr. Labus hat sich diese Mühe in seiner Untersuchung gemacht und eine Reihe interessanter Ergebnisse für den allgemeinen Fall  $E \neq 0$  erhalten.

Die Annahme  $E_0 = 0$  bedeutet, daß beim ebenen Problem zwischen den Elektroden eine solche Spannung zusätzlich angelegt wird, daß die Gegenfeldstärke an der Kathode gerade verschwindet. Dies ist gleichbedeutend mit einer Nachbeschleunigung der geschwindigkeitsmodulierten Elektronen, die sich, wie die Ergebnisse von Hrn. Labus erkennen lassen, ungünstig auf den Wirkungsgrad auswirkt. Oberhalb einer kritischen Stromdichte kommt es, wie wir fanden, bei einer Nachbeschleunigung gar nicht mehr zu einer gegenseitigen Einholung der Elektronen verschiedener Geschwindigkeiten<sup>2</sup>. Insofern man das Augenmerk vornehmlich auf die praktische Verwendung solcher Anordnungen zur Schwingungserzeugung richtet, ist die Annahme  $E_0 = 0$  bei einer ebenen Elektronenströmung eine recht spezielle rechnerische Vereinfachung; unsere Ergebnisse beanspruchen auch nur für diesen Fall Gültigkeit. Unter allgemeinen Bedingungen für  $E_0$ , wie sie Hr. Labus voraussetzt, erhält man erwartungsgemäß allgemeinere Resultate.

Gerade bei praktischen Anordnungen sind aber die elektrostatischen Verhältnisse häufig sehr verschieden von einer „ebenen“ Anordnung, weil (für kreisförmigen Strahlquerschnitt z. B.) der Fall  $R/d < 1$  oder sogar  $R/d \ll 1$  vorliegt ( $R$  = Strahlradius,  $d$  = Elektrodenabstand). Dies zeigt eine Betrachtung, die zu diesem Zweck angestellt wurde<sup>4</sup>. Für die elektrostatische Feldstärke längs der Achse eines kreisförmigen Elektronenstrahls zwischen zwei ebenen Elektroden auf gleichem Potential findet man, daß bei Werten  $R/d \geq 1$  das Gegenfeld  $E_0$  an der Kathode praktisch den Wert hat, der dem ebenen, unendlich ausgedehnten Problem entspricht. Mit abnehmendem Strahlquerschnitt, d. h.  $R/d < 1$ , sinkt  $E_0$  aber stetig gegen Null. Zudem treten außerhalb der Achse, wenn man auf den Strahlrand zugeht, mehr und mehr radiale Feldstärken auf. Man kann also sagen, daß für „breite“ Elektronenströmungen ( $R/d \geq 1$ ) eine theoretische Behandlung als ebenes Problem richtige Voraussagen liefern wird. Für relativ „schmale“ Strahlen aber entfernt sich eine Idealisierung als ebenes Problem von den tatsächlichen Verhältnissen in dem Maße, wie das Verhältnis  $R/d$  abnimmt.

Bei nicht zu großem relativem Strahldurchmesser einer Elektronenströmung wird daher generell eine abträgliche Wirkung der Raumladungskräfte weit weniger in Erscheinung treten, als die Ergebnisse theoretischer Betrachtungen für eine unendlich ausgedehnte Strömung etwa befürchten lassen. Insbesondere wird hier auch die Gegenfeldstärke  $E_0$  an der Kathode mehr oder weniger von dem Wert abweichen, den das ebene Problem liefert. Nachteilige Raumladungseinflüsse werden sich (abgesehen von der Strahlauspreizung) besonders bei Anordnungen mit schmalem Strahlquerschnitt kaum störend bemerkbar machen, solange nicht mit extrem hohen Stromdichten im Strahl gearbeitet wird.

<sup>3</sup> F. Borgnis, Bericht der Arbeitskreistagung Röhren (Breslau 1944) S. 223–230.

<sup>4</sup> F. Borgnis, Ann. Physik (V) 43, 616 [1943].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.