

# Hinweis auf das Elektronen-Teleskop

Autor(en): **Grossmann, K.H.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **115/116 (1940)**

Heft 16

PDF erstellt am: **21.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-51263>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*  
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, [www.library.ethz.ch](http://www.library.ethz.ch)

<http://www.e-periodica.ch>

INHALT: Hinweis auf das Elektronen-Teleskop. — Gas als Triebstoff für Automobile. — Architekten-Diplomarbeiten der E. T. H. 1940. — Der heutige Stand unserer Kenntnisse über das Wünschelrutenproblem. — Mitteilungen: Sparapparate für Zentralheizungskessel. Wärmeausnutzung elektrischer Raumheizapparate. Die deutsche Baueisen-Sparaktion. Ver-

suche über Eisenbetonbalken mit angeschweisster Schubbewehrung. Eine Neuerung in der Franki-Pfahlfundierung. Eidg. Technische Hochschule. Die Jahresversammlung des SEV und VSE. Ingenieurschule Lausanne. — Nekrologe: Maurice Cottier. Wilhelm Keller. Emil Locher. — Literatur. — Mitteilungen der Vereine. — Sitzungs- und Vortrags-Kalender.

Band 116

Der S. I. A. ist für den Inhalt des redaktionellen Teils seiner Verelnsorgane nicht verantwortlich Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet

Nr. 16

### Hinweis auf das Elektronen-Teleskop

Von Anwendungen der Elektronenoptik war hier schon mehrmals die Rede. Im Elektronenmikroskop<sup>1)</sup> stellt der Elektronenstrahl (auch Kathodenstrahl genannt), ähnlich wie Röntgenstrahlen, ein Schattenbild des durchstrahlten Präparates her. Auf dem Leuchtschirm der Fernseh-Kathodenstrahlröhre<sup>2)</sup> entwirft der gesteuerte Strahl, darüber hinweggehend, ein das bewegte Leben nachahmendes Mosaik. In einem dritten, noch in Entwicklung begriffenen Instrument, dem Elektronenteleskop, spielen die Elektronenbahnen die Rolle der Lichtstrahlen in einem Projektionsapparat. Von einem «beleuchteten» Gegenstand ausgehend, bilden ihn die Elektronen, in einer evakuierten Röhre durch ein elektrostatisches Feld beschleunigt und durch ein elektrisches oder magnetisches Feld wie Licht durch Linsen geleitet, auf einem fluoreszierenden Schirm dem Auge wahrnehmbar ab. Der beleuchtete Gegenstand ist eine photoelektrische Oberfläche, auf der eine gewöhnliche Optik von dem anvisierten Objekt ein Bild entwirft, und die von jeder so angeregten Stelle aus einen Elektronenstrahl entsendet, dessen Intensität jener des dort auftreffenden «Lichts» entspricht. Wäre es sichtbares Licht, so wäre seine Transformation in Kathodenstrahlen und Rückverwandlung in sichtbares Licht ein blosses Spiel. Einen technischen Sinn verleiht ihm erst eine photoelektrische Substanz, die infrarotes Licht in Elektronenenergie umzuwandeln vermag. Bei Verwendung einer solchen Substanz wird das Elektronenteleskop ausser einem Fernrohr zu einem Frequenzwandler: Auf ein Objekt jenseits einer Rauch- oder Nebelwand gerichtet, die dessen sichtbare Strahlen verschluckt, die von ihm ausgesandten längerwelligen Strahlen aber durchlässt, soll es diese in höherfrequentes gewöhnliches Licht verwandeln, dem Auge (oder der photographischen Platte) das verborgene Ziel enthüllend<sup>3)</sup>.

Eine Uebersicht über das bisher in dieser Richtung Erreichte, die Grundgedanken und die Schwierigkeiten der verschiedenen Bauarten gibt S. Malatesta in «Revue Générale de l'Electricité», Bd. 66 (1939), Nr. 19/20, S. 455. Von der Benützung elektrostatischer Felder zur Leitung und «Fokussierung» der Kathodenstrahlen, wie sie im «Journal Inst. El. Eng.», Bd. 79 (1936), S. 1 der souveräne Meister der Elektronenoptik, V. K. Zworykin, behandelt, sei hier nicht die Rede. Auch die Verwendbarkeit magnetostatischer Felder werden wir nicht allgemein erörtern, sondern an einem einzelnen, hervorhebenswerten Beispiel veranschaulichen, nicht ohne vorher an ein anderes Beispiel zu erinnern: das hier in Bd. 109 (1937), S. 269\* dargestellte Cyclotron. Die in diesem verwendete Tatsache, dass die Elektronen in einem homogenen Magnetfeld auf zu ihm parallelen Kreiszyklindern Schraubenlinien beschreiben, die in Kreise (Cyclotron) oder Gerade ausarten können, ist auch elektronenoptisch ausgebeutet worden. Während im Cyclotron der Winkel  $\alpha$  zwischen magnetischer Feldstärke und Elektronengeschwindigkeit beständig ein rechter ist, wird uns vielmehr der Fall  $|\cos \alpha| \approx 1$  beschäftigen bei der nachfolgenden Betrachtung des einfachen Magnetfeldes, das F. Coeterier und M. C. Teves zum Gerüst des elektronenoptischen Teils eines von ihnen gebauten und in «Physica», Bd. 4 (1937), Nr. 1, S. 33 beschriebenen Elektronenteleskops gewählt haben.

Es ist, schematisiert, das zirkuläre magnetische Feld  $\mathfrak{H}$  eines geraden, von einem Gleichstrom in Richtung des Einheitsvektors  $e$  (siehe Abbildung) durchflossenen Drahtes  $i$ , dem Betrage nach dem Abstand  $\rho$  von diesem umgekehrt proportional:  $H = |\mathfrak{H}| = h/\rho$ , wobei  $h$  der Stromstärke proportional ist.

Die Normalprojektion irgend eines Vektors  $w$  auf  $i$  sei mit  $|w$ , seine Projektion auf eine zu  $i$  senkrechte Ebene mit  $\overline{w}$  bezeichnet:

$$w = |w + \overline{w}$$

<sup>1)</sup> Bd. 112 (1938), S. 164\*. <sup>2)</sup> Bd. 114 (1939), S. 310.

<sup>3)</sup> Die Verwandlung von ultravioletem in sichtbares Licht, d. h. die Umwandlung von höheren in niedrigere Frequenzen, ist bekanntlich ohne Zwischenschalten von Kathodenstrahlen möglich, indem man eine fluoreszierende Schicht durch die ultraviolette Bestrahlung selber zum Leuchten bringt. Beim infraroten Licht scheidet diese direkte Umwandlung daran, dass die Energie des infraroten Photons kleiner ist als jene des sichtbaren Photons. Daher die Notwendigkeit eines Zwischenträgers, des Elektrons, dessen Energie durch das beschleunigende Feld auf einem zur Anregung der Fluoreszenz ausreichenden Betrag gesteigert werden kann.

Bezeichnet  $r$  den von einem auf  $i$  liegenden Punkt  $O$  nach einem beliebigen Raumpunkt  $P$  gezogenen Fahrstrahl, so ist  $\rho^2 = \overline{r}^2$  und

$$\mathfrak{H}(P) = \frac{h [e, \overline{r}]}{\overline{r}^3} \dots \dots \dots (1)$$

Auf ein mit der Geschwindigkeit  $v$  bewegtes Elektron der Masse  $m$  wirkt die Lorentz-Kraft

$$\mathfrak{K} = cm [v, \mathfrak{H}] \dots \dots \dots (2)$$

Wie, bei gegebener Stromstärke,  $h$  ist auch  $c$  eine vom Masssystem abhängige positive Konstante.  $\mathfrak{K}$  krümmt die Flugbahn, ohne  $v^2$  zu verändern. Eine Kraftlinie (Kreis) vermag das Elektron nicht zu beschreiben, da bei parallelen Vektoren  $v$  und  $\mathfrak{H}$  die dazu nötige Zentripetalkraft ausbliebe. Zu deren Weckung bedarf es gemäss (2) eines nicht verschwindenden Winkels  $\alpha$  zwischen  $v$  und  $\mathfrak{H}$ . Dagegen ist z. B. die von  $P_0$  (siehe Abbildung) über der Kraftlinie vom Radius  $\rho_0$  im Neigungswinkel  $\alpha$  ansteigende Schraubenlinie eine mögliche Flugbahn, wobei  $\alpha$  bis auf die Beschränkungen  $0 < \alpha < \pi$ ,  $\alpha \neq \pi/2$  beliebig sein kann. Denn die Hauptnormale einer solchen Spirale steht senkrecht auf  $i$ ; ihr Krümmungsradius beträgt  $\rho_0/\cos^2 \alpha$ ; die erforderliche Zentripetalkraft  $m v^2 \cos^2 \alpha/\rho_0$  ist wie die Lorentz-Kraft gerichtet; nach (1) und (2) ist sie ihr gleich, wenn  $m v^2 \cos^2 \alpha/\rho_0 = c m v h \sin \alpha = c m v h \sin \alpha/\rho_0$ , oder

$$v \cos^2 \alpha = c h \sin \alpha$$

Ein längs einer bestimmten unter diesen Spiralen, der «Spirale  $S$ », aufsteigendes und auf ihr verharrendes Elektron heisse «ausgezeichnet», seine jeweilige Geschwindigkeit  $v^a$ , die Startgeschwindigkeit speziell  $v_0^a$ . Setzen wir

$$\alpha^2 \ll 1 \dots \dots \dots (3)$$

voraus, so gilt angenähert

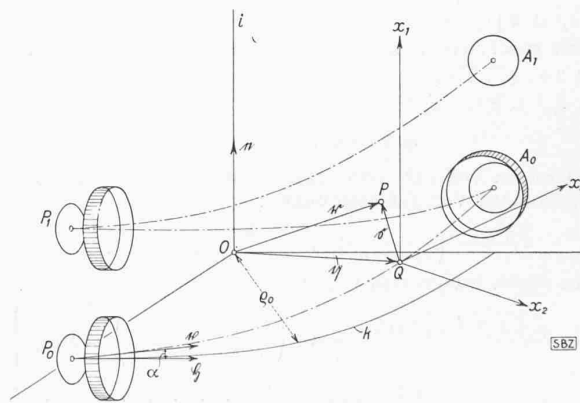
$$v = |v^a| = c h \sin \alpha \dots \dots \dots (4)$$

Ein in  $P_0$  mit einer von  $v_0^a$  etwas verschiedenen Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  startendes Elektron heisse «abweichend», seine weitere Geschwindigkeit  $v$ . Die Spirale  $S$  bildet offenbar nur dann einen brauchbaren optischen Strahl, sofern die Flugbahnen aller von dem «Gegenstandspunkt»  $P_0$  ausgeschossenen abweichenden Elektronen, wenn nicht geradezu in einem mathematischen Punkt, so doch in einer engen Umgebung eines solchen, des «Bildpunktes», wieder zusammentreffen. Dass in der Tat bei genügend kleinen Unterschieden  $|v_0 - v_0^a|$  das gesamte Strahlenbüschel, sich der Spirale  $S$  entlang wendend, periodisch in gewissen («physikalischen») Punkten derselben zusammenläuft, werde nun gezeigt.

Die Geschwindigkeit des Elektrons als klein gegenüber jener des Lichts vorausgesetzt, beherrschen seine Bewegung  $P(t)$  drei Sätze der klassischen Mechanik.

- 1. Der Impulssatz in Richtung von  $i$ :

$$\frac{d}{dt} |v = c [\overline{v}, \mathfrak{H}] \dots \dots \dots (5)$$



Zur Elektronenoptik von F. Coeterier und M. C. Teves

2. Der Flächensatz. Da die Lorentz-Kraft (2) beständig die Axe *i* schneidet, verschwindet ihr Moment um sie, sodass

$$[\bar{r}, \bar{v}] = [\bar{r}_0, \bar{v}_0] \dots (6)$$

3. Der Energiesatz. Da  $\bar{s}$  senkrecht auf der Geschwindigkeit steht, bleibt deren Betrag konstant:

$$v^2 = v_0^2 \dots (7)$$

Gleichzeitig mit einem ausgezeichneten möge ein abweichendes Elektron in  $P_0$  starten. Um die Bahn des zweiten zu bestimmen, haben wir die Gl. (5) bis (7) auszuwerten. Dabei beziehen wir uns auf ein rechtshändig-orthogonales Koordinatensystem  $x_1, x_2, x_3$ , dessen Ursprung  $Q$  mit der jeweiligen Lage des ausgezeichneten Elektrons zusammenfällt, also die Spirale  $S$  gleichförmig durchläuft, und dessen  $x_1, x_2$ -Ebene, wie aus der Abbildung ersichtlich, in die um *i* gleichförmig rotierende Ebene ( $Q, i$ ) fällt, wobei die  $x_1$ -Axe zu *i* parallel bleibt. Bezüglich dieses gleichförmig emporgeschraubten Koordinatensystems zerfällt  $v$  in die Relativgeschwindigkeit  $v_r$  und die Fortführungsgeschwindigkeit  $v_f$ :

$$v = v_f + v_r \dots (8)$$

Ebenso lassen sich  $\bar{v}$ , die Geschwindigkeit des Schattens des abweichenden Elektrons auf eine zu *i* senkrechte Ebene, und  $|v|$ , die Geschwindigkeit seiner Projektion auf *i*, zerlegen:

$$\bar{v} = \bar{v}_f + \bar{v}_r, |v| = |v_f| + |v_r| \dots (9)$$

Da  $\bar{v}_f$  und  $\bar{s}$  gleichgerichtet sind, und  $|v_f|$  konstant ist, können wir (5) mit Rücksicht auf (1) ersetzen durch:

$$\frac{d|v_r|}{dt} = c[\bar{v}_r, \bar{s}] = \frac{c\hbar}{\rho_0^2} (\bar{v}_r, \bar{r}) e \dots (5^*)$$

Sei  $\bar{n}$  der  $O$  mit  $Q$ ,  $\bar{s}$  der  $Q$  mit  $P$  verbindende Fahrstrahl (siehe Abbildung), also

$$r = \bar{n} + \bar{s}, \bar{r} = \bar{n} + \bar{s}$$

Da wir zur Zeit  $t = 0$

$\bar{s}_0 = 0$  und  $|v_0 - v_0^a| = |v_{r0}| \ll |v_0^a| = v$  voraussetzen, wird auch später gelten:

$$|\bar{s}| \ll \rho_0 \text{ und } |v_r| \ll v \dots (10)$$

Die zu  $P$  gehörige Geschwindigkeit  $\bar{v}_f(P)$  unterscheidet sich von  $\bar{v}_f(Q)$  um einen kleinen Zuwachs

$$\Delta \bar{v}_f = \bar{v}_f(P) - \bar{v}_f(Q) = \frac{v \cos \alpha}{\rho_0} [e, \bar{s}] \dots (11)$$

Zieht man von dem in (6) links stehenden Vektor

$$[\bar{n} + \bar{s}, \bar{v}_f(P) + \bar{v}_r] \text{ den konstanten Vektor } [\bar{n}, \bar{v}_f(Q)]$$

ab, so darf man mit Rücksicht auf (10) für den Rest schreiben:  $[\bar{r}, \bar{v}_r] + [\bar{n}, \Delta \bar{v}_f] + [\bar{s}, \bar{v}_f(Q)]$  und, bei Einsetzen von (11), anstatt (6):

$$[\bar{r}, \bar{v}_r - \bar{v}_{r0}] + [\bar{s}, \bar{v}_f(Q)] + \frac{v \cos \alpha}{\rho_0} (\bar{n}, \bar{s}) e = 0 \dots (6^*)$$

Projizieren wir, unter Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung, die Vektorgleichungen (5\*) und (6\*) auf die  $x_1$ -Richtung! Die Projektion von (5\*) liefert die Gleichung:

$$\ddot{x}_1 = \frac{c\hbar}{\rho_0} \dot{x}_2,$$

deren Integration, mit Rücksicht auf (4):

$$\dot{x}_1 - \dot{x}_{10} = \frac{v}{\rho_0 \sin \alpha} x_2 \dots (12)$$

Die Projektion von (6\*) ergibt:

$$\dot{x}_3 - \dot{x}_{30} = -\frac{2v \cos \alpha}{\rho_0} x_2 \dots (13)$$

Statt (7) können wir,  $v$  nach (8) zerlegend, und von  $v_f^2$  die Konstante  $|v_f|^2$  abziehend, schreiben:

$$\bar{v}_f, (\bar{v}_f + 2v_f) + 2|v_f, v_r + v_r^2 = \text{const},$$

oder auch näherungsweise, bei Einführung von  $\Delta \bar{v}_f$  nach (11):

$$v_f^2 + 2|v_f, v_r + 2\bar{v}_f(Q), v_r + 2\bar{v}_f(Q), \Delta \bar{v}_f = \text{const}$$

Explizit geschrieben, da nach (11) der letzte linksstehende Summand  $2e, [\bar{r}, \bar{v}_f(Q)] v \cos \alpha / \rho_0 \approx 2x_2 v^2 / \rho_0$ :

$$\dot{x}_1^2 - \dot{x}_{10}^2 + \dot{x}_2^2 - \dot{x}_{20}^2 + \dot{x}_3^2 - \dot{x}_{30}^2 + 2v \sin \alpha (\dot{x}_1 - \dot{x}_{10}) + 2v \cos \alpha (\dot{x}_3 - \dot{x}_{30}) + \frac{2v^2}{\rho_0} x_2 = 0 \dots (7^*)$$

Einsetzen von (12) und (13) ergibt, mit den durch (3) und (10) gebotenen Vernachlässigungen:

$$\dot{x}_2^2 = -\left(\frac{v}{\rho_0 \sin \alpha}\right)^2 x_2^2 - \frac{2v \dot{x}_{10}}{\rho_0 \sin \alpha} x_2 + \dot{x}_{20}^2$$

woraus durch Integration folgt:

$$x_2 = \frac{\rho_0 \sqrt{\dot{x}_{10}^2 + \dot{x}_{20}^2} \sin \alpha}{v} \left\{ \sin \left( \frac{vt}{\rho_0 \sin \alpha} + \beta \right) - \sin \beta \right\} \text{ mit } \text{tg } \beta = \frac{\dot{x}_{10}}{\dot{x}_{20}} \dots (14)$$

Diese Funktion in die rechten Seiten von (12) und (13) eingesetzt, lassen sich auch diese Gleichungen integrieren. Erstens wird

$$x_1 = -\frac{\rho_0 \sqrt{\dot{x}_{10}^2 + \dot{x}_{20}^2} \sin \alpha}{v} \left\{ \cos \left( \frac{vt}{\rho_0 \sin \alpha} + \beta \right) - \cos \beta \right\} \dots (15)$$

Zweitens wird

$$x_3 = (\dot{x}_{30} + 2 \cos \alpha \sin \alpha \dot{x}_{10}) t + 2 \cos \alpha \sin^2 \alpha \rho_0 \frac{\sqrt{\dot{x}_{10}^2 + \dot{x}_{20}^2}}{v} \left\{ \cos \left( \frac{vt}{\rho_0 \sin \alpha} + \beta \right) - \cos \beta \right\}$$

Mit Rücksicht auf (3) schreiben wir hierfür:

$$x_3 \approx x_{30}^* t \dots (16)$$

Das in den Gl. (14), (15) und (16) enthaltene Ergebnis lässt sich so zusammenfassen: Wie das ausgezeichnete Elektron um die stromdurchflossene Axe *i*, über dem Kreis *k* vom Radius  $\rho_0$ , eine Rechtsschraube, fortschreitend in Richtung des Stromes, durchläuft, mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega = v \cos \alpha / \rho_0$ , der Periode  $T = 2\pi \rho_0 / v \cos \alpha$  und der Ganghöhe  $g = 2\pi \rho_0 \text{tg } \alpha$ , so beschreibt, vom Standpunkt des ausgezeichneten Elektrons aus gesehen, genauer: in unserem mitgeführten Koordinatensystem  $x_1, x_2, x_3$ , jedes gleichzeitig startende abweichende Elektron ebenfalls eine Schraubenlinie. Deren in der  $x_1, x_2$ -Ebene gelegener, den Koordinatenursprung  $Q$  treffender Grundkreis  $k^*$ , vom Mittelpunkt  $M^* = (\rho_0 \sin \alpha \dot{x}_{20} / v, -\rho_0 \sin \alpha \dot{x}_{10} / v, 0)$  und vom Halbmesser  $\rho_0 \sin \alpha \sqrt{\dot{x}_{10}^2 + \dot{x}_{20}^2} / v$ , sowie der Neigungstangens  $\text{tg } \alpha^* = \sin \alpha \frac{\dot{x}_{30}}{v}$  und die Ganghöhe  $g^* = g \cos \alpha \frac{|\dot{x}_{30}|}{v}$  hängen von der anfänglichen Relativgeschwindigkeit  $v_{r0}$  ab, nicht aber die Winkelgeschwindigkeit  $\omega^* = \frac{v}{\rho_0 \sin \alpha} = \frac{\omega}{\cos \alpha \sin \alpha}$ , noch die Periode  $T^* = \frac{2\pi \rho_0 \sin \alpha}{v} = T \sin \alpha \cos \alpha$ . Die Fortschreitungs-

richtung all dieser Miniaturspiralen ist bei positivem  $\dot{x}_{30}$  die der positiven, bei negativem  $\dot{x}_{30}$  der negativen  $x_3$ -Axe; im ersten Fall ist es ein Links-, im zweiten ein Rechtsschraubchen<sup>4)</sup>.

Alle  $T^*$  sec wird für sämtliche zur Zeit  $t = 0$  in  $P_0$  zusammen mit dem ausgezeichneten losgelassenen Elektronen  $x_1 = x_2 = 0$ , während sich  $|x_3|$  in diesem Zeitabschnitt jeweils um  $g^* \text{ cm}$  vergrößert. Unschärf gesehen, liegen also längs der Hauptspirale in regelmässigen Abständen «Knotenpunkte»  $K_0 = P_0, K_1, K_2, K_3, \dots$ , in denen sich die von  $P_0$  ausgehenden Bahnen aller abweichenden Elektronen kreuzen — und zwar für alle gleichzeitig startenden Elektronen jeweils im gleichen Augenblick. Die Projektionen der Knotenpunkte auf den Grundkreis *k* sind um die Winkel

$$\gamma = \frac{v \cos \alpha}{\rho_0} T^* = \pi \sin 2\alpha \dots (17)$$

voneinander entfernt. Schärfere gesehen, gilt dies nur für die mit  $\dot{x}_{30} = 0$  gestarteten Elektronen. Ein abweichendes Elektron trifft nämlich den Knotenpunkt  $K_n$  im allgemeinen nicht genau, wohl aber im nahen Abstand

$$ng^* = n 2\pi \rho_0 \sin \alpha \frac{|\dot{x}_{30}|}{v}$$

Wegen dieser, dank (10) zumal bei kleinem Index *n* gegenüber  $\rho_0 \gamma$  geringfügigen «Streckung» der Knotenpunkte wurden sie oben bloss als «physikalische» Punkte angekündigt.

Bei gegebenem  $v$  ist  $\sin \alpha$  gemäss (4) der Grösse  $\hbar$ , d. h. der das Magnetfeld erzeugenden Stromstärke umgekehrt proportional. Von dieser hängt mit der Neigung  $\alpha$  der Spirale  $S$  nach (17) auch der die Ablenkung des Elektronenstrahls zwischen zwei sukzessiven Knotenpunkten kennzeichnende Winkel  $\gamma$  ab.

Die Crux des Elektronenteleskops ist die geringe Empfindlichkeit, mit der die bekannten photoelektrischen Substanzen auf infrarote Bestrahlung reagieren. Zur Verstärkung des emittierten schwachen Elektronenstrahls benützen Coeterier und Teves das Phänomen der Sekundäremission, d. h. die in den hier früher<sup>5)</sup> dargestellten «Elektronenvervielfachern» wirkungsvollst ausgenutzte Eigenschaft gewisser, auf passendem Potential gehaltener Oberflächen, den Empfang eines Elektronenstrahls mit der Aussendung eines unter Umständen mehrfach stärkeren Elektronenstrahls zu beantworten. In unserer Abbildung sind  $A_0$  und  $P_1$  solche Oberflächen<sup>6)</sup>. Ein von  $A_0$  ausgesandenes sekundäres, «aus-

<sup>4)</sup> Bei der Schraubung unseres Koordinatensystems durchlaufen die Punkte des Umfanges von  $k^*$  Schraubenlinien, die zusammen den Mantel einer Röhre *P* bilden. Auf diesem Mantel verharrt, sofern  $\dot{x}_{30} = 0$ , das oben betrachtete abweichende Elektron: Für einen ruhenden Beobachter windet sich seine Bahn um die Mittellinie von *P*, d. h. um die von  $M^*$  beschriebene Spirale.

<sup>5)</sup> In dem Aufsatz von Prof. F. Fischer: Neuere Forschungen auf dem Gebiete der technischen Physik. «SBZ» Bd. 107 (1936), S. 248\*.

<sup>6)</sup> Die vor  $P_0, A_0$  usw. angedeuteten Ringelektroden dienen zur Beschleunigung, bzw. Bremsung der Elektronen.

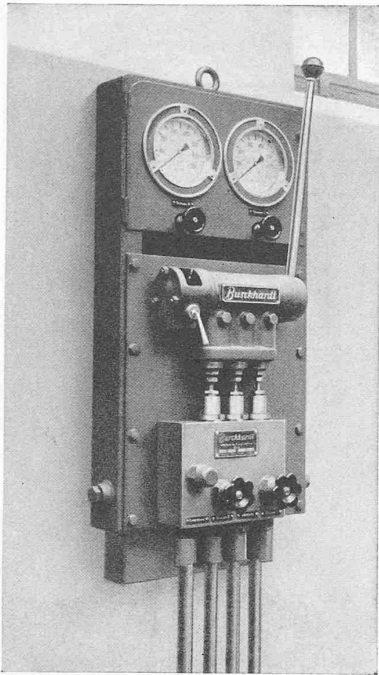


Abb. 2. Verteiltableau

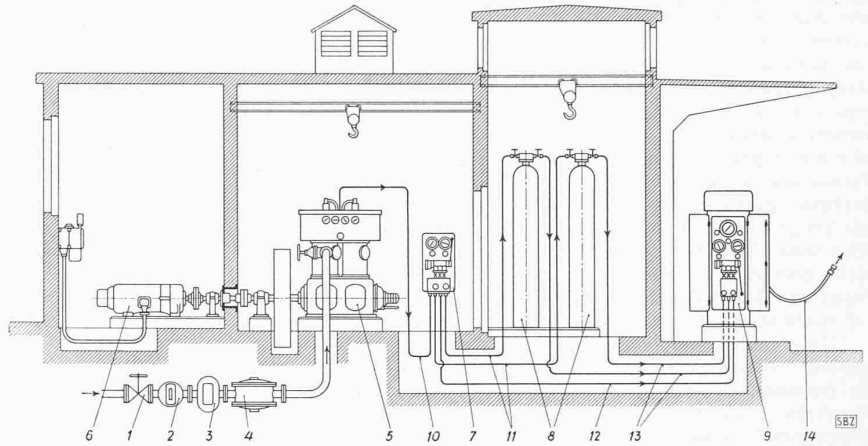


Abb. 1. Schnitt durch eine Tankstelle für Leuchtgas. — 1 Absperrventil, 2 Filter, 3 Gasuhr, 4 Stossdämpfer, 5 Gaskompressor, 6 Elektromotor mit Reduktionsgetriebe, 7 Verteil-Tableau, 8 Speicherflasche, 9 Tanksäule, 10 Druckleitung vom Kompressor, 11 Leitung zur Speicherflasche, 12 Leitung zur direkten Füllung der Wagen, 13 Leitung zur Gasentnahme von den Speichern, 14 Abfüllschlauch mit Anschlussnippel

Maschinenfabrik  
Burckhardt A.G.  
Basel

gezeichnetes Elektron beschreibt im Rückflug nach  $P_1$  wiederum eine Schraubenlinie, spiegelbildlich zur ersten bezüglich der zu  $i$  senkrechten Ebene durch  $A_0$ . Ein nächster verstärkter Elektronenstrahl folgt der Schraubenlinie  $P_1 A_1$ . Bei Fortsetzung dieses Zickzackweges reihen sich einerseits über  $P_0$ , andererseits über  $A_0$  die Elektronenverstärker übereinander; in  $A_n$  (vorliegendenfalls schon in  $A_1$ ) entsteht schliesslich auf einem fluoreszierenden Schirm das verstärkte Elektronenbild des in  $P_0$  infrarot entworfenen Gegenstandes.

K. H. Grossmann.

### Gas als Triebstoff für Automobile

Bei der Beleuchtung der Vor- und Nachteile der Gasgeneratoren für Automobile haben wir darauf hingewiesen, dass eine Zentralisation der Gaserzeugung die Wirtschaftlichkeit der Gasgewinnung wegen der Verwertung der Nebenprodukte steigern und die Mühe in Betrieb und Wartung des Wagens für den Fahrer herabsetzen würde. In Frankreich, Deutschland und England haben schon vor 10 bis 15 Jahren die Versuche mit permanenten Gasen für den Autobetrieb eingesetzt, und ihre Erfolge haben einer bedeutenden Entwicklung dieses Zweiges der Verkehrstechnik gerufen, um die sich auch die schweizerische Maschinenindustrie, insbesondere die Maschinenfabrik Burckhardt & Co., A.G. in Basel, grosse Verdienste erworben hat.

Im Gasbetrieb ist ein gewisser Leistungsabfall gegenüber der Benzinleistung in Kauf zu nehmen, und das Mitführen permanenten komprimierten Gases in Stahlflaschen hat ein grosses Totgewicht und einen beschränkten Aktionsradius zur Folge. Als Vorteile aber sind zu nennen grosse Sauberkeit des Betriebes, keine Verdünnung des Schmieröles und keine Rückstände im Motor von Teer oder Teerderivaten; auch springen die mit Gas betriebenen Motoren bei grösster Kälte einwandfrei an.

Die angeführten Schwierigkeiten sind sowohl in Deutschland als auch in Frankreich teilweise überwunden worden, und zwar in erster Linie durch den Bau von Leichtstahlflaschen aus hochlegiertem Stahl, deren Gewicht nur ungefähr die Hälfte der üblichen Ausführung ausmacht. Solche Flaschen sind allerdings einstweilen in der Schweiz nicht zugelassen, und hier wäre von den Behörden ein erster Schritt zu tun, wenn diese Lösung des Triebstoffersatzes Aussicht auf Erfolg haben soll. Um den Aktionsradius der Gasfahrzeuge zu erweitern, war auch ein Netz von Gastankstellen zu schaffen, an denen das komprimierte Gas ebenso rasch und leicht abgegeben, gemessen und verrechnet werden kann, wie man das bei den Benzintankstellen gewohnt ist. Damit entfiel die Notwendigkeit, die leeren Flaschen auf dem Fahrzeug jedesmal gegen gefüllte auszuwechseln, was grossen Zeitverlust und ständige Undichtheiten der Armaturen mit sich brachte.

Wenn auch in der Schweiz einstweilen nichts unternommen wird, um mit komprimierten permanenten Gasen das Benzin zu ersetzen, so ist es doch wertvoll zu wissen, was auf diesem Ge-

biet in der Schweizer Industrie schon geleistet wurde. Abb. 1 stellt eine Gastankstelle dar, wie sie die Maschinenfabrik Burckhardt in Basel schon vielfach gebaut hat. Das Gas wird hier dem Leuchtgasverteilnetz entnommen; man kann sich aber als Ergänzung der Anlage sehr wohl eine Gaserzeugungstelle hinzudenken. Nach dem Durchströmen einer Messvorrichtung und eines Filters gelangt das Gas in einen vierstufigen Kolbenkompressor, der es auf 350 at verdichtet und in die Speicherflaschen treibt. Da die Flaschen auf den Wagen nur bis auf einen Druck von 200 at gefüllt werden, spielt sich der Tankvorgang ausserordentlich rasch ab. Die Speicherflasche kann dabei nur bis auf etwa 240 at entspannt werden, sodass sie also nur rund ein Drittel ihres Inhaltes abgibt. Dies wirkt sich hinsichtlich Kompressorarbeit und erforderlichem Speichervolumen ungünstig aus. Wesentlich besser wird die Gesamtausnutzung des Flaschenvolumens, wenn man die Speicher in zwei Gruppen teilt, wovon man die eine sich bis auf rund 100 at entspannen lässt, während die andere das Füllen von 100 bis 200 at besorgt. Von einem Verteiltableau aus, dessen Ventile durch einen einzigen Hebel bedient werden (Abb. 2), wird das vom Kompressor kommende Gas auf die beiden Gruppen verteilt. Die jeweilige Schaltung ist dabei in einem Schauloch ersichtlich, sodass Fehlschaltungen unmöglich werden.

In der Tanksäule befindet sich ein genau gleicher Apparat wie diese Verteilertafel. Die Ventile daselbst, die ebenfalls mit einem einzigen Hebel bedient werden, gestatten, das Gas der ersten oder zweiten Speichergruppe zu entnehmen und den Druck aus dem Schlauch abzulassen, bevor die Schlauchkupplung am Wagen gelöst wird. Eine Anzahl von Manometern und Sicherheitsvorrichtungen, die Drucküberschreitungen beim Laden der Batterien und beim Tanken verhindern, ergänzen die Anlage, deren Betriebsicherheit und Einfachheit trotz der verwendeten hohen Drücke soweit gediehen ist, dass zu ihrer Bedienung angelegertes Personal nicht mehr notwendig ist.

Welche Gase kommen nun für diese Verwertung in Frage? In normalen Zeiten würde die Rentabilität die entscheidende Rolle spielen, heute aber ist die Beschaffungsmöglichkeit wichtiger als die Wirtschaftlichkeit. Am raschesten und einfachsten wäre das ganze Problem zu lösen unter Verwendung von Leuchtgas, sind doch die Erzeugungstellen so ziemlich über das ganze Land verteilt und die örtlichen Verteilungsnetze liessen rasch ein enges Tankstellennetz aufkommen. Im freien Brennstoffmarkt bedarf es schon eines besonderen Anreizes in Form von Steuererleichterungen oder anderem mehr, um die Automobilisten diesem Brennstoff zuzuwenden. Das Komprimieren verursacht namhafte Kosten und die Flaschen erhöhen die Tara des Wagens. Heute bedürfte es wohl keiner besonderen Lockmittel, wenn nur dieser Triebstoff in genügendem Umfang erhältlich wäre. Vielleicht liesse sich bei der Leuchtgasfabrikation soviel Holz als Rohstoff zusetzen, dass trotz der Triebstoffabgabe der Kohlebedarf der Gaswerke nicht grösser würde. Diese Lösung scheint nicht ohne Vorteile zu sein gegenüber der auf jeden Wagen dezentralisierten Holzvergasung. Generatorgas hat gar keine Aussicht auf Verwertung im Flaschengasbetrieb. Sein Heizwert ist so gering, dass sowohl die Kompressorarbeit als auch die Zahl der mitzuführenden Flaschen unverhältnismässig gross würde. Lösbar hingegen ist das Problem wieder mit Schmelzgas,