

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 115/116 (1940)
Heft: 16

Artikel: Hinweis auf das Elektronen-Teleskop
Autor: Grossmann, K.H.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-51263>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 20.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://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. — Nekrologie: 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 Vereinsorgane 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 Elektronenmikroskop¹⁾ stellt der Elektronenstrahl (auch Kathodenstrahl genannt), ähnlich wie Röntgenstrahlen, ein Schattenbild des durchstrahlten Präparates her. Auf dem Leuchtschirm der Fernseh-Kathodenstrahlröhre²⁾ entwirft der gesteuerte Strahl, darüber hinwegflegend, 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 evakuerten 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 enthüllend³⁾.

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 Kreiszylindern Schraubenlinien beschreiben, die in Kreise (Cyclotron) oder Gerade ausarten können, ist auch elektronenoptisch ausgebaut worden. Während im Cyclotron der Winkel α 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 ϱ von diesem umgekehrt proportional: $H = |\mathfrak{H}| = h/\varrho$, 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 \bar{w} bezeichnet:

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

¹⁾ Bd. 112 (1938), S. 164*. ²⁾ Bd. 114 (1939), S. 310.

³⁾ Die Verwandlung von *ultraviolettem* 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 scheitert 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 $\varrho^2 = \bar{r}^2$ und

$$\mathfrak{H}(P) = \frac{h[e, \bar{r}]}{\bar{r}^2} \quad \dots \quad (1)$$

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

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

Wie, bei gegebener Stromstärke, h ist auch c eine vom Massensystem abhängige positive Konstante. \mathfrak{F} 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 ausbleibe. Zu deren Weckung bedarf es gemäss (2) eines nicht verschwindenden Winkels α zwischen v und \mathfrak{H} . Dagegen ist z. B. die von P_0 (siehe Abbildung) über der Kraftlinie vom Radius ϱ_0 im Neigungswinkel α ansteigende Schraubenlinie eine mögliche Flugbahn, wobei α bis auf die Beschränkungen $0 < \alpha < \pi$, $\alpha \pm \pi/2$ beliebig sein kann. Denn die Hauptnormale einer solchen Spirale steht senkrecht auf i ; ihr Krümmungsgrad beträgt $\varrho_0/\cos^2 \alpha$; die erforderliche Zentripetalkraft $m v^2 \cos^2 \alpha / \varrho_0$ ist wie die Lorentz-Kraft gerichtet; nach (1) und (2) ist sie ihr gleich, wenn $m v^2 \cos^2 \alpha / \varrho_0 = c m v H \sin \alpha = c m v h \sin \alpha / \varrho_0$, 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

$$v^2 < 1 \quad \dots \quad (3)$$

voraus, so gilt angenähert

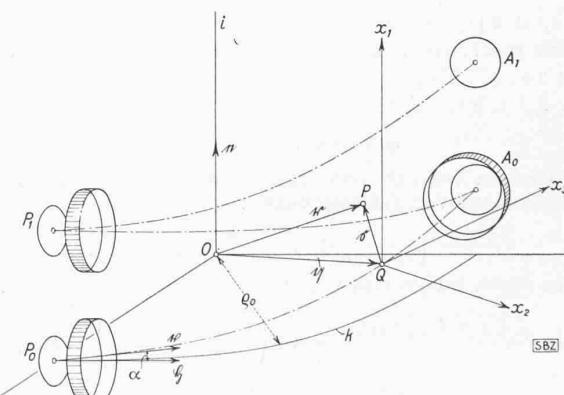
$$v = |v^a| = c h \sin \alpha \quad \dots \quad (4)$$

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 windend, 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 :

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



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

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

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

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

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 rechtshändiges-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. Beziüglich dieses gleichförmig emporgeschraubten Koordinaten-Systems zerfällt v in die Relativgeschwindigkeit v_r und die Fortführungs geschwindigkeit v_f :

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

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:

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

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

$$\frac{d|\bar{v}_r|}{dt} = c[\bar{v}_r, \bar{s}] = \frac{c\hbar}{\varrho_0^2} (\bar{v}_r, \bar{r}) e \quad \dots \quad (5^*)$$

Sei q der O mit Q , s der Q mit P verbindende Fahrstrahl (siehe Abbildung), also

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

Da wir zur Zeit $t = 0$

$$\bar{s}_0 = 0 \text{ und } |v_0 - v_0^a| = |v_{r0}| << |v_0^a| = v$$

voraussetzen, wird auch später gelten:

$$|\bar{s}| << q_0 \text{ und } |v_r| << v \quad \dots \quad (10)$$

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

$$\Delta \bar{v}_f = \bar{v}_f(P) - \bar{v}_f(Q) = \frac{v \cos \alpha}{\varrho_0} [e, \bar{s}] \quad \dots \quad (11)$$

Zieht man von dem in (6) links stehenden Vektor

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

$$[\bar{r}, \bar{v}_r - \bar{v}_{r0}] + [\bar{s}, \bar{v}_f(Q)] + \frac{v \cos \alpha}{\varrho_0} (\bar{q}, \bar{s}) e = 0 \quad (6^*)$$

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:

$$\ddot{x}_1 = \frac{c\hbar}{\varrho_0} \dot{x}_2,$$

deren Integration, mit Rücksicht auf (4):

$$\dot{x}_1 - \dot{x}_{10} = \frac{v}{\varrho_0 \sin \alpha} x_2 \quad \dots \quad (12)$$

Die Projektion von (6*) ergibt:

$$\dot{x}_3 - \dot{x}_{30} = - \frac{2v \cos \alpha}{\varrho_0} x_2 \quad \dots \quad (13)$$

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 $2e$, $[\bar{q}, \bar{v}_f(Q)]v \cos \alpha / \varrho_0 \approx 2x_2 v^2 / \varrho_0$:

$$\begin{aligned} \dot{x}_1^2 - \dot{x}_{10}^2 + \dot{x}_2^2 - \dot{x}_{20}^2 + \dot{x}_3^2 - \dot{x}_{30}^2 + 2v \sin \alpha (\dot{x}_1 - \dot{x}_{10}) + \\ + 2v \cos \alpha (\dot{x}_3 - \dot{x}_{30}) + \frac{2v^2}{\varrho_0} x_2 = 0 \quad (7^*) \end{aligned}$$

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

$$\dot{x}_2^2 = - \left(\frac{v}{\varrho_0 \sin \alpha} \right)^2 x_2^2 - \frac{2v \dot{x}_{10}}{\varrho_0 \sin \alpha} x_2 + \dot{x}_{20}^2$$

woraus durch Integration folgt:

$$\begin{aligned} x_2 = \frac{\varrho_0 \sqrt{\dot{x}_{10}^2 + \dot{x}_{20}^2} \sin \alpha}{v} \left\{ \sin \left(\frac{v t}{\varrho_0 \sin \alpha} + \beta \right) - \sin \beta \right\} \\ \text{mit } \tan \beta = \frac{\dot{x}_{10}}{\dot{x}_{20}} \quad \dots \quad (14) \end{aligned}$$

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

$$x_1 = - \frac{\varrho_0 \sqrt{\dot{x}_{10}^2 + \dot{x}_{20}^2} \sin \alpha}{v} \left\{ \cos \left(\frac{v t}{\varrho_0 \sin \alpha} + \beta \right) - \cos \beta \right\} \quad (15)$$

Zweitens wird

$$\begin{aligned} x_3 = (\dot{x}_{30} + 2 \cos \alpha \sin \alpha \dot{x}_{10}) t + \\ + 2 \cos \alpha \sin^2 \alpha \varrho_0 \frac{\sqrt{\dot{x}_{10}^2 + \dot{x}_{20}^2}}{v} \left\{ \cos \left(\frac{v t}{\varrho_0 \sin \alpha} + \beta \right) - \cos \beta \right\} \end{aligned}$$

Mit Rücksicht auf (3) schreiben wir hiefür:

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

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 ϱ_0 , eine Rechtsschraube, forschreitend in Richtung des Stromes, durchläuft, mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega = v \cos \alpha / \varrho_0$, der Periode $T = 2\pi \varrho_0 / v \cos \alpha$ und der Ganghöhe $g = 2\pi \varrho_0 \operatorname{tg} \alpha$, 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 $M^* = (\varrho_0 \sin \alpha \cdot \dot{x}_{20} / v, -\varrho_0 \sin \alpha \cdot \dot{x}_{10} / v, 0)$ und vom Halbmesser $\varrho_0 \sin \alpha \sqrt{\dot{x}_{10}^2 + \dot{x}_{20}^2} / v$, sowie der Neigungstangens $\operatorname{tg} \alpha^* = \sin \alpha \frac{\dot{x}_{30}}{v}$ und die Ganghöhe $g^* = g \cos \alpha \frac{|\dot{x}_{30}|}{v}$ hängen von der anfänglichen Relativgeschwindigkeit v_{r0} ab, nicht aber die Winkelgeschwindigkeit $\omega^* = \frac{v}{\varrho_0 \sin \alpha} = \frac{\omega}{\cos \alpha \sin \alpha}$, noch die Periode $T^* = \frac{2\pi \varrho_0 \sin \alpha}{v} = T \sin \alpha \cos \alpha$. Die Fortschreitungsrichtung 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 Rechtsschräubchen⁴⁾.

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^* cm vergrössert. Unschärfe 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

$$\gamma = \frac{v \cos \alpha}{\varrho_0} T^* = \pi \sin 2 \alpha \quad \dots \quad (17)$$

voneinander entfernt. Schärfer 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

$$n g^* = n 2\pi \varrho_0 \sin \alpha \frac{|\dot{x}_{30}|}{v}$$

Wegen dieser, dank (10) zumal bei kleinem Index n gegenüber $\varrho_0 \gamma$ geringfügigen «Streckung» der Knotenpunkte wurden sie oben bloss als «physikalische» Punkte angekündigt.

Bei gegebenem v ist $\sin \alpha$ gemäss (4) der Grösse h , d. h. der das Magnetfeld erzeugenden Stromstärke umgekehrt proportional. Von dieser hängt mit der Neigung α der Spirale S nach (17) auch der Ablenkung des Elektronenstrahls zwischen zwei sukzessiven Knotenpunkten kennzeichnende Winkel γ 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 früher⁵⁾ dargestellten «Elektronenvervielfachern» wirkungsvoll ausgebeutete 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 Oberflächen⁶⁾. Ein von A_0 ausgesandtes sekundäres, «aus-

⁴⁾ Bei der Schraubung unseres Koordinatensystems durchlaufen die Punkte des Umfangs 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.

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

⁶⁾ Die vor P_0, A_0 usw. angedeuteten Ringelektroden dienen zur Beschleunigung, bzw. Bremsung der Elektronen.

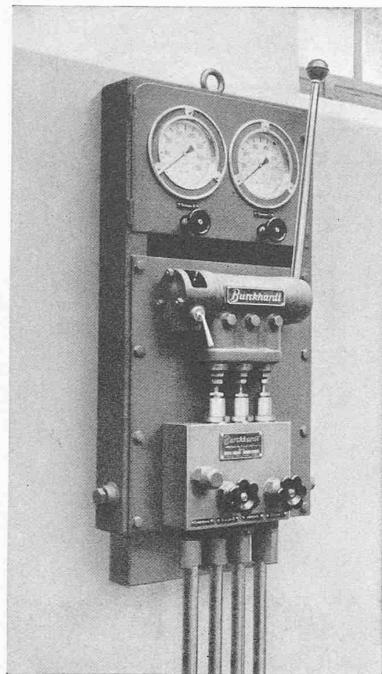


Abb. 2. Verteitableau

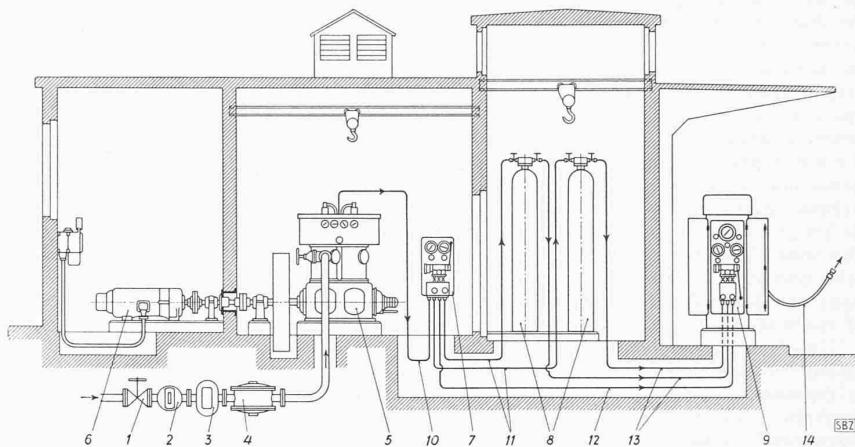


Abb. 1. Schnitt durch eine Tankstelle für Leuchtgas. — 1 Absperrventil, 2 Filter, 3 Gasuhr, 4 Stossdämpfer, 5 Gaskompressor, 6 Elektromotor mit Reduktionsgetriebe, 7 Verteil-Tableau, 8 Speicherflasche, 9 Tanksäule, 10 Druckleitung vom Kompressor, 11 Leitung zur Speicherflasche, 12 Leitung zur direkten 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 (vorliegendens 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 Benzinleitung 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 Unidichtheiten 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 Gaserzeugungsstelle 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 Verteitableau 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 genauso 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 angelerntes 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 Erzeugungsstellen 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 Schwelgas,