

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins  
**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke  
**Band:** 40 (1949)  
**Heft:** 17

**Artikel:** Fernsehgrossprojektion nach dem Eidophorverfahren  
**Autor:** Thiermann, H.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1060692>

### **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:** 23.02.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

$$\Delta d_{mer} = \frac{1}{2} U^2 5 h^4 B - \frac{1}{2} U^2 h^4 5 a^2 k_6 . 6,$$

we see that [if we make the coefficient  $k_6$  such that

$$B = 6 a^2 k_6$$

this aberration is compensated. In the same way it is possible to compensate all aberrations of other orders containing  $U^2$  caused by the term  $Ah^2$ ,  $Ch^6$ ,  $Dh^8$ , etc. If we do this we find that in all cases we obtain with the compensating system the proper ratio of meridional to tangential components.

In addition to the effect expressed in formulae (12) and (13) there is the general equivalent increase in thickness of the whole system by an amount of  $\frac{1}{2} U^2$ . Therefore the right hand sides of eqs. (12)

and (13) have to be multiplied by  $\left(1 + \frac{1}{2} U^2\right)$ .

This means that at the edge of the field there is a slight over-compensation to be expected when the coefficients  $k$  are made as indicated. By making the corrector system slightly weaker, so that the lateral spherical aberration is compensated at the edges, the resulting under-correction on an intermediate zone is only  $\frac{1}{4}$  of the over-compensation just mentioned.

In order to realize this compensation in practice we combine the original Schmidt plate with middle plate 2 by superimposing the curve of plate 2 on the original corrector plate and adding the other plates 1 and 3 at the required distance <sup>2)</sup>. If the distance is of the order of  $\frac{1}{2} f$  the combined middle plate has about the same power and thickness variation as the original corrector plate.

<sup>2)</sup> By combining the two systems the path of the rays is slightly different from that on which the calculation of the coefficients  $k_m$  is based. These coefficients have to be slightly corrected to compensate for this effect.

The power of the two outer plates varies proportionally to  $\frac{1}{a^2}$ .

It is not necessary that the outer plates should be placed at equal distances from the middle plate. If the distances are different the power of each outer plate must be proportional to  $\frac{1}{a^2}$ . In each case the middle plate must be varied according to the sum of their powers.

This method has the advantage that it can be realized with aspherical elements made in the conventional way and for large sizes.

### Literature

- Schmidt, B.:* Ein lichtstarkes komafreies Spiegelsystem. *Zentral Z. Bd. 52(1931), S. 15...29.*  
*Mitt. Hamburg, Sternwarte Bergedorf, vol. 7(1932), p. 25 ... 27.*
- Schorr, R.:* Das Schmidtsche Verfahren bei der Herstellung der Korrektionsplatten für komafreie Spiegel. *Z. Instrumkde, vol. 56(1936), p. 336...338.*
- Maksutov, D. D.:* J. Opt. Soc. Amer., vol. 34(1944), p. 270...284.
- Bouwers, A.:* Achievements in optics, p. 25, 33.
- Bouwers, A.:* Optik, vol. 3(1948), p. 320.
- Lucy, F. A.:* Exact and approximate computation of Schmidt cameras. *J. Opt. Soc. Amer., vol. 30(1940), S. 251...254;* *vol. 31(1941), p. 358.*
- Herzberger, M., and H. O. Houdley:* The calculation of aspherical correcting surfaces. *J. Opt. Soc. Amer., vol. 36(1946), p. 334...340.*
- Glancy, A.:* On the theory and computation of an aspherical surface. *J. Opt. Soc. Amer., vol. 36(1946), p. 416...423.*
- Hawkins and Linfoot:* An Improved Type of Schmidt Camera. *Nature vol. 152(1946), p. 445...446.* *M. N. R. Astr. Soc., vol. 105(1945), p. 334.*
- Synge, J. L.:* The Theory of the Schmidt Telescope. *J. Opt. Soc. Amer., vol. 33(1943), p. 129...136.*
- Caratheodory, C.:* Elementare Theorie des Spiegelteleskops von B. Schmidt. *Hamburg. Mathem. Einzelschr.* 28, 1940.
- French Patent 468.432, 23th May 1941.
- French Patent 484.906, 11th Nov. 1942.
- French Patent 527.921, 9th Jan. 1946.

### Address of the Author:

*H. Rinia, Ir., Director Philips Research Laboratories, Eindhoven, Netherlands.*

## Fernsehgrossprojektion nach dem Eidophorverfahren

Von *H. Thiemann, Zürich*

621.397.62 : 778.5

Die Erzeugung sehr grosser Lichtströme im Fernsehempfänger stellt auch heute noch eine sehr schwierige Aufgabe dar. Abgesehen von der Zwischenfilmmethode, welche keine eigentliche Lösung des Problems darstellt, stehen grundsätzlich zwei Verfahren zur Diskussion: Die naheliegendste und einfachste Lösung besteht bekanntlich darin, das auf dem Fluoreszenzschirm erzeugte Fernsehbild vermittelst einer lichtstarken Optik auf die Leinwand zu werfen. Das andere Verfahren hat zum Ziel, den Lichtstrom einer fremden Lichtquelle, zum Beispiel einer Bogenlampe entsprechend dem Fernsehsignal in seiner Grösse zu steuern.

Das Verfahren mit Fluoreszenzschirm ist heute in verschiedenen Ländern schon weit entwickelt worden. Es hat sich dabei gezeigt, dass eine

Lichtausbeute von zirka 5 Kerzen pro Watt erreicht werden konnte. Wenn wir berücksichtigen, dass der Fluoreszenzschirm weisses Licht erzeugen soll, so finden wir mit Hilfe des mechanischen Lichtäquivalentes, dass der energetische Wirkungsgrad eines solchen Fluoreszenzschirmes bereits den Wert von zirka 20 % annimmt. Halten wir uns die komplizierten Vorgänge, welche bei der Abbremsung der Elektronen entstehen, vor Augen, so müssen wir diesen Wirkungsgrad als bereits sehr hoch ansprechen; es wird kaum damit zu rechnen sein, dass eine wesentliche Erhöhung desselben in nächster Zukunft zu erwarten ist. Da die elektrische Leistung des Kathodenstrahles beschränkt ist, so muss der Raumwinkel, unter welchem die Projektionsoptik Licht des Fluoreszenzschirmes erfassen kann, mög-

lichst gross gewählt werden. In Frage kommt nur die Schmidt-Optik mit grosser relativer Öffnung. Die Abmessung des Fluoreszenzschildes und der Optik hängt vor allem von der erreichbaren Fleckgrösse ab. Durch die hohen verwendeten Strahlströme tritt durch die gegenseitige Abstossung der Elektronen eine Verbreiterung auf. Ferner kann die Dichte des Kathodenstrahles nicht beliebig hoch getrieben werden, da sonst die Beschleunigungsspannung enorme Werte annehmen würde. Aus diesem Grund kann die Öffnung der Elektronenoptik nicht unter eine bestimmte Grösse sinken, wodurch immer mit relativ grossen Aberrationsfehlern zu rechnen ist. Es entsteht durch die endliche Schichtdicke des Fluoreszenzschildes, welche ungefähr der Eindringtiefe des Kathodenstrahles entspricht, eine zusätzliche optische Verbreitung. Will man trotzdem ein Fernsehbild mit guter Bildschärfe wiedergeben entsprechend einer Bildpunktzahl von zirka 500 000 Punkten pro Bild, so werden die Ab-

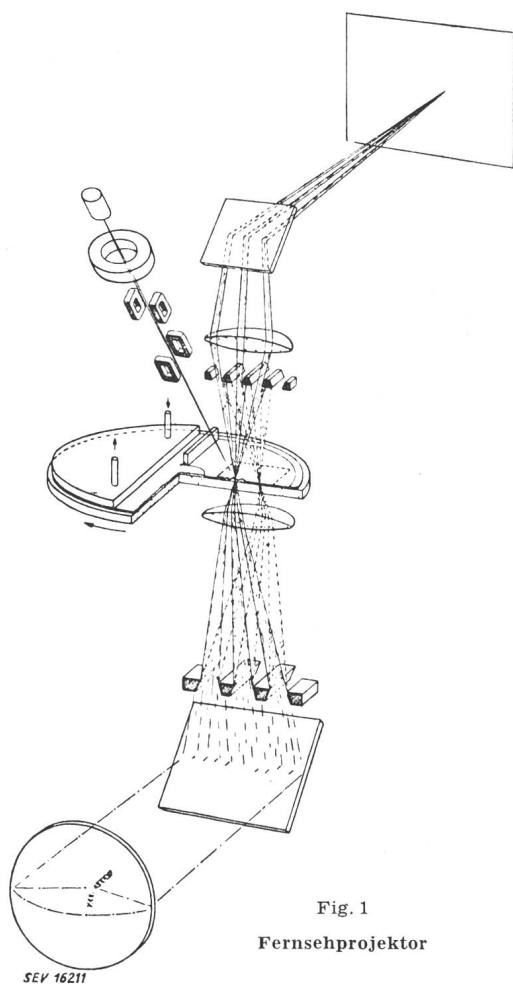


Fig. 1  
Fernsehprojektor

Der Lichtbedarf eines Kinotheaters liegt in der Grössenordnung von mehreren 1000 lm. Die Erzeugung solch grosser Lichtströme stösst aus den erwähnten Gründen auf grosse Schwierigkeiten. Man behilft sich heute damit, die Remission der Kinoleinwand derart zu wählen, dass möglichst viel des auf die Leinwand auffallenden Lichtes in den von Zuschauern besetzten Raum fällt. Denkt man an die Versorgung eines Kinotheaters der üblichen Bauart, so kann mit einer solchen besonderen Konstruktion der Leinwand eine Verbesserung des Wirkungsgrades nur um den Faktor 2 erzielt werden, ansonst nur eine zentrale Partie des Zuschauerraumes mit genügend Licht bedient würde.

Es sind deshalb auch die Verfahren, welche eine fremde Lichtquelle steuern, von verschiedenen Seiten bearbeitet worden. Im folgenden soll über ein Verfahren berichtet werden, welches an der Abteilung für industrielle Forschung des Institutes für technische Physik an der ETH während der letzten Jahre entwickelt worden ist. Alle übrigen bekannt gewordenen Vorschläge auf ähnlicher Basis sind unseres Wissens wieder verlassen worden. Aus der Fülle der Probleme sollen einige Besonderheiten herausgegriffen werden, welche typisch sind. Zur Erläuterung des Eidophorverfahrens, um welches es sich hier handelt, betrachten wir die Fig. 1: Ein Projektionsobjektiv bil-

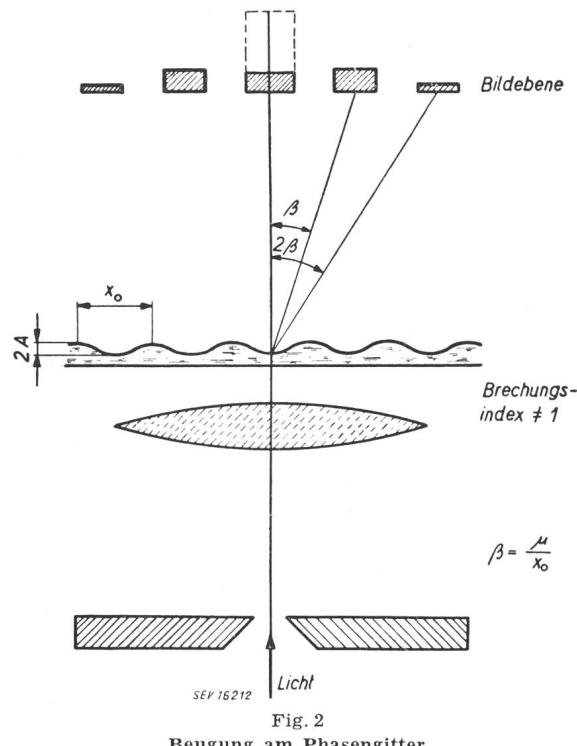


Fig. 2  
Beugung am Phasengitter

messungen solcher Braunscher Röhren ziemlich gross, vor allem sind grosse Durchmesser des Hohlspiegels der Schmidt-Optik erforderlich. Bei den grossen Spiegelabmessungen soll die Projektionsachse ziemlich genau senkrecht auf der Leinwand stehen, damit keine Randunschärfe zustande kommen kann. Die Aufstellung eines solchen Gerätes kann nicht beliebig erfolgen.

det eine Ebene, in welcher ein Steuermedium, welches wir Eidophor nennen, flächenhaft ausgebrettet ist, auf die Projektionswand ab, entsprechend einer üblichen Projektionsoptik. Das Steuermedium selbst befindet sich in einer Schlierenoptik, gebildet aus einem unteren und einem oberen Spaltsystem. Die Beleuchtung erfolgt durch eine Bogenlampe, deren Krater auf die Leinwand

abgebildet wird. Als Steuermedium dient eine dünne Schicht einer zähen Flüssigkeit oder auch eines festen Körpers, welche durch elektrostatische Kräfte entsprechend dem Fernsehbild deformiert wird. Ein Kathodenstrahl schreibt Punkt für Punkt das Fernsehbild auf die Oberfläche und deponiert dort eine elektrische Ladung, welche örtlich variiert. Die Ladung ruft die elektrostatischen Kräfte hervor. Es entstehen Deformationen der Oberfläche, durch welche die Steuerung des Lichtstromes erzielt werden kann. Wie diese vor sich geht, zeigt Fig. 2. Wir betrachten der Einfachheit halber einen einzigen Spalt, welcher von unten beleuchtet wird. Eine Linse erzeugt in der oben angedeuteten Ebene ein Bild des Spaltes. Bringt man in den Lichtstrahl ein Medium, das oberflächlich periodisch deformiert ist, und durchsichtig sein soll, so entstehen Beugungsbilder, wie sie im Bilde angedeutet sind. Der Brechungsindex des Mediums muss natürlich von denjenigen der Umgebung verschieden sein. Wir finden im allgemeinen neben dem Bild des Spaltes verschiedene Nebenbilder, welche um den Winkel  $\beta$ , welcher nur von der Lichtwellenlänge und der Periode der Verformungen auf der Oberfläche abhängt, verschoben liegen. Diese Erscheinung zeigt Ihnen auch das folgende Experiment, bei welchem das periodisch verformte Medium in Form einer gegerbten Gelatineschicht vorhanden ist. Es entspricht in dieser Feinheit ungefähr dem Raster, welches bei der Versuchseinrichtung auf dem Eidophor elektrisch erzeugt wird. Wesentlich für den Wirkungsgrad einer solchen Steuerung ist die Intensität der einzelnen Nebenbilder. Fig. 3 zeigt

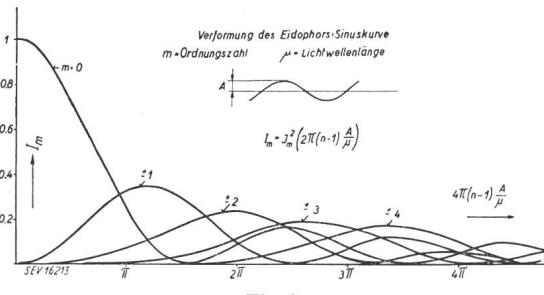


Fig. 3

Intensität der verschiedenen Ordnungen von Beugungsbildern bei sinusförmigem Phasengitter

die berechnete Intensitätsverteilung bei sinusförmiger Verformung. Wir erkennen die Möglichkeit, das Bild 0-ter Ordnung, das heißt das ursprüngliche Bild praktisch auszulöschen und den ganzen Lichtstrom in die Nebenbilder zu verlegen. Im wesentlichen wird nur das Nebenbild erster Ordnung verwendet. Wir erkennen aus den berechneten Kurven, dass etwa je 35 % des Lichtes in das Nebenbild links und das Nebenbild rechts des Spaltes fallen, womit zirka 70 % des gesamten Lichtstromes im Nebenbild erster Ordnung verwendet werden können. Die Fig. 4 zeigt die entsprechenden Kurven für eine dreieckige Verformung der Oberfläche. Wir erkennen einen etwas ungünstigeren Verlauf gegenüber der sinusförmigen Deformation. Wir finden bei der rechteckförmigen Verfor-

mung einen Verlauf, der bezüglich Lichtsteuerung sehr günstig aussieht, jedoch in einer zähen Flüssigkeit nie verwirklicht werden kann. Dasselbe gilt für die sägezahnartige Verformung, welche einen Wirkungsgrad von 100 % gestatten würde. Die obigen Spezialfälle zeigen den Einfluss der örtlichen Kurvenform der Verformung auf die Lichtausbeute und geben einen Hinweis, in welcher Form ein solches Phasengitter aufgebaut werden soll.

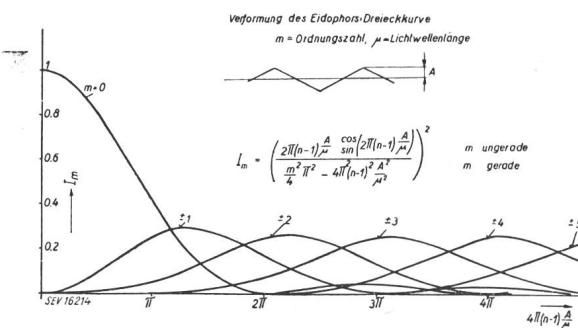
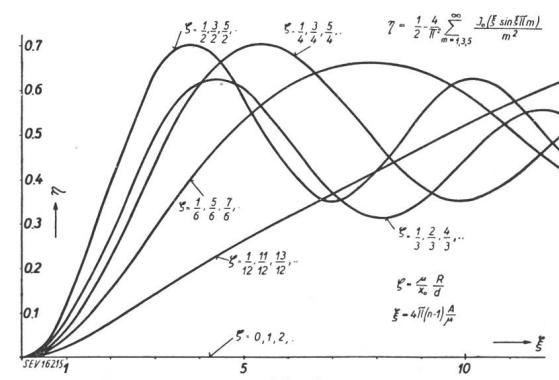


Fig. 4

Intensität der verschiedenen Ordnungen von Beugungsbildern bei dreieckförmigem Phasengitter

Zur besseren Lichtausnutzung wird praktisch nicht nur ein einziger Spalt, sondern deren viele verwendet. Es ist für diesen Fall von Interesse, die Lichtausbeute zu berechnen, welche bei unendlich vielen Spalten auftritt. Wir finden Kurven, wie sie in der Fig. 5 gezeichnet sind. Es ist hier bereits der Lichtwirkungsgrad aufgetragen, falls ein unendlich ausgedehntes Sinusphasengitter zwischen zwei Systemen unendlich vieler Spalten eingebracht ist. In der Abszisse ist im wesentlichen die Amplitude des Phasengitters aufgetragen. Die Kurven geben schon einen Hinweis auf die zu erwartende

Fig. 5  
Lichtwirkungsgrad bei unendlich vielen Spalten bei sinusförmigem Phasengitter

Lichtsteuercharakteristik, auf welche wir später zu sprechen kommen werden. Der Parameter  $\xi$ , welcher von der Geometrie der Anordnung abhängig ist, entscheidet ganz wesentlich den Verlauf. Es bestätigt sich auch hier die Tatsache, welche wir aus der Betrachtung mit einem einzigen Spalt erwartet haben, dass zirka 70 % des gesamten auf die oberen Barren auffallenden Lichtes zur Lichtsteuerung herangezogen werden können. Auf die Lichtsteuercharakteristik selbst können wir erst dann ein-

gehen, wenn wir die Deformationsverhältnisse an der Steuerschicht näher angesehen haben.

Um mit der oben beschriebenen optischen Anordnung ein Fernsehbild erzeugen zu können, muss die elektrische Ladung in besonderer Form auf die Steuerschicht aufgebracht werden, und zwar derart, dass bei schwarzem Bild eine örtlich konstante Ladung aufgebracht wird und bei hellem Bild ein örtlich sinusförmiges Ladungsbild entsteht. Die Fig. 6 vermittelt die gewünschten Deformations-

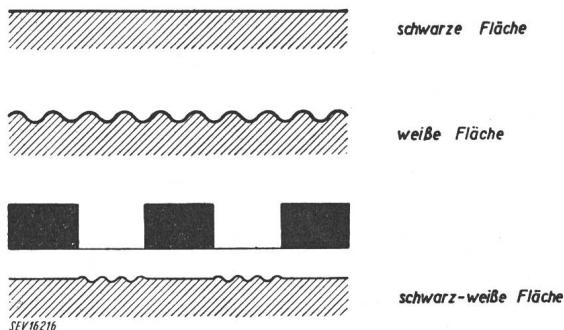


Fig. 6  
Deformationen des Eidophors

verhältnisse auf dunklem, weissem und bei einem beliebig gewählten Bild. Diese Ladungsverteilung kommt dadurch zustande, dass das Fernsehsignal einem Träger aufmoduliert wird, wobei der Träger selbst unterdrückt ist.

Betrachten wir nunmehr ein beliebiges Bildelement. Der Kathodenstrahl setzt die elektrische Ladung in einer ausserordentlich kurzen Zeit auf die Oberfläche ab, so dass wir annehmen können, dass das Bildelement in einer unendlich kurzen Zeit aufgeladen wird. Es soll jetzt eine Verformung der Oberfläche zustande kommen, welche möglichst lange andauern soll, damit während der ganzen zur Verfügung stehenden Zeit der Lichtstrom gesteuert wird. In dieser Speicherung liegt das Geheimnis der hohen Lichtausbeute. Der gesamte Deformationsver-

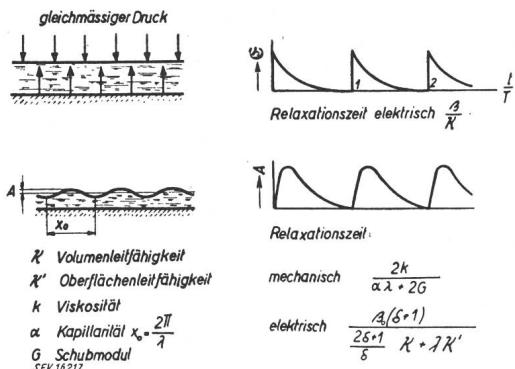


Fig. 7  
Zur Deformation der Eidophorooberfläche

lauf muss hingegen nach Ablauf einer Bilddauer wieder abgeklungen sein, damit das nächste Bild geschrieben werden kann. Fig. 7 zeigt einen Querschnitt durch die Steuerschicht. Wir betrachten vorerst den Fall eines schwarzen Bildes. Der Kathodenstrahl schreibt mit konstanter Intensität auf die

Steuerschicht und deponiert somit eine örtlich konstante Ladung. Es entsteht im ersten Moment im Innern ein elektrisches Feld, welches ausschliesslich durch die Ladung und die Kapazität eines Bildelementes gegeben ist. Das elektrische Feld klingt entsprechend einer Exponentialfunktion ab, welche durch die Relaxationszeit  $\frac{\beta}{\kappa}$  gegeben ist, wobei  $\beta$  die dielektrische Konstante und  $\kappa$  die elektrische Leitfähigkeit darstellen. Der elektrische Strom wird schliesslich an die metallisierte Unterlage abgeführt. Es entsteht an der Oberfläche eine elektrostatische Kraft, welche in diesem Fall einem örtlich mehr oder weniger konstanten Druck entspricht, welcher zeitlich periodisch auftritt und wieder abklingt. Eine Deformation der Oberfläche kommt hier nicht zustande, wenn wir von den Randpartien absehen. Betrachten wir nunmehr den Fall des weissen Bildes, bei welchem die Ladungsverteilung nicht mehr örtlich konstant, sondern zum Beispiel sinusförmig verläuft. Die elektrostatischen Kräfte sind dann ebenfalls periodisch verteilt und geben Anlass zu einer örtlichen Verformung der Steuerschicht, wie sie im Bild angedeutet ist. Der gesamte Vorgang des Entstehens und Verschwindens der Deformation ist genau genommen ziemlich verwickelt. Er kann jedoch vereinfacht dargestellt werden, nämlich dadurch, dass die elektrischen Vorgänge unabhängig von den mechanischen oder hydrodynamischen Vorgängen betrachtet werden. Es zeigt sich, dass diese Betrachtungsweise ziemlich gut erfüllt ist. Die elektrostatische Kraft klingt im wesentlichen mit einer Relaxationszeit

$$T_E = \frac{\rho_0 (\delta + 1)}{2 \delta + 1 \kappa + \lambda \kappa'}$$

ab. Sie hängt im wesentlichen von der Leitfähigkeit des Stoffes und seiner Dielektrizitätskonstanten ab. Ferner spielt noch die Grösse der Oberflächenleitfähigkeit  $\kappa'$  eine Rolle. Es ist nämlich möglich, dass die örtlich verschiedene oberflächliche Beladung bereits in einer sehr dünnten Oberflächenschicht wieder ausgeglichen wird, was namentlich bei der ausserordentlichen Kleinheit der Abmessungen eintreten kann. Der Kathodenstrahl dringt mehr oder weniger in die Steuerschicht ein und verliert seine Energie durch Ionisation. Es kann somit in einer dünnen Oberflächenschicht eine verhältnismässig starke Leitfähigkeit zustande kommen, welche der Erzeugung der gewünschten Deformation entgegenwirkt, indem die örtlich verschiedene Beladung ausgeglichen wird. Es hat sich gezeigt, dass verschiedene Stoffe starke Unterschiede in dieser Beziehung aufweisen.

Das Abklingen einer einmal vorgegebenen sinusförmigen Oberflächendeformation erfolgt mechanisch durch die Kapillarkraft und beim festen Körper zusätzlich durch die Elastizitätskraft. Die Schwerkraft kann bei diesen Betrachtungen immer weggelassen werden, da sie gemessen an den erwähnten rück-

treibenden Kräften praktisch keine Rolle spielt. Die Relaxationszeit für ein solches Abklingen von Deformationen ohne elektrische Einwirkung beträgt

$$T_M = \frac{2k}{2G + \alpha \lambda_0}$$

$G$  = Schubmodul;  $\alpha$  = Kapillarität;  $k$  = Zähigkeit.

Der gesamte Deformationsvorgang, welcher bei der Bilderzeugung auftritt, kann somit als Summe zweier Exponentialfunktionen dargestellt werden. Ein sehr günstiger Fall der Dimensionierung ist der, bei welcher die mechanische Relaxationszeit mit der elektrischen zusammenfällt. Wir finden rechnerisch für die örtliche Amplitude des Deformationswinkels einen Ausdruck der folgenden Art: wenn wir einen flüssigen Eidophor voraussetzen:

$$\vartheta = \text{konst. } \frac{t}{T} e^{-\frac{t}{T}}$$

wobei  $T = T_M = T_E$ . Fig. 8 zeigt den zeitlichen Verlauf der Deformation, wie er bei günstig gewählten Verhältnissen auftritt.

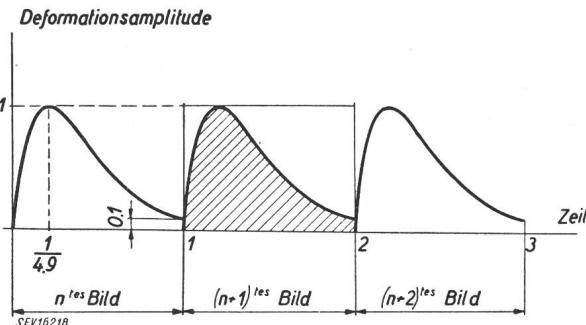


Fig. 8  
Zeitlicher Verlauf der Deformation

Wir haben vorerst als Eidophor nur Flüssigkeiten für die Verwendung als Eidophor genauer betrachtet. Die Flüssigkeit hat den grossen Vorteil, dass auf bequeme Weise eine optisch einwandfreie Oberfläche erzeugt werden kann, und dass die Kühlordnung ebenfalls verhältnismässig einfach aussieht. Dimensioniert man die massgebenden Grössen einer zähen Flüssigkeit derart, dass der oben gezeigte günstige Deformationsverlauf zu stande kommt, so sieht man, dass die Zähigkeit einer solchen Flüssigkeit sehr gross wird und in praktischen Fällen in der Gegend von 100 poise liegt. Es zeigt sich dann, dass das Auftreten von Kapillarwellen ausgeschlossen ist und somit eine saubere Aufzeichnung eines Bildes möglich wird. Untersucht man die Deformation an einer Schwarz-Weiss-Kante, so erkennt man, dass der Einschwingvorgang praktisch innerhalb einer Trägerperiode abgeklungen ist. Es muss somit für eine genügend scharfe Wiedergabe des Bildes die Trägerfrequenz, der das Bildsignal aufmoduliert wird, sicher oberhalb des zu übertragenden niederfrequenten Bandes liegen. Die genaue Grösse der Trägerfrequenz, d. h. die örtliche Periode der Verformung selbst, wird massgebend durch die optischen Verhältnisse bestimmt, wie wir zu Beginn gesehen haben. Die Schichtdicke des Eidophors wird möglichst klein

gewählt, um gute Stabilitätsverhältnisse zu erhalten; anderseits soll durch die Unterlage der Bilderzeugungsvorgang an der Oberfläche nicht wesentlich gebremst werden. Kombinieren wir nunmehr das so gefundene Resultat über den zeitlichen Verlauf der Deformation der Oberfläche bei der Bilderzeugung mit den früher angegebenen Kurven der opti-

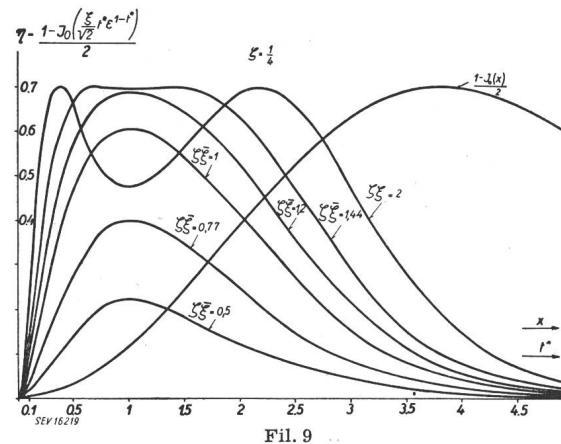


Fig. 9  
Aufhellungskurven in Funktion der Zeit für ein Bildelement

schen Lichtsteuerung durch ein zeitlich konstantes Phasengitter, so finden wir Aufhellungskurven, wie sie in der Fig. 9 dargestellt sind. Für kleine Aussteuerungen erhalten wir Kurven, welche ähnlich den Deformationskurven selbst aussehen, bei grösseren Aussteuerungen hingegen erhalten die Kurven Einsattelungen. Tragen wir die Lichtaufhellung in Funktionen der Aussteuerungsamplitude

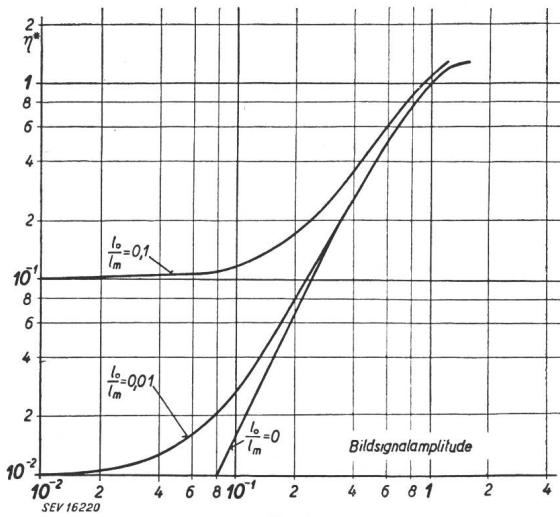


Fig. 10  
Helligkeit in Funktion der Amplitude bei verschiedenem Streulicht

auf, so erhalten wir eine Steuerkennlinie, welche im wesentlichen durch eine Parabel beschrieben wird. Zweckmässigerweise wird man, um ein Bild richtiger Gradation zu erhalten, die Aussteuerung nicht zu weit treiben. Um den richtigen visuellen Eindruck von der Steuerung zu erhalten, empfiehlt es sich die Kurve im logarithmischen Maßstab aufzutragen. Dies zeigt Fig. 10. Hierin ist der Streulichteinfluss mitberücksichtigt. Eine

Kurve zeigt den Fall von 10 % zusätzliche Streulicht, die andere für 1 % zusätzliche Streulicht. Wir erkennen den grossen Einfluss des Streulichtes, welches verhindert, dass genau schwarz hergestellt werden kann. Die Berechnung des Wirkungsgrades der ganzen Steuerung liefert für maximale Aussteuerung einen Wert von zirka 40 %. Bedenken wir ferner, dass 50 % des Lichtes der Bogenlampe durch das System der Spalten absorbiert wird, so beträgt der totale Lichtwirkungsgrad ohne Verluste an Oberflächen und Absorption der Linsen gerechnet zirka 20 %. Eine kleine Bogenlampe von 10 000 lm erzielt einen Lichtstrom von 2000 lm auf der Leinwand.

Eine wichtige, aber nicht leicht zu erfüllende Bedingung bedeutet das geringe Streulicht. Es soll bei Bildsignal Null möglichst schwarz auf der Leinwand erscheinen, trotz vollem Bogenlampenlicht. Diese Kompensation könnte durch eine Art «Noiseless»-Steuerung verbessert werden, falls der Lichtstrom jeweils der mittleren Helligkeit angepasst würde. Es muss darauf geachtet werden, sämtliche Ursachen des Streulichtes nach Möglichkeit auszuschalten. Es ist vor allem erforderlich, dass alle Teile, welche sich innerhalb des Schlierenkanals befinden, staubfrei zusammengebaut werden können. Der grösste Teil des Streulichtes wird jedoch durch die Reflexion an den Glasoberflächen hervorgerufen. Es ist unbedingt nötig, alle Glasoberflächen, welche sich im Schlierenteil befinden, reflexionsfrei zu behandeln. Bei der gebauten Laboratoriumsausrüstung, bei welcher sehr viele Glasoberflächen vorhanden sind, gelang es, ein Dunkelfeld der Größenordnung 1 lx herzustellen, bei einem Hellfeld von zirka 150 lx. Der gute Kontrast stellt, wie wir aus den Gradationskurven gesehen haben, einen bedeutenden Einfluss für die Bildqualität dar. Da die Steuerkennlinie der oben beschriebenen Anordnung mehr oder weniger parabelförmig verläuft, das heisst einem  $\gamma$ -Wert von 2 entspricht, so muss die richtige Gradation durch elektrische Korrektur erzielt werden.

Eine besondere Aufgabe bedeutet die Herstellung einer geeigneten Eidophorflüssigkeit. An dieselbe sind verschiedene mehr oder weniger schwer zu erfüllende Anforderungen zu stellen. Da sich die Flüssigkeit im Hochvakuum befindet, muss der Dampfdruck derselben ausserordentlich klein, praktisch kleiner als  $10^{-5}$  mm Quecksilbersäule sein. Ferner soll die Flüssigkeit die richtige Leitfähigkeit, Viskosität, Dielektrizitätskonstante und Kapillarität aufweisen. Die Eigenfarbe der Eidophorflüssigkeit soll nicht störend in Erscheinung treten. Da die Eidophorflüssigkeit dem Elektronenbombardement des Kathodenstrahles ausgesetzt ist, muss verlangt werden, dass sie dabei nicht zerstört wird. Es hat sich während den Versuchen gezeigt, dass im Gegensatz zu den Befürchtungen schwerwiegende Veränderungen auch bei längerer Betriebszeit nicht mit Sicherheit haben festgestellt werden können. Eine grosse Schwierigkeit war zu überwinden, um reversible Veränderungen elektrolytischer Natur zu vermeiden.

Die Eidophorflüssigkeit ist auf einer planparallelen Glasplatte ausgebrettet, auf welcher eine Elektrode in Form einer durchsichtigen Metallisierung angebracht ist. Die Anordnung ist aus Fig. 1 zu erkennen. Nach Benützung der Flüssigkeit im Bildfenster wird dieselbe in Kontakt mit einer gekühlten Metallplatte gebracht, welche durch einen Thermostaten auf konstanter Temperatur gehalten wird. Nach Verlassen der Kühlplatte sorgt ein Lineal für die Herstellung der dünnen Flüssigkeitsschicht mit optisch einwandfreier Oberfläche. Die Platte bewegt sich ausserordentlich langsam, nämlich derart langsam, dass dadurch keine merkliche Bildungsschärfe und Moirébildung zustande kommen kann. Für den Bilderzeugungsvorgang darf die Platte als ruhend betrachtet werden. Die langsame Bewegung des Eidophors ist ferner zur Vermeidung störender Randerscheinungen erforderlich. Da, wie früher erwähnt, im Gebiete des Bildes ein elektrostatischer Druck auf die Oberfläche ausgeübt wird, muss an

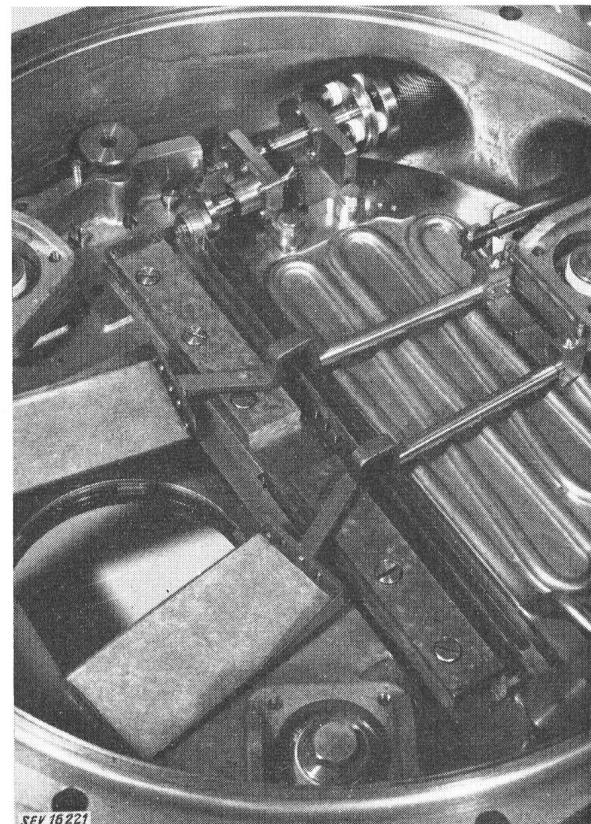


Fig. 11  
Wechselkassette

den Rändern des Bombardierungsfeldes eine Deformation der Oberfläche entstehen. Da die Eidophorflüssigkeit ausserordentlich zähe ist, und ferner die Schichtdicke ausserordentlich klein gewählt wird, können solche Randstörungen nur verhältnismässig langsam entstehen. Nach einer gewissen Zeit jedoch würde das Dunkelfeld am Rande des Bildes gestört. Durch die langsame Bewegung des Eidophors steht zu wenig Zeit zur Verfügung, um eine schädliche Verformung zustande kommen zu lassen. Die Fig. 11 zeigt eine Laboratoriumsausführung

einer Kassette, in welcher sämtliche mit der Eidophorflüssigkeit in Berühring stehenden Teile eingebaut sind. Wir sehen die langsam bewegte Glassplatte und eine mechanische Vorrichtung, welche den Rücktransport der Flüssigkeit bewerkstelligt. Die Kassette selbst kann unter Vakuum transportiert werden und wird in die Versuchseinrichtung eingeschoben (Fig. 12).

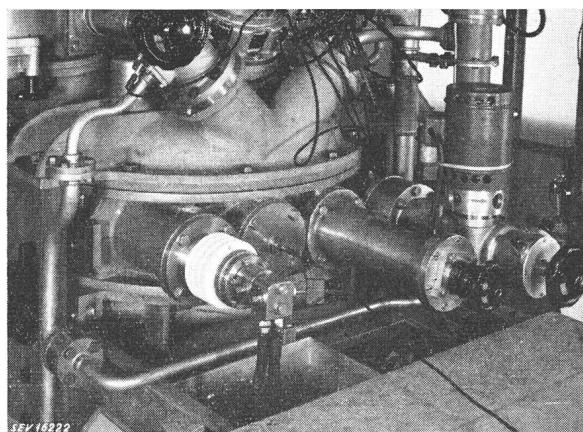


Fig. 12  
Kassette eingebaut

Wie wir früher gesehen haben, besteht die rücktreibende Kraft, welche eine vorhandene Deformation zu Null macht, bei einer Flüssigkeit fast ausschliesslich in der Kapillarität. Die Schwerkraft kann bei der Kleinheit der Anordnung weitgehend vernachlässigt werden. Da nun die Kapillarkraft proportional der Krümmung der Oberfläche ist, so ist sofort einzusehen, dass lang periodische Verformungen entsprechend der dabei sehr klein werdenden Kapillarkraft außerordentlich langsam abklingen. Handelt es sich um Verformungen, welche in ihrer Ausdehnung vergleichbar sind, mit der auf dem Eidophor beschriebenen Bildfläche, so verhindert die langsame Bewegung der Eidophorunterlage, wie bereits erwähnt, jede schädliche Aufhellung. Treten aber Deformationen auf, die in ihren Ausdehnungen wesentlich grösser sind, als die zur Bildherzeugung verwendeten Verformungen, aber durch die langsame Bewegung der Platte noch nicht zu vermeiden sind, so werden solche Verformungen der Oberfläche nur sehr langsam verschwinden können. Es muss also Sorge getragen werden, dass keine diesbezügliche Ladungsverteilung auf der Oberfläche zustande kommt, welche eine Verformung auslösen könnte. Betrachten wir unter diesem Gesichtspunkt die Modulation des Kathodenstrahles. Denken wir uns eine Modulationsart, wie üblich bei Kathodenstrahlröhren, bei welcher die Intensität des Kathodenstrahles verändert wird, so muss entsprechend der nichtlinearen Steuerkennlinie ein Gleichrichtereffekt zustande kommen, welcher die oben beschriebene Art der Störung hervorrufen kann. Wir würden also feststellen, dass ein einmal aufgezeichnetes Bild noch längere Zeit in Form von Deformationen auf der Oberfläche mehr oder weniger rudimentär bestehen bleiben würde. Um

diese Störursache zum Vornherein zu beseitigen, haben wir eine andere Modulationsart gewählt. Es wird dabei die Ablenkgeschwindigkeit in Zeilenrichtung mit dem modulierten Bildsignal verändert. Da bei diesem Verfahren die Intensität des Kathodenstrahles immer konstant ist, kann eine niedrfrequenter Ladungsverteilung als dem modulierten Bildsignal entspricht, nicht zustande kommen. Wir wollen nunmehr diese Aufzeichnungsart etwas näher ansehen.

Berechnen wir die Ladungsverteilung, welche auf der Oberfläche entsteht, falls zur linearen Ablenkung der Zeile ein sinusförmiger Wegzusatz hinzukommt, so finde wir Kurven, wie sie die Fig. 13a

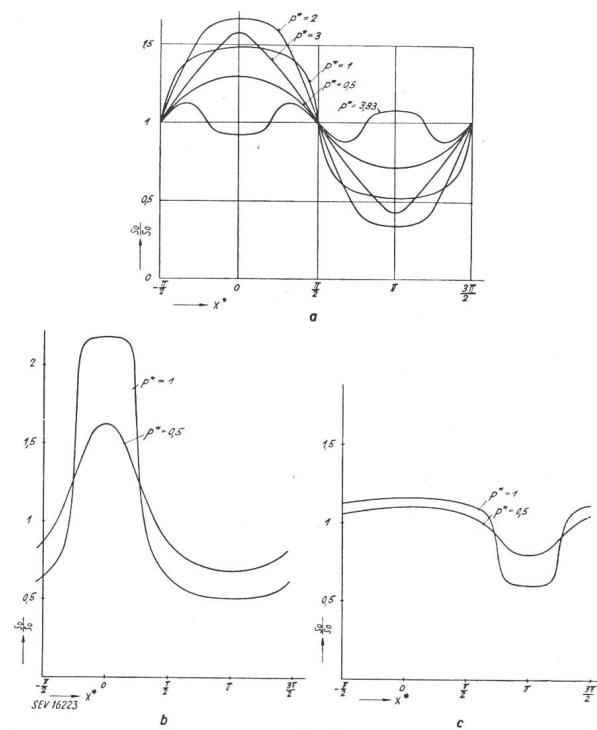


Fig. 13  
örtlicher Verlauf des Ladungsbildes

$$a \text{ für } h^* = \frac{\pi}{2}$$

$$b \text{ für } h^* = \frac{\pi}{4}$$

$$c \text{ für } h^* = \frac{3\pi}{4}$$

darstellt. Wir erkennen, dass die Ladungsverteilung von der Sinusform zumindest bei grosser Aussteuerung stark abweicht, was aber ohne besondere Bedeutung ist. Die Ladungsverteilung selbst hängt in starkem Masse von den Abmessungen des Kathodenstrahlfleckes ab, wie aus Fig. 13b für einen sehr feinen Fleck und Fig. 13c für einen breiteren Fleck ersichtlich ist. Die Form der Deformation selbst sieht bedeutend angenehmer aus (Fig. 14). Es sind hier die zeitlich gemittelten Deformationswinkel aufgetragen für eine bestimmte Fleckabmessung. Die daraus ermittelte Steuerkennlinie für die neue Modulationsart erkennen wir in Fig. 15, woraus zu ersehen ist, dass bei sehr grosser Aussteuerung eine ziemliche Abweichung von der Geraden auftritt.

Aus den oben gezeigten Kurven ist zu entnehmen, dass die Fleckabmessung ungefähr ein Viertel

der örtlichen Periode der Deformationen betragen soll. Da die örtliche Periode im allgemeinen kleiner als ein Bildpunkt ist, ersehen wir sofort, dass die Herstellung des erforderlichen, feinen Kathodenstrahlfleckes ein ziemlich schwieriges Problem darstellt.

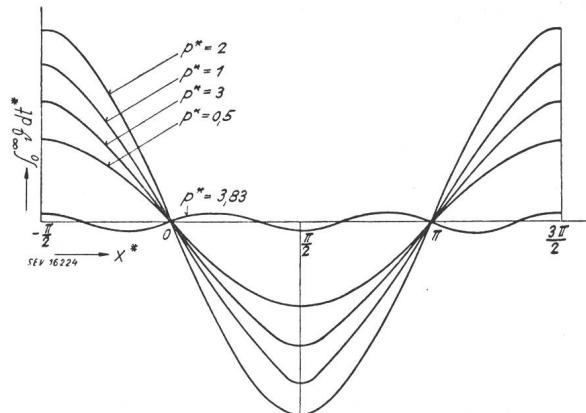
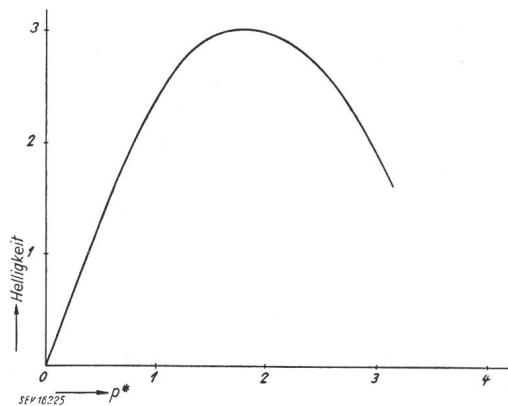


Fig. 14

Örtlicher Verlauf des zeitlich gemittelten Deformationswinkels

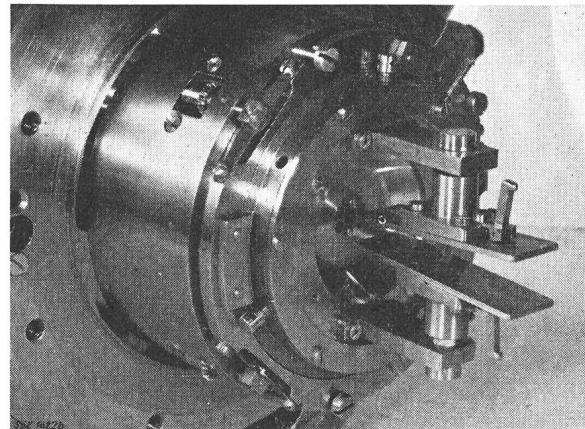
stellt, da bedeutend kleinere Abmessungen verlangt werden, wie im allgemeinen in der Fernsehtechnik üblich sind. Sollen 1000 Bildpunkte pro Zeile aufgezeichnet werden, so wird es praktisch erforderlich sein, mindestens 4000 Bildpunkte pro Zeile sicher zu schreiben. Die gewählte Modulationsart hat ferner den grossen Vorteil, dass mit dem halben Strahlstrom gearbeitet werden kann, gegenüber der üblichen Intensitätsmodulation. Die Modulation wird praktisch bewerkstelligt durch ein zusätzliches

Fig. 15  
Steuerkennlinie des Modulationsverfahrens

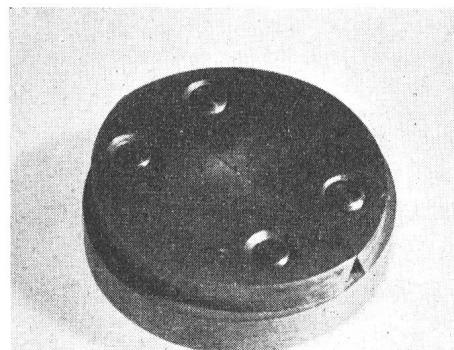
Ablenkplattenpaar. Die Anordnung zeigt Fig. 16. Bei guter Dimensionierung ist es möglich, dass mit einer Spannung von 1 V die Apparatur voll ausgesteuert werden kann. Dieser geringe Betrag ist ausserordentlich vorteilhaft, da die Frequenzbandbreite an dieser Stelle ziemlich gross sein muss.

Wir wollen nunmehr die Kathodenstrahlröhre genauer betrachten. Wie schon erwähnt, ist ein ausserordentlich feiner Fleck erforderlich. Ferner muss diese Fleckgrösse über die ganze Bildfläche erhalten bleiben. Bei der gebauten Versuchsanordnung beträgt die geforderte Fleckabmessung 0,02 bis 0,03 mm in Richtung der Zeile und etwa fünfmal

mehr senkrecht dazu. Es handelt sich also um die Herstellung eines mehr oder weniger rechteckförmigen Kathodenstrahlfleckes. Da die gesamte Aufzeichnung innerhalb eines Bildpunktes erfolgt, so ist an die zeitliche Konstanz des Fleckes eine hohe

Fig. 16  
Kathodensystem mit Ablenkplatten zur Modulation

Anforderung zu stellen. Man muss sich dabei immer vor Augen halten, dass bei schlechter Fokussierung das Bild dunkel bleibt und erst bei der geforderten einwandfreien Fokussierung eine gleichmässige Aufhellung über das ganze Bildfeld möglich ist. Es ist sofort einzusehen, dass dann keine Aufzeichnung mehr möglich ist, falls die Fleckabmessung die Grösse der örtlichen Periode der Verformungen erreicht hat. Das gewählte Modulationsverfahren stellt sich auch hier aus elektronenoptischen Gründen als ausserordentlich vorteilhaft heraus, da die Strahlstromstärke konstant bleibt

Fig. 17  
Crossoverblende aus Wolfram

und sich während der Modulation nicht verändern kann. Um die verlangte zeitliche und örtliche Genauigkeit der Fleckabmessung zu garantieren, sind wir von einer mechanischen Blende ausgegangen, welche im «Crossover» eines elektronenoptischen Systems angeordnet ist. Fig. 17 zeigt die Ansicht einer solchen Blende, welche in Wolfram hergestellt worden ist. Diese Materialwahl ist dadurch bedingt, da ein ausserordentlich starkes Bombarde-

ment auf diese Blende erfolgen muss von zirka 10—20 W Leistung in einem winzigen Fleck, was zu einer sehr hohen Temperatur führt. Fig. 18, eine Mikroaufnahme des Spaltes, zeigt die Abmessungen. Der Schlitz der Crossoverblende wird elektronenoptisch vermittelst einer magnetischen Linse auf die Eidophoroberfläche abgebildet. Da im allgemeinen der Kathodenstrahl schief auf die Eidophoroberfläche auffällt, muss mit der Bildablenkung die Brennweite der Magnetspule korrigiert werden, damit die Forderung nach gleicher Fokussierung über

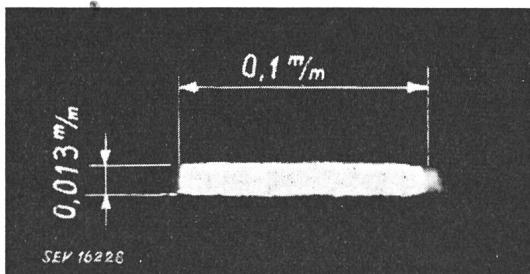


Fig. 18  
Schlitz der Crossoverblende

das Bildfeld eingehalten werden kann. Die elektronenoptische Anordnung verlangt eine ausserordentlich gute Zentrierung, so dass Gegenstand und Bild genau auf der optischen Achse liegen. Bei Erfüllung dieser Bedingung kommen als elektronenoptische Abbildungsfehler nur mehr der Öffnungsfehler der Linse, das heisst der Magnetspule und die Strahlverbreiterung in Frage.

Grosse Sorgfalt verlangt die Dimensionierung der Elektronenoptik. Das «Crossover» muss genau auf der Blende liegen. Andererseits soll das Bild der Kathode in der Pupille des abbildenden Systems liegen. Ferner muss darauf geachtet werden, dass die Grösse des Crossovers nicht kleiner wird als die auszuleuchtende Blendenöffnung. Alle diese Bedingungen konnten durch eine Mehrblendenanordnung einigermassen erfüllt werden. Für die Dimensionierung sind drei Gesichtspunkte massgebend:

1. Erforderlicher Strahlstrom,
2. Zulässiger Öffnungsfehler,
3. Zulässige Strahlverbreiterung.

Die Strahlstromgrösse ist gegeben durch die Leuchtdichte des Elektronenstrahles pro Raumwinkeleinheit multipliziert mit dem Raumwinkel selbst und multipliziert mit der Fleckgrösse. Die Leuchtdichte in der Elektronenoptik wird im wesentlichen bestimmt durch die Stromdichte der Kathode, der Temperatur der Kathode und der Beschleunigungsspannung. Da der Öffnungsfehler der Magnetspule mit der dritten Potenz des Durchmessers der Pupille ansteigt, so haben wir ein Interesse, den Raumwinkel des Strahles möglichst gering zu wählen. Von diesem Gesichtspunkt aus soll die Leuchtdichte sehr gross gewählt werden. Die Strahlverbreiterung durch gegenseitige Abstossung der Elektronen hängt nun ebenfalls von der Grösse des Stromes, der Beschleunigungsspan-

nung und des Pupillendurchmessers ab. Bei gegebenem Öffnungsfehler und gegebenem Fehler durch die Strahlverbreiterung nebst vorgeschriebenem Strahlstrom wird die zu verwendende Beschleunigungsspannung eindeutig bestimmt. In praktischen Fällen handelt es sich um Strahlstromgrössen von zirka  $20 \mu\text{A}$ , für die Beschleunigungsspannung ergibt sich dann ein Betrag von zirka 20 kV.

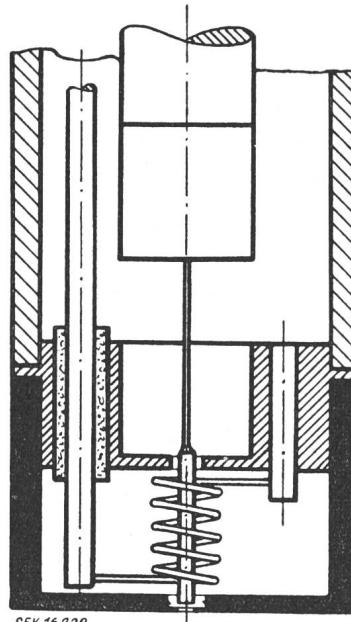


Fig. 19  
Kathode

Ein besonderes Problem stellt die Herstellung einer geeigneten Kathode dar. Als Material kommt ausschliesslich Wolfram in Frage, weil die Einrichtung Öldämpfe enthält, welche die Oxydkathoden vergiften würden. Ferner wird die Apparatur beim Auswechseln der Kassetten an Luft gebracht und

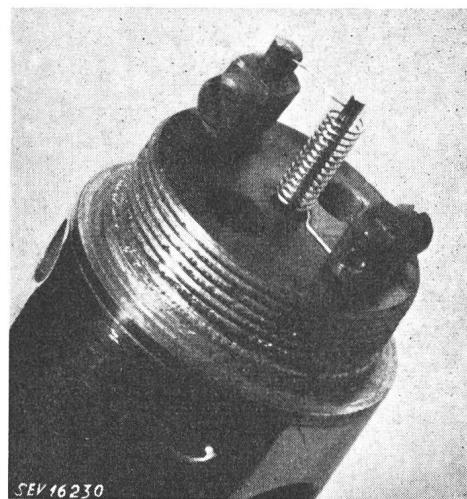


Fig. 20  
Kathodenbolzen und Glühwendel

muss nach anschliessender Inbetriebsetzung der Hochvakuumpumpen möglichst rasch betriebsfähig sein. Die gewünschte Grösse des Kathodenstrahls verlangt eine verhältnismässig grossflächige Ka-

thode. Da die Lage und Formgebung der Kathodenoberfläche für die Bildung des Crossovers von entscheidender Bedeutung ist, ist als Emissionsfläche eine plangeschliffene Stirnfläche eines Zylinders aus Wolfram gewählt worden. Um Magnetfelder des Heizstromes, welche die Elektronenoptik stören könnten zum vornherein zu vermeiden, erfolgt die

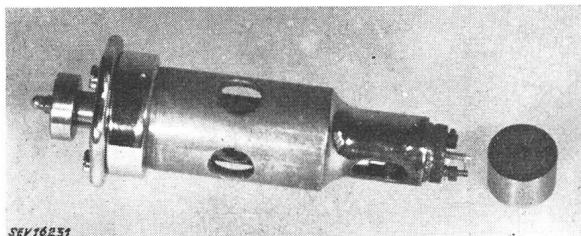


Fig. 21  
Kathodeneinsatz

Heizung vermittelst Impulsen, welche während des Zeilenrücklaufes gegeben werden. Die gewählte Kathodenanordnung zeigt Fig. 19. Man erkennt den Wolframzyylinder, der auf einer Seite stark verjüngt wird, um die Wärmeabfuhr an die Halterung zu verringern. Um den Wolframzyylinder herum ist eine Wolframwendel angeordnet. Die Heizung erfolgt nunmehr derart, dass während der Zeilenspause ein Stromimpuls durch die Wendel geschickt wird, der Wolframbolzen wird durch die Strahlung

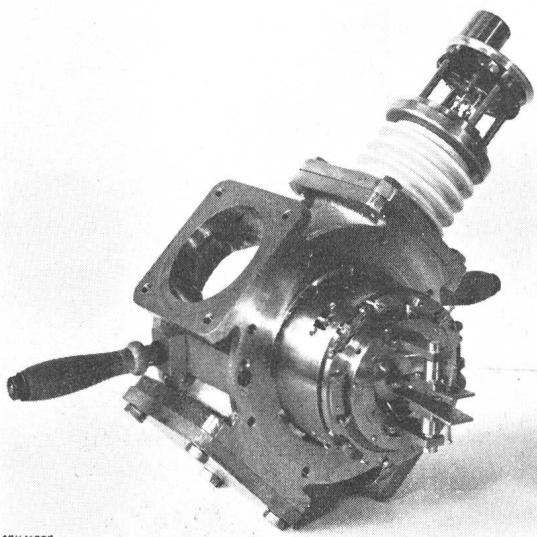


Fig. 22  
Kathodenstrahlrohr

der Wendel einerseits und durch ein zusätzliches Elektronenbombardement anderseits aufgeheizt. Das Elektronenbombardement erfolgt dadurch, dass ein Spannungsimpuls zwischen dem Wolframbolzen und der Wendel angelegt wird. Dieser Impuls sorgt gleichzeitig für die Unterdrückung des Strahlstromes während der Zeilenspause. Fig. 20 zeigt die Ausführung der emittierenden Teile und Fig. 21 den zusammengebauten Kathodeneinsatz, welcher bequem in die elektronenoptische Anordnung ein-

geschoben werden kann. Fig. 22 vermittelt eine Ansicht des Kathodenstrahlrohres von der Seite der Ablenkplatten. In Fig. 23 ist das Kathodenstrahlrohr auf dem Projektor montiert zu erkennen.

Abschliessend möchte ich kurz die generelle Dimensionierung einer oben skizzierten Fernsehanlage streifen.

Der totale Lichtstrom, welchen die Apparatur abgeben kann, ist vor allem gegeben durch die Leuchtdichte der Bogenlampe. Als übrige Bestimmungsgröße bleibt einzige der Durchmesser des Ausstrittsobjektives, da im allgemeinen der Bildwinkel, unter welchem projiziert werden soll, vorgeschrieben ist. Verwendet man Hochintensitätsbogenlampen, so liegen die Leuchtdichtewerte zwischen 50 000 und 100 000 sb. Wir erkennen, dass mit wachsendem Lichtstrom der Durchmesser der Ausstrittspupille ansteigen muss. Durch die Eigenschaf-

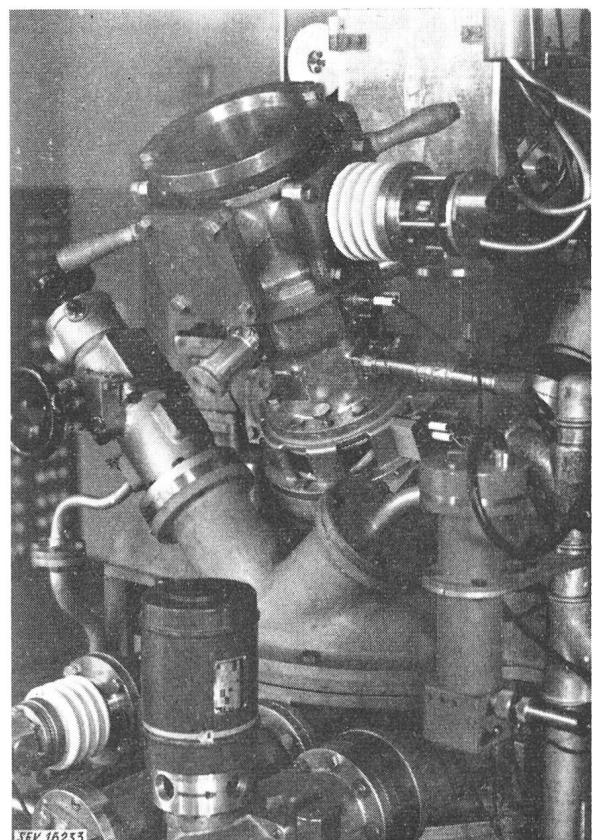


Fig. 23  
Kathodenstrahlrohr, in den Grossprojektor eingebaut

ten der besonderen optischen Steuerung und durch die Wahl der gerade noch aufzulösenden Bildpunktzahl wird nunmehr die Zahl der zu verwendenden Barren oder Spalten in der Schlierenoptik vorgeschrieben. Die Grösse der verwendeten Eidophoroberfläche kann nicht beliebig klein gewählt werden, da die Belastbarkeit des Eidophors begrenzt ist und der Kathodenstrahlfleck bei gegebenem Strahlstrom nicht beliebig verkleinert werden kann. Durch diese Grössen wird die örtliche Periode festgelegt, welche über die gewählte Bildpunktzahl die Grösse der Eidophorfläche vorschreibt. Durch die Festlegung der Bildfläche ist die Optik und damit

auch die Grösse der Apparatur mehr oder weniger vollständig bestimmt.

Auf Grund ausgedehnter theoretischer Bearbeitung und nach Überwindung grosser technologischer Schwierigkeiten ist es gelungen, an Hand einer Versuchsapparatur die Erkenntnisse zu erhärten und zu erproben. Die Arbeiten an der Versuchsanlage sind erst vor kurzem soweit gediehen, um Fernsehbilder übertragen zu können. Ich möchte an dieser Stelle allen denjenigen danken, welche den Glauben an die Erreichung des Ziels nie aufgegeben haben. Im weiteren gebührt allen

Mitarbeitern grosser Dank, welche sich unermüdlich und mit grosser Hingabe der Überwindung mannigfacher Schwierigkeiten gewidmet haben. Nicht zuletzt haben sämtliche Mitglieder der Gesellschaft zur Förderung der Forschung an der ETH durch ihre finanzielle Unterstützung dazu beigetragen, die Entwicklungsarbeiten überhaupt zu ermöglichen.

#### Adresse des Autors:

Dr. H. Thiemann, Sektionschef, Abteilung für Industrielle Forschung des Institutes für Technische Physik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Gloriastr. 41, Zürich 6, Schweiz.

## Problems of Theatre Large Screen Television Projection

By A. G. D. West, London

621.397.62 : 778.5

This paper presents a British point-of-view in relation to the practical application of Large Screen Television to theatre entertainment.

### Requirements for a Theatre Service

It is the ultimate aim of the television engineer to provide the entertainment industry with a complete television system which can handle and distribute all types of programme material which will be of interest. The system and the equipment utilized therein, can conveniently be divided up as follows:

- a) Pick-up equipment consisting of cameras and associated equipment for synchronising control for interior (such as studio and dramatic presentations) and for exterior (outdoor scenes) together with the necessary sound pick-up, lighting and power supply.
- b) Film scanning equipment.
- c) Control room equipment, for the purpose of selection and routing of programmes.
- d) Distribution network, utilising special cables or high frequency radio channels.
- e) Theatre television projectors and loud speakers.

Fig. 1 (a charter or ideal for British theatre television engineers) indicates a possible system of pick-up control, distribution, and theatre reproduction which is capable of dealing with events taking place mainly in the London area, and of distribution not only to theatres in London but to theatres in the provinces also. At the same time it comprises provincial programme sources also.

Progress has been concentrated under all the above headings, and will continue until there is evolved a satisfactory system which exhibitors will welcome as a valuable contribution towards their theatre entertainment. The aim of the technician, who is primarily concerned with this aspect of television, will be to secure perfection independently in each of the divisions of work enumerated above. The overriding problem is of course:

*The development of theatre television projection to a form comparable to the present-day film projection.*

Such a programme of work can conveniently be visualised in two stages:

1. The attainment of the utmost possible performance in each link of the 405- or 525-line system; alternatively the maximum possible to the 3 megacycle bandwidth limit.

2. The full equivalent to film projection (say 1000-line basis or 20 megacycles bandwidth, or whatever it may be found to be).

The exhibitor or promoter is our customer, and he presumably is capable of visualising a true representation of what the public will require. It is our duty to satisfy him by providing:

*First:* Instantaneous projection in theatres, from a given distribution centre, of items of entertainment, interesting events and actualities.

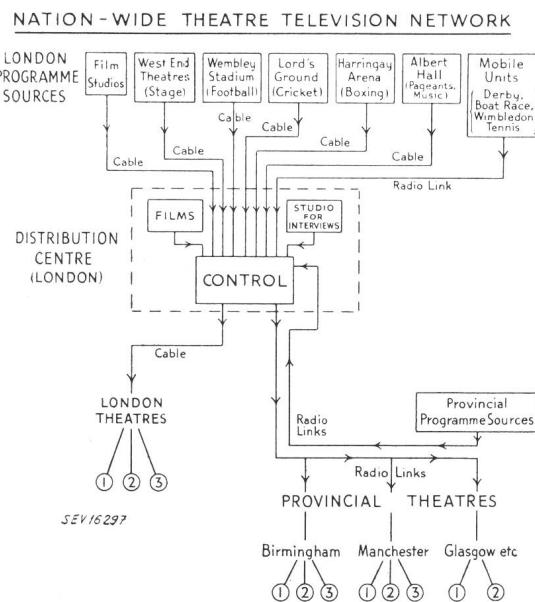


Fig. 1  
Proposal for Nation-Wide Theatre Television Network

*Secondly:* Delayed presentation from the distribution centre. For example, daily films of local interest which are applicable to the theatres in a local area.

*Thirdly:* Delayed presentation in individual theatres where the programme planning is impracticable to admit of instantaneous projection, or requires presentation additional to that given by instantaneous projection.

All these needs must be provided with the qualities of normal film projection.