

Das Elmikon, ein elektromechanischer Bildverstärker und Bildwandler

VON WILLY BAUMGARTNER, Institut für Technische Physik, AFIF, ETH, Zürich

1. Einleitung

In den 40er Jahren sind eine Serie von Publikationen erschienen, die sich mit den Grundlagen der heute bekannten Eidophor-Grossprojektion beschäftigen [F1]¹⁾. Während seiner Entwicklung zum fertigen Gerät vertiefte sich die Einsicht in das Wesen und die Bedeutung der zugrundeliegenden Prinzipien. Neue Wege zu ihrer praktischen Auswertung wurden in der Folge an verschiedenen Orten aufgefunden und experimentell geprüft [G1] [G2] [W1]. Die nachstehende Darlegung soll über einen dieser Wege berichten, der am hiesigen Institut eingeschlagen wurde.

Analysiert man den Aufbau des Grossprojektors, so lassen sich drei notwendige Komponenten herauschälen:

1. Ein durch – meistens kleine – Kräfte merklich deformierbares Medium in schichtförmiger Gestalt,
2. ein Steuermechanismus, der in Funktion eines elektrischen, optischen usw. Signals Kräfte auf das deformierbare Medium ausübt und dessen Oberfläche in geeigneter, dem Signal entsprechender Weise verformt, und
3. eine Schlierenoptik, deren Lichtfluss durch das deformierbare Medium bzw. seine deformierte Oberfläche geregelt wird.

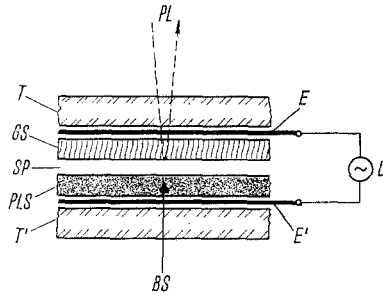
Beim Eidophor-Projektor stellen der Ölfilm, die durch eine Elektronenkanone aufgebaute elektrische Beladung von dessen Oberfläche und die Schlierenoptik die Elemente dar. Von hier ausgehend wird man den Ölfilm, mit den aus dem flüssigen Aggregatzustand sich ergebenden Nachteilen, durch ein sehr weiches, aber noch formhaltiges Material zu ersetzen suchen. Die Verformbarkeit durch kleine Kräfte fordert natürlich entsprechend niedrige Elastizitätskennwerte, wie man sie bei den sogenannten Gelen findet. Es soll deshalb allgemein unter diesem Begriff das deformierbare Medium verstanden sein; dies liegt um so näher, als in der nachfolgend beschriebenen Apparatur ausschliesslich gelartige Substanzen verwendet werden.

Der Ersatz des Ölfilmes durch eine Gelschicht hat aber Konsequenzen für die Natur des Steuermechanismus. Sie resultieren u. a. aus der mangelhaften elektrischen Leitfähigkeit der praktisch brauchbaren Gelmateriale. Eine Beladung der Geloberfläche mit elektrischen Ladungen – analog wie beim Grossprojektor – kann nicht genügend rasch abgebaut werden; eine zeitlich variierende Folge von Ladungsverteilungen und damit Deformationen der Geloberfläche ist nur mit prohibitiv wirkender Langsamkeit möglich. Glücklicherweise erlaubt die Variationsfähigkeit des als zweites Element erwähnten Steuermechanismus, diese Schwierigkeit zu überwinden. Gleichzeitig ergibt sich auch eine eindruckliche Vereinfachung der Apparatur. Dass

¹⁾ Die Buchstaben und Ziffern in eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, Seite 56.

nicht mehr – wie beim Grossprojektor – mit Hilfsmitteln der Vakuumtechnik gearbeitet werden muss, ist mit einer der bemerkenswert günstigen Vorteile.

Nach dem ersten Grundgedanken lässt man ein elektrisches Gleich- oder Wechselfeld sowohl eine Photoleiterschicht (PLS) wie die Gelschicht (GS) durchsetzen [P1]. Eine der möglichen Anordnungen von GS und PLS ist aus Figur 1.1 zu ersehen.



Figur 1.1

Anordnung von Gel- und Photoleiterschicht.

- T, T' Trägerplatten aus Glas (parallel einer x - y -Ebene)
 E, E' lichtdurchlässige Elektroden (z. B. aus Zinndioxyd)
 GS Gelschicht (Dicke H_{GS})
 PLS Photoleiterschicht (Dicke H_{PLS})
 SP Spalt, mit Gas oder Flüssigkeit gefüllt (Dicke H_{SP})
 BS Bildsignal
 PL Projektionslicht, das an der als spiegelnd gedachten, freien Oberfläche von GS vollständig reflektiert wird
 U Spannungsquelle

Bezeichnen wir die parallel der z -Achse gerichtete elektrische Feldstärke in GS und SP mit E_{GS} bzw. E_{SP} , die Dielektrizitätskonstanten mit ϵ_{GS} bzw. ϵ_{SP} , so gilt nach MAXWELL für die Kraft pro Flächeneinheit der GS

$$K_z = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{1}{\epsilon_{GS}} - \frac{1}{\epsilon_{SP}} \right) (\epsilon_{SP} E_{SP})^2. \quad (1.1)$$

Für $\epsilon_{GS} > \epsilon_{SP}$ ist $K_z < 0$, und die Oberfläche der GS wird in Richtung der negativen z -Achse gezogen. Ist E_{SP} in Richtung der x -Achse konstant, so bleibt die Oberfläche eben. Ist aber eine z . B. periodische Variation längs der x -Richtung vorhanden, so verbiegt sich die Oberfläche der GS zu einer wellblechartigen Form.

Das in (1.1) auftretende K_z lässt sich nun durch Belichtung der PLS verändern. Deren Widerstandsänderung verursacht ja eine andere Aufteilung der Wechselspannung U auf GS , SP und PLS : E_{SP} wird also geändert und damit nach (1.1) auch K_z . Für die Variation ΔK_z von K_z hat man

$$\Delta K_z = \frac{1}{8\pi} \left(\epsilon_{GS} \frac{\sigma_{SP}^2}{\sigma_{GS}^2} - \epsilon_{SP} \right) \left(\frac{U}{H_{SP}} \right)^2 \left(\frac{1}{N_{bel}^2} - \frac{1}{N_{unbel}^2} \right) \quad (1.2)$$

mit

$$N_x = 1 + \frac{H_{GS}}{H_{SP}} \frac{\sigma_{SP}}{\sigma_{GS}} + \frac{H_{PLS}}{H_{SP}} \frac{\sigma_{SP}}{\sigma_{PLS,x}}, \quad (1.3)$$

x = belichtet, unbelichtet.

Die einzelnen elektrischen Leitfähigkeiten σ sind dabei i. allg. komplexe Grössen, mit Ohmschem und kapazitivem Anteil, was bei der Auswertung von (1.2) zu berücksichtigen ist. Die Deformation der GS selbst ist durch den Ausdruck

$$\frac{\lambda + \mu}{(3\lambda + 2\mu)\mu} H_{GS} K_z \tag{1.4}$$

gegeben, mit λ und μ als Laméschen Konstanten.

Um Richtwerte zu erhalten, werde gewählt:

$$\sigma_{PLS,unbel} = 0, \quad \sigma_{PLS,bel} = \sigma_{GS} = \lambda = \infty .$$

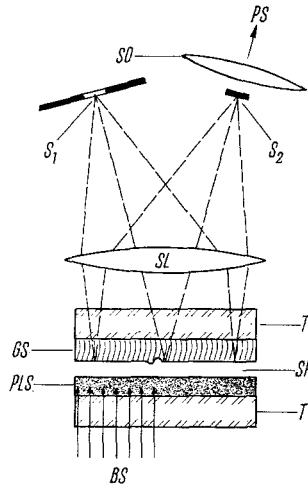
Dann ist

$$N_{unbel} = \infty, \quad N_{bel} = 1,$$

und (1.4) gibt für den Unterschied der Deformation

$$-\frac{1}{3\mu} H_{GS} \frac{1}{8\pi} \left(\frac{U}{H_{SP}}\right)^2 . \tag{1.5}$$

Mit $\epsilon_{SP} = 1$, $H_{GS} = H_{SP} = 10^{-2}$ cm, $U = 300$ V, $\mu = 3 \cdot 10^4$ cgs resultiert eine Differenz von ca. 4000 Å. Es ist klar, dass solche Änderungen nur mit Mitteln der Interferenzoptik feststellbar sind. Die Anwendung des früher erwähnten dritten Elementes – der Schlierenoptik – ist damit gegeben. Allerdings ist diese nicht ohne weiteres auf die in Figur 1.1 dargestellte Konzeption anwendbar. Man erkennt das aus der Figur 1.2. Hier ist die Kombination der Figur 1.1 in einer schematisch angedeuteten Schlierenoptik eingeführt.



Figur 1.2

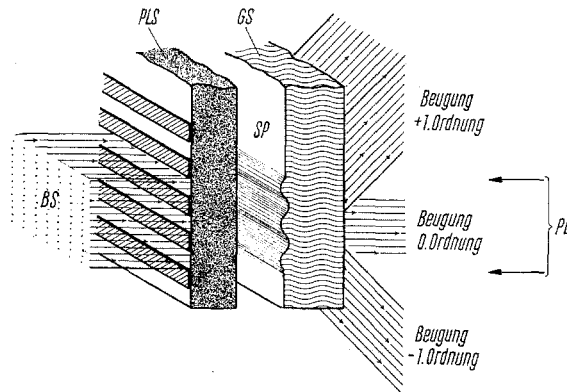
Anlage der Schlierenoptik (schematisch).

- S_1 Erste Schlierenblende
- S_2 Zweite Schlierenblende
- SL Schlierenlinse
- SO Schlierenobjektiv
- PS Projektionsschirm

Die Schlierenlinse bildet bei ebener Oberfläche der *GS* die durch eine starke Lichtquelle geeignet erhellte S_1 genau auf S_2 ab. Letztere verhindert also – abgesehen von Streulichtanteilen – eine Belichtung des Projektionsschirmes *PS* via Objektiv (*SO*), dessen Justierung eine Abbildung der Oberfläche von *GS* auf diejenige des *PS* ermöglicht.

Belichtet man nun einen Teil – in der Figur die linke Hälfte – der *PLS*, so resultiert wohl eine strichliert und übertrieben gezeichnete wellenförmige Deformation. Sie beschränkt sich aber auf denjenigen Teil der *GS*, der der Grenze von belichteter und unbelichteter Teilfläche der *PLS* gegenüberliegt. Die Schlierenoptik reproduziert dann bestenfalls – je nach gegenseitiger Orientierung von Spalt und Deformation – infolge einer Beugung des Lichtes an der deformierten Oberfläche der *GS* genau diese Grenzlinie als weissen Strich auf dem *PS*. Von einer formgetreuen Wiedergabe der linken, belichteten *PLS*-Hälfte auf dem *PS* ist aber keine Rede.

Die Abhilfe gegen diesen Mangel ergibt sich nun aus dem zweiten Grundgedanken: Man zerlegt die homogene Belichtung der *PLS* durch Vorschalten eines optischen Rasters gewissermassen in lauter Grenzbezirke zwischen Hell und Dunkel [P1]. In Figur 1.3 ist die Situation dargestellt.



Figur 1.3

Wiedergabe von Flächen homogener Helligkeit mittels Rasterung.

Damit ist die grundsätzliche Konzeption des Elmikons geschildert. Es wird sich im folgenden darum handeln, die für den Betrieb wichtigen geometrischen und materiellen Grössen von *GS*, *PLS* und Schlierenoptik genauer zu bestimmen. Dabei zeigt sich, dass die für die Bildauflösung massgebende Periode des optischen Rasters allgemein von fundamentaler Bedeutung ist und die Dimensionierung wesentlich beeinflusst.

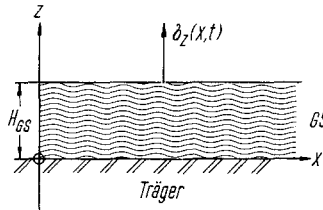
2. Die Deformation des Gels

Zu ihrer Behandlung fassen wir das Problem in folgenden Gleichungen der Elastizitätstheorie, wobei Bezug auf Figur 2.1 genommen wird.

$$u(x, z) = \text{Deformation in } x\text{-Richtung}, \quad w(x, z) = \text{Deformation in } z\text{-Richtung} \quad (2.1)$$

$$\begin{pmatrix} \sigma_x & \tau_{xz} \\ \tau_{zx} & \sigma_z \end{pmatrix} = \text{Spannungstensor.} \quad (2.2)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= p + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} \right), & \sigma_z &= p + \mu \left(\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} \right), \\ \tau_{xz} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right), & p &= (\lambda + \mu) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right). \end{aligned} \right\} \text{ Hookesches Gesetz} \quad (2.3)$$



Figur 2.1
Zur Bestimmung der Geldeformation.

Die Dynamik wird für eine zeitlich harmonische Schwingung mit der Kreisfrequenz ω beschrieben durch

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c_l^2} u &= -\frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}, & \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c_t^2} w &= -\frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z}, \\ \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c_l^2} p &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

c_l = Geschwindigkeit der longitudinalen Schallwellen,
 c_t = Geschwindigkeit der transversalen Schallwellen.

Für $\lambda \rightarrow \infty$ - Inkompressibilität des Gels, was im weiteren vorausgesetzt sei - folgt in (2.4) wegen $c_l \rightarrow \infty$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0. \quad (2.5)$$

Ferner ist

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (2.6)$$

Als Randbedingungen setzen wir fest²⁾:

$$u(x, 0) = w(x, 0) = 0, \quad \sigma_z(x, H_{GS}) = \Sigma(x), \quad \tau_{xz}(x, H_{GS}) = 0. \quad (2.7)$$

Mit der Fouriertransformation

$$F(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}(\lambda, z) e^{-i\lambda x} d\lambda \quad (2.8)$$

²⁾ Bezüglich $|x| \rightarrow \infty$ folgen sie aus Existenzbedingungen der nachfolgend verwendeten Fouriertransformation.

³⁾ Eine Verwechslungsgefahr von λ als Laméscher Konstante und Variabler der Fouriertransformation liegt für inkompressibles Gel nicht vor.

folgt dann

$$\frac{d^2 \tilde{w}}{dz^2} - \left(\lambda^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2} \right) \tilde{w} = -\frac{1}{\mu} \frac{d\tilde{p}}{dz}, \quad \frac{d^2 \tilde{p}}{dz^2} - \lambda^2 \tilde{p} = 0, \quad (2.9)$$

und die Lösung gibt für $\tilde{w}(\lambda, H_{GS})$

$$\frac{\omega \tilde{w}(\eta, H_{GS})}{c_t \tilde{\Sigma}/\mu} = \eta^2 \frac{(\text{sh } H^* \eta/\eta) \text{ch}(\sqrt{\eta^2 - 1} H^*) - \text{ch } \eta H^* (\text{sh} \sqrt{\eta^2 - 1} H^*/\sqrt{\eta^2 - 1})}{N(\eta)} \quad (2.10)$$

mit

$$N(\eta) = 4 \eta^2 (2 \eta^2 - 1) - [8 \eta^4 - 4 \eta^2 + 1] \text{ch } \eta H^* \text{ch}(\sqrt{\eta^2 - 1} H^*) + \eta^2 (8 \eta^4 - 8 \eta^2 + 1) \frac{\text{sh } \eta H^* \text{sh} \sqrt{\eta^2 - 1} H^*}{\eta \sqrt{\eta^2 - 1}} \quad (2.11)$$

und

$$H^* = \frac{\omega}{c_t} H_{GS}, \quad \eta = \frac{\lambda c_t}{\omega}. \quad (2.12)$$

In der Variablen η findet man für die Funktion $w(x, z)$

$$w(x, z, t) = \frac{\omega}{2 \pi c_t} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{w}(\eta, z) e^{-i \omega [(x \eta/c_t) - t]} d\eta. \quad (2.13)$$

Beachtet man noch, dass für $(\omega/c_t)^2 > \lambda^2$, d.h. $\eta^2 < 1$, nach (2.10) die Funktion $\tilde{w}(\eta, z)$ Glieder der Form

$$\text{const} \cdot \exp\left(-i \frac{\omega}{c_t} \sqrt{1 - \eta^2} z\right)$$

enthält, so ergibt sich:

$w(x, z)$ enthält folgende Terme:

$$a) \quad \sim e^{-i \omega [(x \eta + z \sqrt{1 - \eta^2}/c_t) - t]}, \quad \eta < 1,$$

also ebene Wellen, die sich mit der Schallgeschwindigkeit c_t in Richtung der Normalen \mathbf{n} fortpflanzen. Der Winkel ν zwischen \mathbf{n} und x -Achse ist durch

$$\cos \nu = \eta$$

gegeben (Raumwellen);

$$b) \quad \sim e^{-i \omega [(x \eta/c_t) - t]}, \quad \eta > 1,$$

also ebene Wellen, die sich mit der Geschwindigkeit $c_t/\eta < c_t$ parallel der Oberfläche $z = H_{GS}$ ausbreiten (Oberflächenwellen).

Im allgemeinen nehmen die Amplituden der Wellen mit abnehmender «Anregungsstärke» $\tilde{\Sigma}$ ab. Jedoch gibt es zu einem bestimmten Wert von H^* solche Werte von η , für die $N(\eta) = 0$ ist. Wir haben also mit Deformationen zu rechnen, die auch bei kräftefreier Geloberfläche auftreten und mit Eigenschwingungen der GS verbunden sind.

In praxi schwächt die relativ starke mechanische Dämpfung der Gele eine Störung durch Eigenschwingungen des Geles. Ferner liegt die Vermutung nahe, dass dünne

Gele weniger anfällig sind. Eine nähere Diskussion der reellen Nullstellen η_1, η_2, \dots ⁴⁾ von $N(y)$ in Abhängigkeit vom Parameter H^* zeigt tatsächlich folgendes:

1. Mit von Null an wachsendem H^* entspringt die erste Nullstelle η_1 , bei $\eta = 0$ für $H^* = \pi/2$ ⁵⁾. Die Normale der entsprechenden Raumwelle steht senkrecht zur Trägerplatte.

2. Mit wachsendem H^* wandert η_1 gegen 1; die Wellennormale legt sich demnach in Schichtrichtung parallel der x -Achse. Zugleich entspringen sukzessive neue Nullstellen η_2, η_3, \dots und wandern ebenfalls, ohne ihre Plätze zu vertauschen, gegen 1. Die k te Nullstelle tritt auf, sobald

$$H^* \cong (2k - 1) \frac{\pi}{2}$$

ist.

3. Für $H^* \sim 4,9$ erreicht die erste Nullstelle η_1 den Punkt $\eta = 1$. Entsprechend haben wir eine Welle, die parallel der Unterlage fortschreitet.

4. Für $H^* > 4,9$ ist $\eta_1 > 1$, während alle η_k $k \geq 2$ kleiner als eins bleiben und sich im Intervall $0 < \eta < 1$ häufen.

5. Der Nullstelle $\eta_1 > 1$ entspricht eine Rayleighsche Oberflächenwelle, von denen es also nur eine gibt.

Für die üblichen Gele ist $c_t \sim 1 \text{ m s}^{-1}$, die erste Eigenwelle also zu erwarten für

$$H_{GS} \text{ (in cm)} \geq \frac{c_t T}{4} = 25 T \text{ (in s)} .$$

Die Geldämpfung kommt bei grösserem ω stärker zur Geltung, und man wird also H_{GS} entsprechend wählen, z.B. $\leq 200 \mu$. Die Wahl eines möglichst niedrigen Wertes der Schichtdicke empfiehlt sich auch im Hinblick auf eine streulichtfreie Schlierenoptik. Die GS wird ja vom PL durchsetzt und kann, falls sie optisch inhomogen ist, eine mit wachsender Dicke sich erhöhende Untergrundhelligkeit auf dem PS hervorrufen.

Zur weiteren Aufklärung der Verhältnisse sei nun über $\Sigma(x, t)$ folgende Annahme gemacht:

$$\Sigma(x, t) = \Sigma_0 e^{i(\lambda' x - \omega t)} \quad (2.14)$$

mit konstantem Σ_0 . Ferner sei vorausgesetzt, dass

$$\eta' = \frac{\lambda' c_t}{\omega} \gg 1 \quad (2.15)$$

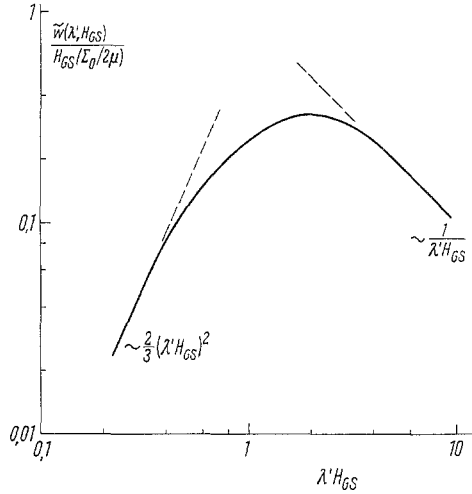
und die von $\Sigma(x, t)$ hervorgerufene Deformation nicht zur Anregung von «freien» Schallwellen der GS Anlass gibt. Vergleicht man obige Ungleichung mit (2.9), so entspricht sie der Annahme einer statischen Deformation des Geles, mit Vernachlässigung der Trägheit. Der Übergang zu dieser Bedingung ergibt – etwa direkt aus (2.9):

$$\frac{\tilde{\omega}(\lambda', H_{GS})}{H_{GS} \Sigma_0 / 2 \mu} = \frac{1}{\lambda' H_{GS}} \frac{\text{ch } \lambda' H_{GS} \text{ sh } \lambda' H_{GS} - \lambda' H_{GS}}{\text{ch}^2 \lambda' H_{GS} + (\lambda' H_{GS})^2} [M \ 1] . \quad (2.16)$$

⁴⁾ Mit η_k ist auch $-\eta_k$ eine Nullstelle.

⁵⁾ Das ist gleichwertig mit der Bedingung, dass $H_{GS}/c_t = \pi/2 \omega = T/4$ ist, ein sehr plausibles Resultat.

Dieser Zusammenhang ist in Figur 2.2 dargestellt.



Figur 2.2

Die Abhängigkeit der Deformation von Ortsfrequenz λ' und GS-Dicke H_{GS} .

Aus ihr entnimmt man den bedeutungsvollen Hinweis, dass Deformationen hoher und besonders solche niedriger Ortsfrequenz λ' unterdrückt werden: die Deformierbarkeit der GS weist ein bandpassartiges Verhalten auf, und man kann somit all-fällige Störkräfte mit von der Rasterfrequenz verschiedenen Ortsfrequenzen durch geeignete Wahl von H_{GS} aussieben. Interessiert man sich für den Fall von beliebigen Oberflächenkräften, so genügt es, diese Frage für

$$\Sigma(x, t) = \Sigma_0 \delta(x - x') e^{i \omega t} \tag{2.17}$$

mit $\delta(x)$ als Dirac-Funktion zu studieren. Eine Faltungsoperation ergibt dann in bekannter Weise den gesuchten Verlauf von w . Die (2.16) entsprechende Lösung ist

$$\frac{w_\delta(x, H_{GS})}{H_{GS} \Sigma_0 / 2 \mu} = \frac{1}{2 \pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{ch } z \text{ sh } z - z}{\text{ch}^2 z + z^2} \frac{\cos [(x/H_{GS}) z]}{z} dz. \tag{2.18}$$

Das Integral der rechten Seite von (2.18) lässt sich aufspalten in 2 Terme gemäss

$$\frac{w_\delta}{H_{GS} \Sigma_0 / 2 \mu} = J_1 + J_2, \tag{2.19}$$

wobei J_2 eine für reelle x stetige Funktion ist und J_1 die durch die δ -Funktion induzierte Singularität enthält:

$$J_1 = \frac{1}{\pi} \ln \left(\text{cotgh } \frac{\pi}{4} \left| \frac{x}{H_{GS}} \right| \right). \tag{2.20}$$

Wenn die Singularität in $x = 0$ auch den Wert von J_1 an dieser Stelle gegen ∞ gehen lässt, so ist sie andererseits so schwach, dass die Faltung mit Spannungsfunktionen endlicher Sprunghöhe wie etwa die von HEAVISIDE keine Unstetigkeit nach sich zieht.

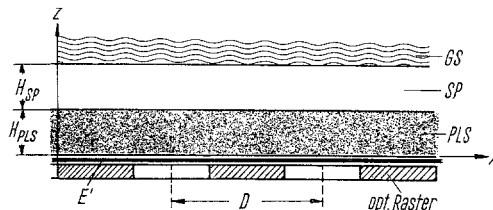
Schliesslich sei noch vermerkt: (2.17) wird durch die Deformation gemäss (2.20) mit einer Unschärfe $\sim H_{GS}$ wiedergegeben, womit ein weiterer Gesichtspunkt bei der Wahl von H_{GS} gegeben ist.

3. Die Beeinflussung des elektrischen Feldes durch den Photoleiter

Wie schon aus den in der Einleitung gemachten Ausführungen zu sehen war, ist das eigentliche Agens beim Übergang von Bildsignal zu einer bildkonformen Deformation der GS ein elektrisches Feld, das die PLS durchsetzt, von ihr in seiner Intensität beeinflusst wird und mittels seiner gemäss elektrostatischen Gesetzen verbundenen Kraftwirkung die Oberfläche der GS deformiert. Dabei wird die Feldintensität *ceteris paribus* um so mehr beeinflusst, je grösser der auf die PLS fallende Anteil der angelegten Spannung ist. Es stellt sich also die Aufgabe, für ein gerastertes, aber sonst homogenes Bildsignal die Feldverhältnisse vor allem an der Grenzfläche von GS und SP näher zu bestimmen. Eine erste und einfache Orientierung von elektrischem Feld und PLS wird durch Fig. 1.1 gegeben. Für die nachfolgende rechnerische Formulierung setzen wir fest, dass

1. die GS einen vernachlässigbaren elektrischen Widerstand besitze,
2. wir im Sinn einer «small signal theory» nur kleine Leitfähigkeitsvariationen der PLS in Betracht ziehen,
3. die Wirkung der durch die Deformation hervorgerufenen Unebenheiten der Oberfläche der GS auf das elektrische Feld vernachlässigbar sei.

Die Voraussetzung 1 hat, wie genauere Rechnung zeigt, keine über unmittelbar verständliche Änderungen hinausgehende Konsequenzen. Einschränkung 2 wird nicht bloss aus Gründen der durchsichtigen Rechnung stipuliert; eine brauchbare Gradation ist nämlich mit nicht allzu verschiedenen Werten der elektrischen Leitfähigkeit in belichteten bzw. unbelichteten Teilen der PLS notwendig verknüpft. Variationen der elektrischen Leitfähigkeit auf das Zehn- und Mehrfache des Dunkelwertes bringen keine vom Fall des Kurzschlusses wesentlich abweichenden Werte des elektrischen Feldes hervor; soll die Gradation auch in Hellpartien des Bildes befriedigend sein, so ist die Belichtungsintensität der PLS derart zu limitieren, dass sie keine grösseren Widerstandsvariationen als ca. 1:2 bis 1:5 hervorruft. Es sei hier prophylaktisch vermerkt: Diese Feldsättigung ist nicht zu verwechseln mit dem Sättigungsverhalten der schlierenoptischen Aussteuerung oder des lichtelektrischen Effekts der PLS , trotz ihrer gemeinsamen Eigenschaft, den steuerbaren Anteil des Projektionslichtes PL zu begrenzen. Punkt 3 ist wesensgleich mit der Behandlung von Instabilitätsfragen bei Elektrometern. Praktisch spielt er keine Rolle. Formelmässig gilt dann, im Anschluss an Figur 3.1,



Figur 3.1

Zur Bestimmung des elektrischen Feldes.

$$\left. \begin{aligned} &\text{Potential in PLS } \phi_{PLS} = z E_{PLS} + \varphi_{PLS}, \\ &\text{Potential in SP } \phi_{SP} = U - E_{SP} (H_{SP} + H_{PLS} - z) + \varphi_{SP}, \\ &\sigma_{PLS,h} = \sigma_{PLS,d} + \tilde{\sigma} F(x, z); \quad \tilde{\sigma} < \sigma_{PLS,d}; \end{aligned} \right\} (3.1)$$

$$\sigma_{PLS,d} \left(\frac{\partial^2 \varphi_{PLS}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_{PLS}}{\partial z^2} \right) + \tilde{\sigma} \frac{\partial F(x, z)}{\partial z} E_{PLS} = 0; \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_{SP}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_{SP}}{\partial z^2} = 0. \quad (3.3)$$

Die Randbedingungen sind

$$\varphi_{SP}(x, H_{PLS} + H_{SP}) = \varphi_{PLS}(x, 0) = 0, \quad (3.4)$$

$$\varphi_{SP}(x, H_{PLS}) = \varphi_{PLS}(x, H_{PLS}), \quad (3.5)$$

$$\sigma_{SP} \frac{\partial \varphi_{SP}}{\partial z} = \sigma_{PLS,d} \frac{\partial \varphi_{PLS}}{\partial z} + \tilde{\sigma} F(x, H_{PLS}) E_{PLS}, \quad z = H_{PLS}. \quad (3.6)$$

$-E_{PLS}$, $-E_{SP}$ sind die Feldstärken bei Bildsignal Null in *PLS* bzw. *SP*.

Der Ansatz für $F(x, z)$ hat die durch das optische Raster hervorgerufene Inhomogenität der Leitfähigkeit der *PLS* wiederzugeben. Wir wählen eine Periode D des Linienrasters und setzen das Verhältnis von Streifen- und Spaltbreite gleich Eins. Ferner werde von der Absorption der *PLS* abgesehen. Dann ist bei homogener Belichtung $\sigma_{PLS,h}$ eine Funktion von x allein

$$\sigma_{PLS,h} = \sigma_{PLS,d} + \tilde{\sigma} F(x) \quad (3.7)$$

mit

$$\left. \begin{aligned} F(x) = 1, \quad 0 \leq x < \frac{D}{4}, \quad F(x) = 0, \quad \frac{D}{4} \leq x \leq \frac{D}{2}, \\ F(-x) = F(x), \quad F(x + D) = F(x). \end{aligned} \right\} (3.8)$$

Es folgen aus (3.2) und (3.3) folgende Ansätze:

$$\varphi_{PLS}(x, z) = \sum_{-\infty}^{\infty} \varphi_{PLS}(n) e^{-(2\pi i n x/D)} \operatorname{sh} \frac{2\pi n z}{D}, \quad (3.9)$$

$$\varphi_{SP}(x, z) = \sum_{-\infty}^{\infty} \varphi_{SP}(n) e^{-(2\pi i n x/D)} \operatorname{sh} \frac{2\pi n (H - z)}{D}, \quad (3.10)$$

$$H = H_{PLS} + H_{SP}.$$

Die Randbedingungen (3.4) sind bereits erfüllt, und aus den übrigen folgt für die Feldstärke an der Oberfläche der *GS*

$$\left. \begin{aligned} E_{SP}(x, H) = -\frac{\partial \phi_{SP}}{\partial z} \Big|_{x,H} = -E_{SP} \left(1 + \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_{PLS,d}} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(\pi n/2)}{\pi n \operatorname{ch}(2\pi n H_{SP}/D)} \right. \\ \left. \times \frac{e^{-(2\pi i n x/D)}}{1 + (\sigma_{PLS,d}/\sigma_{SP}) [\operatorname{tgh}(2\pi n H_{SP}/D)/\operatorname{tgh}(2\pi n H_{PLS}/D)]} \right). \end{aligned} \right\} (3.11)$$

Aus dieser Formel ergibt sich:

1. Die Einzelglieder nehmen mit wachsendem n ab. Man wird also die Rasterperiode so wählen, dass sie mit der Wellenlänge der grössten Deformierbarkeit nach (2.16) zusammenfällt.

2. Es ist eine genügende Dicke der PLS vorzusehen; sie braucht aber nicht dicker zu sein als

$$H_{PLS} \sim \frac{D}{6}. \quad (3.12)$$

Höhere Werte von H_{PLS} bringen nur geringen Gewinn. Aus (3.11) entnimmt man die interessierende Kraft pro Flächeneinheit der GS

$$\sigma_z = \frac{\varepsilon_{SP}}{8\pi} E_{SP}^2(x, H) \propto \frac{\varepsilon_{SP}}{8\pi} \left(\frac{U}{H_{SP}} \right)^2 \frac{1}{[1 + (H_{PLS}/H_{SP})(\sigma_{SP}/\sigma_{PLS,d})]^2}. \quad (3.13)$$

Da U – die angelegte Spannung – im allgemeinen eine Wechsellspannung ist, so muss zur Bestimmung der Deformationsamplitude unter Umständen eine Frequenzabhängigkeit der mechanischen Eigenschaften der GS berücksichtigt werden. Von einer Diskussion der einschlägigen Verhältnisse wird hier abgesehen.

Aus dem letzten Ausdruck folgt weiter, dass bei festem H_{SP} bzw. H_{PLS} ein optimales Verhältnis von $\sigma_{PLS,d}$ zu σ_{SP} existiert. Praktisch ist diese Aussage allerdings nicht von grosser Bedeutung, solange eine Freizügigkeit in der Wahl der betreffenden Werte bei Berücksichtigung anderer Gegebenheiten – wie Materialkonstanten der gewählten PLS und deren Frequenzabhängigkeit – nicht vorhanden ist. Ist der SP etwa mit Luft gefüllt, so sind natürlich nur PLS n mit genügend hohem Widerstand anwendbar.

Hingegen führt uns die Diskussion der Grösse von H_{PLS} auf prinzipielle und technologische Schwierigkeiten. Setzt man nämlich konkret die Rasterperiode D zu 200μ fest, so ergibt sich ein wünschbarer Wert von H_{PLS} zu $\geq 30 \mu$. Diese Dicke ist aber prohibitiv. Zunächst schliesst sie Photoleiter aus, die grosse Absorption mit hoher Ausbeute besitzen (Sb_2S_3 , Bi_2S_3 usw.). Die effektiv durch das BS beeinflusste Schichtdicke ist dann gering. Partien der PLS , die vom BS nicht erreicht werden, bleiben dunkel und stellen nur eine die Steuerung schwächende Vergrösserung des Abstandes zwischen GS und durchleuchteter PLS dar. Ferner ist die praktische Herstellung solcher Schichten selten mittels Verfahren möglich, die sowohl optische wie elektrische Homogenität der PLS gewährleisten. Einerseits ist also mit Streuung des BS in Teile der PLS hinein zu rechnen, die hinter Streifen des optischen Rasters liegen und eigentlich dunkel bleiben sollten. Andererseits produziert eine elektrische Inhomogenität korrespondierende Feldvariationen an der Oberfläche der GS , also Deformationen derselben. Das wirkt sich in einem für das Dunkelfeld auf dem PS schädlichen Effekt aus (wegen seines Aussehens als Schnee-Effekt bezeichnet).

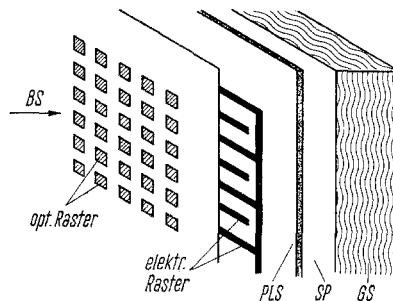
Bekanntlich wird eine Kombination eines Photoleiters mit Elektroden, bei der elektrisches Feld und Lichteinfall parallel gerichtet sind, als Längsfeldanordnung bezeichnet. Offensichtlich entspricht die bisher beschriebene Anordnung einem solchen Fall, mit E' und dem SP als «Elektroden» (vgl. Fig. 1.1). Wir wollen deshalb von ihr als einem Longitudinal-Elmikon (LE) sprechen. Beim LE ist also eine gewünschte Modulation der Potentialverteilung auf der Oberfläche der PLS – und damit der Feld-

stärke an der Grenze von SP und GS – nur durch Aufbau eines Potentialprofils über eine genügend grosse *und* vom BS tatsächlich beeinflusste Tiefe der PLS möglich.

Wenn nun die Verquickung zwischen genügender Tiefe einerseits, entsprechender Transparenz andererseits behoben werden kann, so fallen die obenerwähnten Schwierigkeiten weg. Das leistet aber jede Quersfeldanordnung: das BS fällt senkrecht zur Feldrichtung auf die PLS auf, und über die Dimension von PLS in Feld- und BS -Richtung kann unabhängig verfügt werden. Die entsprechende Konzeption des folgerichtig als Transversal-Elmikon (TE) bezeichneten Typs ersetzt also die Elektrode E' und die relativ dicke PLS durch ein Elektrodensystem aus zwei ineinander gestellten Kammgittern mit darüber applizierter, nunmehr weitgehend in ihrer Dicke frei wählbarer PLS [P2]. An die beiden Kammgitter wird je ein Spannungspol gelegt (vgl. Fig. 3.2). Bei genügend kleinem Abstand von PLS und GS kann mit einer Verformung der letzteren gerechnet werden. Allerdings tritt sie auch dann auf, wenn noch gar kein BS auf die PLS auffällt. Das ist natürlich unakzeptabel und würde das TE aus Ab-schied und Traktanden fallen lassen, wenn nicht die Schlierenoptik selbst eine einfache Behebung der Schwierigkeit ermöglichen würde: durch senkrechte Orientierung der Fluchtlinie des elektrischen Rasters gegen die Achsen von Spalt und Barren der Schlierenblenden kann die dieser Deformation – einer «Vordeformation» – entsprechende Helligkeit auf dem PS unterdrückt werden. Das Nähere wird sich aus der Diskussion der Schlierenoptik ergeben. Schon hier ist wichtig: Komponenten des elektrischen Feldes in der PLS , die parallel der Richtung der Zähne des Kammrasters stehen, führen zu Deformationen mit entsprechender, nicht unterdrückter Helligkeit auf dem PS .

Wie erhält man nun eine Komponente des elektrischen Feldes, die parallel der Fluchtlinie des elektrischen Rasters verläuft, wenn bei fehlendem BS nur eine solche mit Richtung von Zahn zu Zahn auftritt?

Dazu wird, im Sinne der Einfallsrichtung des BS , ein optisches dem elektrischen Raster vorgeschaltet, wie Figur 3.2 zeigt.

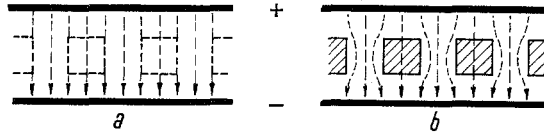


Figur 3.2

Anordnung des Steuerelementes im TE .

Das optische Raster weist beispielsweise Reihen von für das BS undurchlässigen Rechtecken auf. Die Anordnung ist so getroffen, dass gemäss Figur 3.2 je eine Reihe von Rechtecken zwischen je zwei Zähne des elektrischen Rasters fällt. Die Fluchtlinien der Rechteckreihen und der Zähne werden parallel gewählt. Die Wirkungsweise dieser Anordnung wird verständlich anhand der Figur 3.3. Bild a) zeigt schematisch

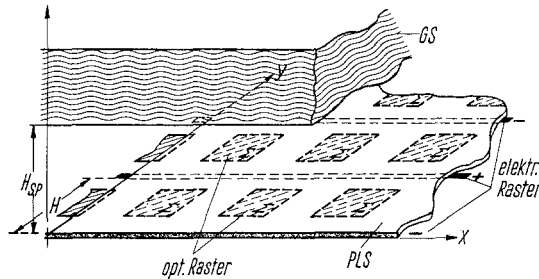
den – strichlierten – Verlauf der Stromlinien und damit auch denjenigen des elektrischen Feldes in der *PLS* bei *BS* gleich Null. Bild b) bezieht sich auf die Sachlage mit von Null verschiedenem *BS*: die Stromlinien konzentrieren sich auf die vom *BS* getroffenen Gebiete und ergeben automatisch eine Komponente des elektrischen Feldes, die parallel den Zähnen des elektrischen Rasters liegt. Eine Wiedergabe des *BS* auf dem *PS* ist also gesichert.



Figur 3.3

Zur Wirkungsweise des optischen Rasters.

Zur rechnerischen Behandlung – auch hier aus schon gegebenen Gesichtspunkten heraus im Sinne einer «small signal theory» – benutzen wir die in Figur 3.4 festgelegte Anordnung von *PS*, *SP* und *GS*.



Figur 3.4

Anordnung von *GS* und *PLS* im *TE*.

Wir setzen zunächst voraus, dass die Potentialverteilung $\phi_{PLS}(x, y)$ innerhalb der – dünnen – *PLS* bekannt und in Form einer trigonometrischen Reihe gegeben sei:

$$\phi_{PLS}(x, y) = \sum_{m,n} \varphi(m, n) e^{-i[\alpha(m,n)x + \beta(m,n)y]} \tag{3.14}$$

Dann ist das Feld $E(x, y, H_{SP})$ an der Oberfläche der *GS*, falls deren Potential zu Null angenommen wird

$$E(x, y, H_{SP}) = \sum_{m,n} \frac{\varphi(m, n)}{H_{SP}} \frac{H_{SP} \sqrt{\alpha^2(m, n) + \beta^2(m, n)}}{\text{sh}(H_{SP} \sqrt{\alpha^2(m, n) + \beta^2(m, n)})} e^{-i[\alpha(m,n)x + \beta(m,n)y]} \tag{3.15}$$

Man stellt wieder die Unterdrückung der höheren «Harmonischen» fest und wird zur Bestimmung der Flächenkräfte lediglich die wesentlichen Terme benutzen. Eigenschaften der *PLS* verraten sich in den Koeffizienten $\phi(m, n)$, während die geometrischen Konfigurationen des elektrischen und vor allem des optischen Rasters für $\phi(m, n)$, aber auch für die $\alpha(m, n)$ und $\beta(m, n)$ bestimmend sind. Die Hauptaufgabe bildet also die Eruiierung der Potentialverteilung $\phi_{PLS}(x, y)$.

Wir wählen die schon erwähnte Anordnung der ineinander gestellten Kammraster und betrachten einen Streifen der *PLS*, der zwischen zwei benachbarten je mit einem

Pol der Spannungsquelle verbundenen Zähnen liegt. Kennen wir die Potentialverteilung innerhalb dieses Streifens, so ist das ebenso der Fall für die ganze einem homogenen *BS* ausgesetzten *PLS* (vgl. Figur 3.4). Ausserhalb der durch das optische Raster bestimmten, längs der x -Achse periodisch wiederholten Flächenstücke Σ sei die Leitfähigkeit durch das *BS* vom Dunkelwert $\sigma_{PLS,d}$ auf $\sigma_{PLS,h} = \sigma_{PLS,d} + \tilde{\sigma} F(x, y)$ gesteigert worden. $\tilde{\sigma}$ misst den Betrag der Erhöhung, während $F(x, y)$ gleich eins ist ausserhalb der Gebiete Σ , sonst aber – in den dunkel gebliebenen Bezirken des Streifens – gleich Null. Wir bezeichnen mit $\hat{\phi}_{PLS}(x, y)$ die bei Belichtung auftretende Änderung des Potentialfeldes $\phi_{PLS}(x, y)$ und haben

$$\frac{\partial^2 \hat{\phi}_{PLS}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{\phi}_{PLS}}{\partial y^2} = \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_{PLS,d}} \left(E_x \frac{\partial F}{\partial x} + E_y \frac{\partial F}{\partial y} \right), \tag{3.16}$$

$$\hat{\phi}_{PLS}(x, 0) = \hat{\phi}_{PLS}(x, H) = 0. \tag{3.17}$$

Hier ist nur die y -Komponente E_y von Null verschieden, und in der verwendeten Näherung sind also die senkrecht zur y -Achse liegenden Grenzen von belichteten und unbelichteten Gebietsteilen des Streifens massgebend. Als formaler Rahmen zur Lösung der Poisson-Gleichung (3.16) empfiehlt sich die Verwendung einer Greenschen Funktion $G(x - x', y - y')$, die dem zweidimensionalen Potentialfeld einer periodisch in Richtung der x -Achse verteilten Reihe von Einzelladungen entspricht:

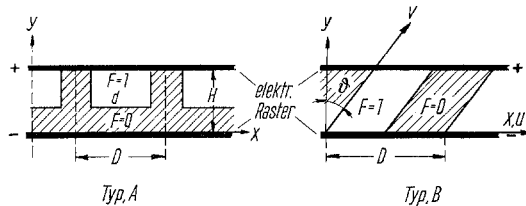
$$G(x - x', y - y') = \frac{y}{2D} - \sum_{n=1}^{\infty} e^{-(2\pi n|y-y'|/D)} \cos \frac{2\pi n(x-x')}{D}. \tag{3.18}$$

Dann hat man sofort ein partikuläres Integral von (3.16) in der Form

$$\hat{\phi}_{PLS,p} = \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_{PLS,d}} E_y \int \frac{\partial F}{\partial y'} G(x - x', y - y') dx' dy'. \tag{3.19}$$

Die Integration ist über eine Periode des Streifens auszuführen. Die Randbedingungen werden wieder mit Lösungen der (3.16) entsprechenden homogenen Gleichungen erfüllt.

Als Mass für die durch das *BS* hervorgerufene Welligkeit des Feldes in x -Richtung soll hier der Betrag der ersten Fourieramplitude von $\partial \hat{\psi}_{PLS} / \partial x$ bei $y = H/2$ für zwei der vielen möglichen Varianten angegeben werden. Sie sind in Figur 3.5 dargestellt.



Figur 3.5

Varianten des optischen Rasters.

Man findet

Typ A:
$$E_y \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_{PLS,d}} \frac{\sin \pi (d/D)}{\pi} \operatorname{tgh} \frac{\pi H}{D}, \tag{3.20}$$

Typ B:
$$E_y \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_{PLS,d}} \frac{\sin 2 \theta}{\pi} \left(1 - \frac{\cos [(\pi H/D) \operatorname{tg} \theta]}{\operatorname{ch} (\pi H/D)} \right). \tag{3.21}$$

Für $\vartheta = 45^\circ$, $d/D = 1/2$ differieren die Amplituden nicht wesentlich. Optimale Bedingungen sind für $H \sim D$ praktisch erreicht.

Die mit schräggeltem Linienraster arbeitende Variante *B* empfiehlt sich aus Gründen der praktischen Herstellung und Unempfindlichkeit bezüglich Justierung ihrer Lage relativ zum elektrischen Raster. Es sei bei dieser Gelegenheit auch betont, dass speziell das elektrische Raster eine saubere Strichqualität voraussetzt, um durch Unregelmäßigkeiten hervorgerufene Feldkomponenten in der für die Bildwiedergabe massgeblichen *x*-Richtung zu vermeiden.

Wie aus (3.20) und (3.21) ersichtlich ist, tritt die Dunkelleitfähigkeit nur im Verhältnis $\tilde{\sigma}/\sigma_{PLS,a}^{(6)}$ auf und nicht, wie etwa in (3.13), in Kombination mit der Leitfähigkeit anderer Medien. Der Absolutwert von $\sigma_{PLS,a}$ ist also irrelevant, und hochohmige wie niederohmige PLS_n sind – soweit von Fragen der Jouleschen Stromwärme abgesehen wird – gleicherweise anwendbar.

Wegen der praktischen Bedeutung sollen die Verhältnisse bezüglich Deformation der *GS* für die Variante *B* noch kurz näher diskutiert werden. Dazu hat man auszugehen von der Tatsache, dass folgende elektrische Felder das Gesamtfeld im *SP* aufbauen und also auf die *GS* einwirken:

1. das zwischen den Zähnen des Elektrodenrasters angelegte und infolge seines Durchgriffes bis zur Oberfläche der *GS* reichende Feld $\pm E_y$,
2. das durch das *BS* hervorgerufene Feld $-\text{grad } \hat{\phi}_{PLS}$,
3. ein zwischen der *GS* und dem *PLS* angelegtes Hilfsfeld E_z .

Die auf die Geloberfläche wirkende Kraft ist nach (3.15) proportional

$$[E_z + E(x, y, H_{SP})]^2. \tag{3.22}$$

In Anlehnung an die in Figur 3.6 für Typ B gezeichneten Verhältnisse wird für ϕ_{PLS} folgende Fourierreihe gelten⁷⁾:

$$\phi_{PLS}(u, v) = \sum_{m,n} \varphi(m, n) e^{2\pi i [(mn/D) + (nu \cos \vartheta/2H)]}. \tag{3.23}$$

Ferner kontrolliert man sofort die Beziehung zwischen dem *u, v*- und *x, y*-Koordinatensystem:

$$u = x - y \text{tg } \vartheta, \quad v = \frac{y}{\cos \vartheta}. \tag{3.24}$$

Führt man das in (3.22) ein, so ergibt sich

$$\phi_{PLS}(x, y) = \sum_{m,n} \varphi(m, n) e^{2\pi i [(mx/D) + [(n/2H) - (m \text{tg } \vartheta/D)]y]}. \tag{3.25}$$

Man hat also durch Vergleich mit (3.14) die Relationen

$$\alpha(m, n) = \frac{2\pi m}{D}; \quad \beta(m, n) = \frac{2\pi}{D} \left(n \frac{D}{2H} - m \text{tg } \vartheta \right) \tag{3.26}$$

oder

$$\sqrt{\alpha^2(m, n) + \beta^2(m, n)} = \frac{2\pi}{D} \sqrt{m^2 + \left(n \frac{D}{2H} - m \text{tg } \vartheta \right)^2}. \tag{3.27}$$

⁶⁾ Die exakte Beschreibung der Funktion ϕ_{PLS} kann in Form einer Integralgleichung erfolgen. Dann ergibt sich die gleiche σ -Abhängigkeit des Potentials (vgl. [K 1]).

⁷⁾ Zu beachten ist $\phi_{PLS}(u + D, v) = \phi_{PLS}(u, v) = \phi_{PLS}[u, v + (2H/\cos \vartheta)]$.

Nach den im Anschluss an (3.15) gemachten Ausführungen wählt man nun zunächst m fest gleich ± 1 . n dagegen sowie die Parameter H und $\vartheta - D$ ist durch die Periode des gewählten optischen Rasters bestimmt – werden ermittelt aus der Bedingung, dass

$$\frac{\varphi(m, n)}{H_{SP}} \frac{H_{SP} \sqrt{\alpha^2(m, n) + \beta^2(m, n)}}{\operatorname{sh}(H_{SP} \sqrt{\alpha^2(m, n) + \beta^2(m, n)})}$$

optimal ist. Im allgemeinen sind die Verhältnisse komplex; jedoch kann z. B. angenommen werden, dass $\varphi(m, n)$ mit wachsendem (m, n) abnimmt. Aus (3.27) folgt, dass für $n = \pm 1$ die Bedingung resultiert

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{D}{2H}.$$

Folgende Kombination der Summationsindizes wird man also in (3.15) beachten: $(m, n) = (0, 1), (0, -1), (1, 1)$ und $(-1, -1)$ ⁸⁾.

$(0, 1)$ und $(0, -1)$ enthalten die Vor-, $(1, 1)$ und $(-1, -1)$ die Bilddeformation. Mit Berücksichtigung von (3.22) ist dann für die Verformung w der Geloberfläche anzusetzen:

$$w = \hat{w}_1 \sin(k_1 y + \alpha) + \hat{w}_2 \sin(k_2 x + k_3 y), \quad (3.28)$$

wo \hat{w}_1 und \hat{w}_2 die Amplituden von Vor- bzw. Bilddeformation bezeichnen⁹⁾. Ferner ist

$$k_1 = \frac{\pi}{H}, \quad k_2 = \frac{2\pi}{D}, \quad k_3 = k_1 - k_2 \operatorname{tg} \vartheta; \quad (3.29)$$

der Ausdruck (3.28) wird bei der nun folgenden Besprechung der Schlierenoptik herangezogen werden.

4. Der schlierenoptische Nachweis der Geldeformation

Die Grösse der Deformationen der GS, wie sie im Elmikon auftreten, ist vergleichbar der Wellenlänge des sichtbaren Lichtes. Zu ihrer bildhaften Wiedergabe ist also ein Interferenzverfahren angezeigt. Der hierzu verwendete Lichtfluss muss dann bei fehlender Deformation unterdrückt werden. Beide Massnahmen zusammen konstituieren die Schlierenoptik. Die nachfolgenden Ausführungen legen die Grundlage – im Rahmen der im Elmikon vorliegenden Gegebenheiten – zur Diskussion folgender Punkte:

1. örtliche Lichtverteilung in der Ebene der zweiten Schlierenblende,
2. örtliche Lichtverteilung auf dem Projektionsschirm, und
3. Lichtausbeute in Funktion der Deformation.

Sie stützen sich auf die Theorie der Beugung nach KIRCHHOFF und ABBE [B 1].

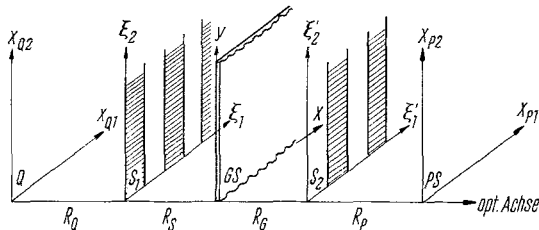
Wir führen die Lichtamplitude

$$A(x_Q, \mathbf{x}) \quad (4.1)$$

ein: sie gibt die Erregung im Punkt \mathbf{x} der $x_1 x_2$ -Ebene, wenn sie im Punkt x_Q der $x_{Q1} x_{Q2}$ -Ebene, in der die Lichtquelle Q liege, den Wert 1 hat.

⁸⁾ Die Kombinationen $(1, 0)$ und $(-1, 0)$ treten nicht auf!

⁹⁾ Man berücksichtigt also in (3.22) bloss Produkte proportional E_z , was den praktisch interessanten Bedingungen nur roh entspricht.



Figur 4.1
Koordinatensysteme der Schlierenoptik.

Mit Rücksicht auf Figur 4.1 gilt für die Amplitude $A(\mathbf{x}_Q, \mathbf{x})$ in der GS -Ebene¹⁰⁾

$$A(\mathbf{x}_Q, \mathbf{x}) = \int_{S_1} S_1(\xi) e^{-ik[(\mathbf{x}_Q/R_Q) + (\mathbf{x}/R_S)] \cdot \xi} d\xi \quad d\xi = d\xi_1 d\xi_2 \quad (4.2)$$

sowie in der Ebene von S_2

$$A(\mathbf{x}_Q, \xi') = \int_{GS} G(\mathbf{x}) A(\mathbf{x}_Q, \mathbf{x}) e^{-ik(\xi' \cdot \mathbf{x}/R_G)} d\mathbf{x} \quad (4.3)$$

$S_i(\xi)$ ist die Transparenzfunktion der i ten Schlierenblende; $G(\mathbf{x})$ beschreibt die Lichtphasenänderung beim Durchtritt des Lichtes durch die GS (kurz Steuerfunktion genannt). $2\pi/k$ ist die Wellenlänge des Lichtes.

4.2 entspricht einer kohärenten Beleuchtung von S_1 . Bei einer selbstleuchtenden S_1 hat man

$$A(\xi, \xi') = \int G(\mathbf{x}) e^{-ik[(\xi/R_S) + (\xi'/R_G)] \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} \quad (4.4)$$

Als Lichtverteilung $I(\xi')$ in der Ebene von S_2 wird definiert:

$$I(\xi') = \int_Q A(\mathbf{x}_Q, \xi') A^*(\mathbf{x}_Q, \xi') d\mathbf{x}_Q \quad (4.5)$$

Wegen der Beziehung

$$A(\mathbf{x}_Q, \xi') = \int_{S_1} S_1(\xi) e^{-ik(\mathbf{x}_Q/R_Q) \cdot \xi} A(\xi, \xi') d\xi \quad (4.6)$$

folgt für eine nicht selbstleuchtende S_1

$$I(\xi') = \int_{S_1} |S_1(\xi)|^2 |A(\xi, \xi')|^2 d\xi \quad (4.7)$$

Dagegen gilt bei selbstleuchtender S_1

$$I(\xi') = \int_{S_1} S_1(\xi) |A(\xi, \xi')|^2 d\xi, \quad (4.8)$$

falls $S_1(\xi)$ reell und ≥ 0 vorausgesetzt wird. Die Intensitäten nach (4.7) und (4.8) sind gleich, wenn der Wertevorrat von $S_1(\xi)$ nur Null und Eins enthält. Das wird weiterhin angenommen.

¹⁰⁾ Bis auf einen konstanten Faktor, der hier wie im folgenden weggelassen wird.

Zu weiteren Schlüssen gelangt man durch Einführung einer zweidimensionalen Fourierreihe für $G(\mathbf{x})$

$$G(\mathbf{x}) = \sum_{m,n} g(m, n) e^{-i\boldsymbol{\nu}\mathbf{x}}, \quad (4.9)$$

wo die Summation über alle Punkte des von den Vektoren $\boldsymbol{\gamma}$ aufgespannten reziproken Gitters zu erstrecken ist:

$$\left. \begin{aligned} \boldsymbol{\gamma} &= \left(\frac{2\pi}{\Gamma_x} m, \frac{2\pi}{\Gamma_y} n \right), \quad m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \\ G(\mathbf{x}) &= G(x, y) = G(x + m\Gamma_x, y + n\Gamma_y). \end{aligned} \right\} \quad (4.9a)$$

Damit ergibt sich

$$I(\xi') = \sum_{m,n} S_1 \left(-\frac{\xi'}{M} - \frac{\boldsymbol{\gamma}}{R} \frac{R_G}{M} \right) |g(m, n)|^2. \quad (4.10)$$

Mit M ist die Vergrößerung der Abbildung der $\xi_1 \xi_2$ -Ebene auf die $\xi'_1 \xi'_2$ -Ebene bezeichnet: $M = R_G/R_S$. Wir setzen sie zu eins an.

(4.10) lässt klar den Aufbau der Helligkeitsverteilung in der Ebene von S_2 erkennen. Sie resultiert aus einer Summe von einzelnen Beugungsbildern von S_1 , die gegen das ungebeugte Bild um $\boldsymbol{\gamma}/k R_G$ nach Richtung und Betrag verschoben sind und mit einer Intensität proportional $|g(m, n)|^2$ zur Gesamthelligkeit beitragen.

Durch S_2 wird nun ein Teil dieser Beugungsbilder ausgesiebt, vor allem natürlich das ungebeugte Licht, das durch den Vektor $\boldsymbol{\gamma} = (0, 0)$ charakterisiert wird. Hat man zwei verschiedene zur Beugung Anlass gebende GS-Deformationen, so kann durch geeignete Wahl der Transparenzfunktion S_2 der Beugungseffekt der einen Deformation für sich allein unterdrückt werden. Im TE wird auf diese Weise die optische Wirkung der Vordeformation eliminiert.

Als Wirkungsgrad η der Schlierenoptik wird man das Verhältnis des die zweite Schlierenblende S_2 durchsetzenden zu dem auf S_2 auffallenden Lichtstrom bezeichnen:

$$\eta = \frac{\sum_{m,n} |g(m, n)|^2 \int_{S_2} S_1 [-\xi' - (\boldsymbol{\gamma}/k) R_G] S_2(\xi') d\xi'}{\int_{S_1} S_1(\xi) d\xi}. \quad (4.11)$$

Zur Illustration nehmen wir an:

$$S_1(\xi) = \delta(\xi_1), \quad \xi_2 \text{ beliebig,}$$

$$S_2(\xi') = \begin{cases} 0 & |\xi'_1| < \frac{\pi}{\Gamma_x} \frac{R_G}{k} \\ 1 & |\xi'_1| \geq \frac{\pi}{\Gamma_x} \frac{R_G}{k} \end{cases}, \quad \xi'_2 \text{ beliebig.} \quad (4.12)$$

S_1 ist also ein unendlich schmaler Spalt parallel der ξ_2 -Achse, und S_2 deckt alle auf der ξ'_2 -Achse liegenden Beugungsbilder ab. Es folgt:

$$\eta = \sum_{m,n} (|g(m, n)|^2 - |g(0, n)|^2). \quad (4.13)$$

Nun ist

$$\sum_n |g(m, n)|^2 = \frac{1}{\Gamma_x^2 \Gamma_y} \int_0^{\Gamma_y} dy \left| \int_0^{\Gamma_x} G(x, y) e^{2\pi i m x / \Gamma_x} dx \right|^2. \tag{4.14}$$

Macht man weiter den Ansatz

$$G_{LE}(\mathbf{x}) = e^{i \hat{\varphi} \sin(2\pi/\Gamma_x) x}, \tag{4.15}$$

der für das *LE* zutrifft, so folgt:

$$\eta_{LE} = 1 - J_0^2(\hat{\varphi}) \leq 1^{11)}. \tag{4.16}$$

Nimmt man dagegen gemäss (3.28)¹²⁾

$$G_{TE}(\mathbf{x}) = e^{i [\hat{\varphi}_1 \sin k_1 y + \hat{\varphi}_2 \sin(k_2 x + k_2 y)]}, \tag{4.17}$$

wie es die Sachlage beim *TE* nahelegt, so findet man

$$\eta_{TE} = 1 - J_0^2(\hat{\varphi}_2). \tag{4.18}$$

Soweit die Formulierung in (4.17) den tatsächlichen Gegebenheiten entspricht, zeigen *LE* und *TE* gleiche Lichtausbeute, unabhängig von der durch die Vordeformation bestimmten Grösse $\hat{\varphi}_1$. Insbesondere ist für $\hat{\varphi}_2 = 0$ auch $\eta_{TE} = 0$, selbst wenn $\hat{\varphi}_1 \neq 0$ ist. Es bleibt noch die Ermittlung der Helligkeitsverteilung in der Ebene $x_{P1} x_{P2}$ des *PS*. Dazu notiert man zunächst die Beziehung

$$A(\mathbf{x}_Q, \mathbf{x}_P) = \int_{S_2} S_2(\xi') A(\mathbf{x}_Q, \xi') e^{-i k (\mathbf{x}_P/R_P) \xi'} d\xi' \tag{4.19}$$

und definiert

$$I(\mathbf{x}_P) = \int_Q A(\mathbf{x}_Q, \mathbf{x}_P) A^*(\mathbf{x}_Q, \mathbf{x}_P) d\mathbf{x}_Q. \tag{4.20}$$

Durch Einführung der Steuerfunktion $G(\mathbf{x})$ folgt dann

$$I(\mathbf{x}_P) = \int_{S_1} S_1(\xi) \left| \sum_{m,n} g(m, n) S_2 \left(-\xi - \frac{\gamma}{k} R_G \right) e^{-i \nu \cdot \mathbf{x}_P} \right|^2 d\xi. \tag{4.21}$$

Setzt man

$$S_1(\xi) = \delta(\xi), \tag{4.22}$$

so bleibt

$$I_\delta(\mathbf{x}_P) = \left| \sum_{m,n} g(m, n) S_2 \left(-\frac{\gamma}{k} R_G \right) e^{-i \nu \cdot \mathbf{x}_P} \right|^2. \tag{4.23}$$

Für $S_2(\xi') \equiv 1$ resultiert

$$I_\delta(\mathbf{x}_P) = |G(\mathbf{x}_P)|^2,$$

und mit G_{LE} und G_{TE} zeigt der *PS* eine strukturlose konstante Helligkeitsdichte $I_\delta(\mathbf{x}_P) = 1$. Dagegen wird durch Unterdrückung derjenigen Fourierkoeffizienten

¹¹⁾ $J_0(x)$ ist die Besselfunktion mit Index Null.

¹²⁾ Für den Fall, dass das Projektionslicht *PL* an der Innenseite der *GS*-Oberfläche senkrecht auffällt und reflektiert wird wie in Figur 1.1, gilt: $\hat{\varphi} = 2 n k \hat{w}$, $n = 1,41 =$ Brechungsindex der *GS*.

$g(m, n)$, für die $S_2(\mathbf{x}/k R_G)$ gleich Null ausfällt, eine Struktur hervorgerufen. Man erkennt das, sobald wieder nach (4.12) spezialisiert wird.

$$I_\delta(\mathbf{x}_P) = \left| G(x_{P1}, x_{P2}) - \frac{1}{\Gamma_x} \int_0^{\Gamma_x} G(x'_{P1}, x_{P2}) dx'_{P1} \right|^2. \quad (4.24)$$

Mit (4.17) folgt

$$I_\delta(\mathbf{x}_P) = 1 + J_0^2(\hat{\varphi}_2) - 2 J_0(\hat{\varphi}_2) \cos[\hat{\varphi}_2 \sin(k_2 x_{P1} + k_3 x_{P2})]. \quad (4.25)$$

Der Fall (4.15) ist darin enthalten ($k_3 = 0$). Auch hier konstatiert man die Unabhängigkeit von der Variablen $\hat{\varphi}_1$. Die Lichtausbeute ist

$$\int I_\delta(\mathbf{x}_P) d\mathbf{x}_P = 1 - J_0^2(\hat{\varphi}_2) \quad (4.26)$$

wie nach (4.18).

Lässt man nur die ungeraden Ordnungen passieren und setzt eine Steuerfunktion gemäss (4.15) voraus, so kommt

$$I_\delta(\mathbf{x}_P) = \left| \sin\left(\hat{\varphi} \sin \frac{2\pi}{\Gamma_x} x_{P1}\right) \right|^2 \quad (4.27)$$

mit der Lichtausbeute

$$\int I_\delta(\mathbf{x}_P) d\mathbf{x}_P = \frac{1 - J_0(2\hat{\varphi})}{2}. \quad (4.28)$$

Das verfügbare Licht kann also nur bis 70% ausgenützt werden, was der schon erwähnten «Sättigung» der Schlierenoptik entspricht.

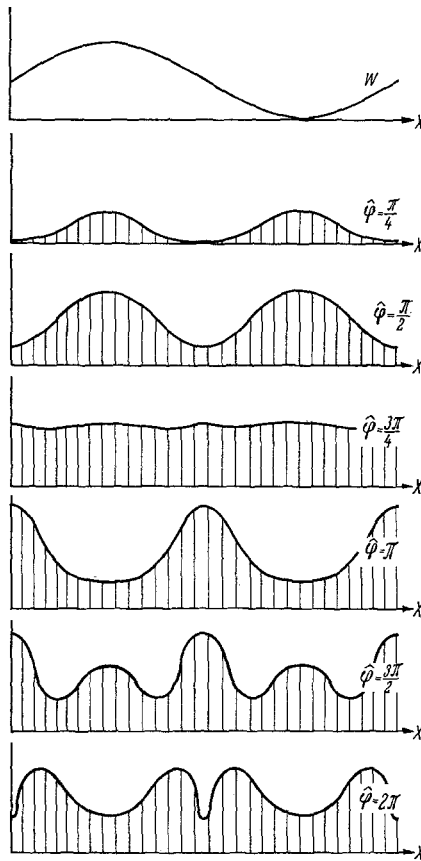
Von der Wiedergabe weiterer Resultate bezüglich Lichtausbeute für kompliziertere Verhältnisse – etwa mit Schlierenblenden verschiedener Spalt- und Barrenbreite – sei hier abgesehen. Man konsultiere dazu die Arbeiten von MAST und BAUMBERGER [M1] [B2]. In Figur 4.2 sind die Aussagen von (4.25) für $k_3 = 0$ aufgetragen. Die auffällige Ortsverschiebung der Maxima mit wachsendem $\hat{\varphi}_2$ lässt sich in praxi sehr gut beobachten.

5. Resultate und Probleme der apparativen Entwicklung

Es dürfte an dieser Stelle kaum angebracht sein, über den Verlauf und die mannigfaltigen technologischen Schwierigkeiten der Entwicklung des Elmikons mehr als in grossen Zügen zu referieren. Post factum sind die verschiedenen Seiten- und Abwege uninteressant. Überdies haben die bisherigen Resultate nur in einer – allerdings zuverlässig funktionierenden – Laborausführung ihre Konkretisierung gefunden. Die gegebenen Mittel verlangten ihren Einsatz vor allem in der Bereitstellung von Photoleitern und Gelen mit den benötigten Eigenschaften. Dagegen wurden andere Fragen, etwa geometrisch-optischer Natur, nur im Rahmen des unbedingt Nötigen behandelt. Verbesserungen sind sicher möglich und am Platze.

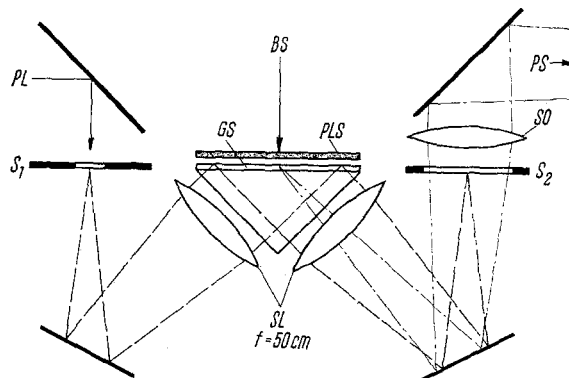
Als erstes wurde ein Versuchsmodell des LE hergestellt. Der Gesamtaufbau ist schematisch in Figur 5.1 wiedergegeben.

Bei ihrer Durchmusterung muss vor allem die Verwendung eines Prismas erwähnt werden. Begründet wird sie durch das Scheitern der Bemühungen, die freie Oberfläche der GS mit einem Belag mit folgenden Eigenschaften zu versehen:



Figur 4.2

Wiedergabe einer sinusförmigen Deformation w auf dem PS.



Figur 5.1

TE mit Totalreflexion (schematisch).

Beliebig oftmalige Deformation mindestens im gleichen Ausmass wie bei der *GS* möglich,

hohes Reflexionsvermögen für das Projektionslicht *PL*, minimale Durchlässigkeit für das gleiche Licht, um seinen stark störenden Einfluss auf die *PLS* auf unschädliche Grösse herabzudrücken, und

chemische Resistenz gegen das Material der *GS*.

Mittels eines Prismas lässt sich das *PL* derart auf die Oberfläche der *GS* richten, dass totale Reflexion eintritt: eine ideale Form eines deformierbaren Spiegels ist damit sichergestellt. Selbstverständlich funktioniert sie nur, soweit Licht tatsächlich mit einem entsprechenden Winkel auffällt. Für von Wänden, Linsenflächen usw. gestreuten Anteilen des *PL* ist das i. allg. nicht der Fall. Zeigt also die *PLS* gemäss ihrer spektralen Empfindlichkeit einen Effekt für *PL*, so ist besonders beim *LE* mit einer gravierenden Beeinträchtigung der Steuerung zu rechnen: der Widerstand des Photoleiters wird im Vergleich zu demjenigen des *SP* herabgesetzt und die zur Modulation verfügbare Potentialdifferenz über der *PLS* verkleinert.

Es erscheint allerdings naheliegend, zusätzlich als Trennung des *PL*-Kanals einerseits, des *BS*-Kanals andererseits auf der *PLS* eine dünne Deckschicht aus stark absorbierendem Material aufzubringen¹³⁾. Zur wirksamen Unterdrückung über grössere Spektralbereiche müssen jedoch mehrkomponentige Lagen mit entsprechend vergrösserter Dicke vorgesehen werden. Ein verkleinerter Durchgriff des elektrischen Steuerfeldes zur *GS*-Oberfläche ist dann nicht zu vermeiden. Erschwert wird dieser Ausweg durch die Tatsache, dass die mangelhafte Isolation von absorptionsstarken Stoffen sich ebenfalls im gleichen Sinne schädlich auswirkt. Der Gebrauch der Totalreflexion ist übrigens mit einer nachteiligen Schiefstellung der *GS* zur optischen Achse verbunden. Zur verzerrungsfreien Abbildung von *GS* auf den Projektionsschirm ist die Inkaufnahme optischer Korrekturmittel nicht zu umgehen.

Als Photoleiter wurden $50\ \mu$ dicke Schichten von im Vakuum aufgedampftem, amorphem Selen [W2] und in Araldit eingebettete Mischungen von Zinksulfid- und Kadmiumsulfid-Pulver¹⁴⁾ gebraucht.

Die bereits im Abschnitt III erwähnten Störungen bei *PLSn* mit körniger Struktur machten sich in voller Stärke bemerkbar. Sie ermöglichten bloss ein lichtschwaches, in der Gradation hartes Bild, wenn eine zu intensive Aufhellung des Dunkelfeldes durch den Schnee-Effekt vermieden werden sollte.

Die Gelsubstanz bestand zunächst aus Polyvinylchlorid (*PVC*), dessen elastische Eigenschaften durch Zusatz von Weichmacher entsprechend eingestellt wurden [S1] [G3]. Letzterer durfte weder durch trübende Agglomeratbildung im Innern noch durch Ausschwitzen an der Oberfläche zu Streulicht Anlass geben. Die $150\ \mu$ dicke Schicht wurde bei $160\text{--}180^\circ\text{C}$ teils mit freier Oberfläche, teils zwischen zwei optisch planen Glasplatten gegossen. In beiden Fällen war die Sicherung der von der Schlierenoptik geforderten Oberflächengüte ein dornenvolles Problem.

Später erfolgte der Übergang zu Silikonkautschuk mit angepassten Weichmachern [N1]. Silikongele empfehlen sich durch verschiedene Vorteile gegenüber den *PVC*-Gelen. Präparativ fällt ins Gewicht, dass der Gelierungsprozess bei Zimmertemperatur vor sich geht. Der Bereich linearer Dehnung ist wesentlich grösser, die Nachwirkungs-

¹³⁾ Die Verwendung eines Interferenzspiegels an Stelle der Absorptionsschicht schlägt [P3] vor.

¹⁴⁾ Korngrösse einige μ .

effekte kleiner. Besonders lästig ist eine Erscheinung, wie sie ausgeprägt für *PVC*-Gele gefunden wurde. Befindet sich etwa eine Staubpartikel im *SP*, so berührt es bei den üblichen Spaltgrößen von 30–60 μ meist zu gleicher Zeit *GS* und *PLS*. Durch Kapillarwirkung werden letztere miteinander verklebt. Die Haftung bleibt aber nicht auf die ursprüngliche Stelle des Staubkornes beschränkt, sondern breitet sich spontan in Gestalt von Fäden aus, die in gleichmässigen Abständen Verdickungen zeigen (deshalb Perlschnureffekt genannt). Innert einer halben Stunde ist dann die *GS*-Oberfläche vollständig verdorben, meist auch diejenige der *PLS*. Bei Silikongelen lässt sich wohl ein lokales Kleben, aber keine Ausbreitung feststellen.

Gemessen an der Bildqualität, waren die Versuchsergebnisse auf der Basis des *LE* enttäuschend. Da die Gründe dieses Versagens nur wenig Hoffnung liessen, in nützlicher Frist eine wesentliche Verbesserung zu erreichen, erfolgte bald der Übergang zum *TE*. Es sei aber ausdrücklich hingewiesen auf die Einfachheit des Aufbaus eines *LE*; in Spezialfällen dürfte sich ein Rückgriff auf seine Konzeption empfehlen. Bezüglich näherer Angaben über Bildqualität und Illustration der Nachteile wird auf [B2] verwiesen.

Soweit es die Auslegung der Optik betrifft, gilt auch bei dem jetzt zu besprechenden und in Funktion stehenden *TE* die Figur 5.1. Ferner seien folgende Einzelheiten angeführt:

Bildfeldgrösse: $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Optisches Raster: Linienraster nach Figur 3.5, Typ B, Periode 200 μ ; Spalt- und Stegbreite je 100 μ ; gegen das elektrische Raster um $\vartheta = 45^\circ$ verdreht.

Elektrisches Raster: Zahnbreite 50 μ , Abstand von zwei benachbarten Zähnen 150 μ . Es wird vom optischen Raster durch eine 0,2 mm dicke Quarzplatte getrennt. Um lästige Verzerrungen der Abbildung von S_1 auf S_2 auch in den Beugungsbildern zu vermeiden, ist die Fluchtlinie des elektrischen Rasters senkrecht zur optischen Achse gestellt.

Photoleiterschicht *PLS*: Antimonsulfid Sb_2S_3 , im Vakuum aufgedampft, Schichtdicke 1 μ .

Spalt *SP*: 60 μ , mit trockener Luft von Atmosphärendruck gefüllt.

Gelschicht *GS*: 150 μ dick; Silikongel. Die Oberfläche zeigt bei empfindlich eingestellter Schlierenoptik eine mehr oder weniger ausgeprägte radiale Welligkeit, mit Dickeninhomogenitäten von maximal 100 Å.

Projektionslichtquelle: Projektionsapparat mit 250-W-Lampe.

Bildgrösse auf dem Projektionsschirm: 1 m^2 .

Schlierenblende S_1 : 6 Spalten, 2 cm lang, 2 mm breit, Stegbreite 2 mm.

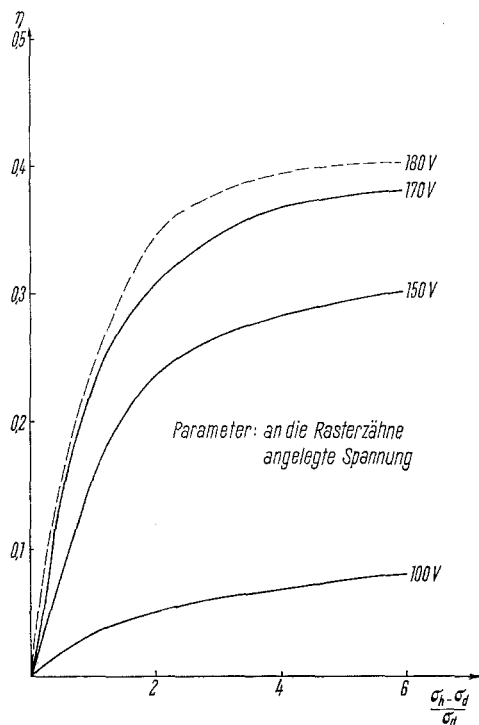
Schlierenblende S_2 : 5 Spalten, 6 cm lang, 1,6 mm breit, Stegbreite 2,4 mm.

Die Stegbreite bei S_2 ist grösser als die Spaltbreite bei S_1 ; durch diese Massnahme unterdrückt man u. a. langwellige Unebenheiten der *GS*-Oberfläche. Die grössere Länge der Spalten von S_2 wird durch die Wirkung der Vordeformation verlangt. Letztere liefert ja in der Ebene von S_2 eine ganze Serie von Beugungsbildern der einzelnen Spalten von S_1 , die je in Reihe längs der Spaltachsenrichtung angeordnet sind. Zum grossen Teil ragen sie über das strahlenoptische Bild des betreffenden Spaltes hinaus. Bei der dem Bildsignal *BS* entsprechenden Deformation wird aber von all diesen Beugungsbildern Licht in diejenigen geworfen, die mit der eigentlichen

Bilddeformation verbunden sind. Durch genügende Länge der Spalten von S_2 muss somit diesem Licht ein Durchtritt in Richtung des PS ermöglicht werden.

Der Bedarf an elektrischer Gleichspannung wird durch ein Netzgerät gedeckt; die eine Hälfte des Kammrasters weist eine Spannung von 200 V, die andere von 400 V gegen die GS auf. Strombedarf maximal 10^{-7} A.

Mit dieser Apparatur wurden zahlreiche Messungen durchgeführt. Die Aussteuerung der Schlierenoptik in Funktion der Deformation ergab die theoretischen Werte. Den experimentell gefundenen Zusammenhang zwischen Lichtausbeute der Schlierenoptik einerseits, relativer Widerstandsänderung des Photoleiters in den belichteten Partien andererseits gibt Figur 5.2.



Figur 5.2

Gemessene Lichtausbeute als Funktion der relativen Widerstandsänderung der PLS.

Auf der Ordinate ist die Ausbeute η nach Definition (4.11), auf der Abszisse der Wert von $\sigma_h - \sigma_d / \sigma_d$ aufgetragen. Man erkennt, dass bei der Erhöhung der Leitfähigkeit auf den 2,5fachen Dunkelwert die Ausbeute 30% beträgt. Besteht S_1 nur aus einem Spalt und blendet S_2 bloss die bei Vordeformation auftretenden Spektren aus, so genügt bereits eine 1,2fache Erhöhung zu 50%iger Aussteuerung. Die schwache Abweichung vom linearen Verlauf führt zu einer überraschend guten Gradation des Bildes.

Hier sei auf die lockere Verknüpfung der Natur des eingesetzten Photoleiters und der vom TE gestellten Bedingungen aufmerksam gemacht: man braucht bloss die relative Änderung des Widerstandes irgendeines Photoleiters in Abhängigkeit von

dessen Belichtung zu kennen, um anhand von Kurven der in Figur 5.2 gezeigten Art unmittelbar über die bei seinem Einsatz zu erwartende Lichtausbeute Aufschluss zu erhalten.

Die Messung der Verstärkung, d.h. des Verhältnisses

$$\frac{\text{Lichtfluss auf } PS}{\text{Lichtfluss des } BS'}$$

zeigte drastisch den nachteiligen Einfluss von Streulicht, das bis zur *PLS* durchsickert. Für sie ergab sich innerhalb des Gebietes linearer Abhängigkeit ein Wert ~ 1 , wenn das *PL* ständig eingeschaltet blieb. Wurde aber die *PLS* vorerst nur vom *BS* getroffen, so konnte kurz nach Einschalten eine um zwei bis drei Zehnerpotenzen höhere Verstärkung festgestellt werden. Innert weniger Sekunden fiel jedoch die Bildhelligkeit auf dem *PS* ab; die Intensität des Bildsignals war dann stark zu steigern, um wieder ein gleich helles Bild auf dem *PS* zu erhalten. Eine zahlenmässige Präzisierung gibt die Fussnote auf S. 45, wonach der Wert von $\sigma_h:\sigma_d$ in beiden Fällen gleich gross sein muss. Führt man ein:

$$\begin{aligned} \sigma_d &= \text{Leitfähigkeit für } BS = 0, \quad PL = 0; \\ \sigma_d + \Delta\sigma_{PL} &= \text{Leitfähigkeit für } BS = 0, \quad PL \neq 0; \\ \sigma_d + \Delta\sigma_{L'} &= \text{Leitfähigkeit für } BS = L', \quad PL = 0; \\ \sigma_d + \Delta\sigma_{PL} + \Delta\sigma_{L'} &= \text{Leitfähigkeit für } BS = L'', \quad PL \neq 0, \end{aligned}$$

so folgt die Bedingung

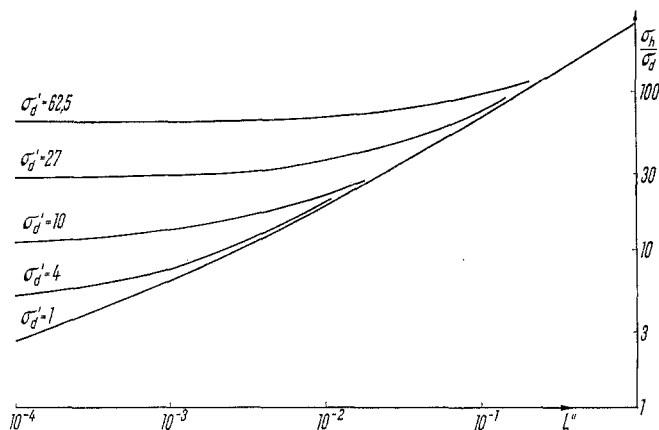
$$\Delta\sigma_{L'} = \Delta\sigma_{L'} \left(1 + \frac{\Delta\sigma_{PL}}{\sigma_d} \right). \tag{5.1}$$

Die Folgerung für die Grösse von L' bzw. L'' selbst lässt sich dann aus dem Zusammenhang zwischen Leitfähigkeit und Belichtung der *PLS* ablesen, wobei die Einwirkung des Streuanteils an *PL* als Parameter zu berücksichtigen ist. Für manche Photoleiter fällt das Verhältnis $L'':L'$ wesentlich grösser aus als der zweite Faktor auf der rechten Seite von 5.1. Ein konkretes Beispiel sei durch die Messkurven der Figur 5.3 gegeben. Auf der Abszisse ist L'' in willkürlichen Einheiten, auf der Ordinate das Verhältnis von $\sigma_h = \sigma_d + \Delta\sigma_{PL} + \Delta\sigma_{L'}$ zu σ_d aufgetragen. Parameter ist die Grösse $\sigma'_d = 1 + \Delta\sigma_{PL}/\sigma_d$. Nimmt man an, dass für maximale Helligkeit auf dem *PS* die Leitfähigkeit durch L'' auf das Dreifache erhöht werden muss, so ergibt sich folgende Zusammenstellung¹⁵⁾:

$1 + \frac{\Delta\sigma_{PL}}{\sigma_d}$	1	4,5	10	27	62,5
L''/L'	1	5	24	124	3700

Soweit sich bis jetzt beurteilen lässt, kann dieser eklatante Verlust an Verstärkung nur vermieden werden, wenn entweder die *PLS* keine Empfindlichkeit im Spektralbereich des *PL* oder das *PL* selbst eine geringe Intensität aufweist. Im ersten Fall ist etwa an den Einsatz eines nur im Ultraviolett empfindlichen Photoleiters zu denken,

¹⁵⁾ L''/L' ist proportional der Verstärkung bei fest gegebener Intensität des Projektionslichtes *PL*.



Figur 5.3

Abhängigkeit des *PLS*-Widerstandes von der *BS*-Intensität (Streulichteinfluss als Parameter).

im zweiten an die Verwendung des *TE* als Bildwandler, unter direkter Beobachtung der Geloberfläche mittels eines Okulars. Die Wahl eines Prismenmaterials mit hohem Brechungsindex könnte die Wirksamkeit der Totalreflexion an der *GS*-Oberfläche verbessern. Aber sie ist u. a. mit einer Verkleinerung der Phasenamplitude $\hat{\varphi}$ bei gegebener *GS*-Deformation \hat{w} verbunden.

Verschiedene Einzelfragen wurden in diesem Bericht nicht behandelt. Das gilt z. B. von der Potentialverteilung in der *PLS* bei beliebig grosser Änderung ihrer Leitfähigkeit durch das *BS* oder der exakten Bestimmung des komplizierten Zusammenhanges zwischen elektrischem Feld und Deformation des Gels. Die Behandlung eines anderen Punktes, nämlich der prinzipiellen Empfindlichkeitsgrenze des Elmikons, dürfte bei der jetzigen Lage nur akademisches Interesse haben. Das alte Krebsübel der Schlierenoptik, die mangelhafte Streulichtfreiheit oder Güte des Dunkelfeldes, weist eine aktuellere praktische Bedeutung auf, ebenso die Bereitstellung von Photoleitern, bei denen Empfindlichkeit, Zeitkonstante u. a. mehr von ausschlaggebender Bedeutung sind.

Dem Leiter der AFIF, Herrn Prof. Dr. E. BAUMANN, sei für verständnisvolle Geduld während langer Zeit und die Erlaubnis zu dieser Publikation gedankt. All den an der Entwicklung Beteiligten kommt ein Verdienst am Gelingen zu. An dieser Stelle seien namentlich die Herren WA. BAUMGARTNER, ing. phys. J. BERNEY, E. BOLZ, A. FREI, Dr. A. GÄUMANN und H. ZOLLINGER erwähnt.

LITERATURVERZEICHNIS

- [B1] M. BORN und E. WOLF, *Principles of Optics*, Pergamon Press, London 1959, S. 420.
- [B2] C. BAUMBERGER, *Contribution à l'amplification de brillance*, Diss. ETH, Zürich 1961.
- [F1] F. FISCHER und H. THIEMANN, *Theoretische Betrachtungen über ein neues Verfahren der Fernseh-Grossprojektion*, Schweiz. Archiv 7, 1, 33, 305, 337 (1941); 8, 15, 135, 169, 199 (1942). Einen neueren Bericht über das Eidophorverfahren bietet E. BAUMANN, *Vjschr. naturforsch. Ges. Zürich* 105, Neujahrsblatt 1960.
- [G1] J. GAYNOR und S. AFTERGUT, *Photoplastic Recording*, J. appl. Phys. 34, 2102 (1963).
- [G2] W. E. GLENN, *Thermoplastic Recording*, J. appl. Phys. 30, 1870 (1959).

- [G 3] H. GNAMM, *Die Lösungsmittel und Weichmachungsmittel*, Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1950.
- [K 1] W. D. KUPRADSE, *Randwertaufgaben der Schwingungstheorie und Integralgleichungen*, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956, § 18.
- [M 1] F. MAST, *Beiträge zur Theorie des Eidophorverfahrens*, Diss. ETH, Zürich 1953.
- [N 1] W. NOLL, *Chemie und Technologie der Silikone*, Verlag Chemie 1960.
- [P 1] Schweiz. Pat. 301 222, angemeldet 1952, erteilt 1954.
- [P 2] Schweiz. Pat. 378 432, angemeldet 1960, erteilt 1964.
- [P 3] Schweiz. Pat. 326 348, angemeldet 1955, erteilt 1957.
- [S 1] H. A. STUART, *Die Physik der Hochpolymeren*, Springer, Berlin 1956, Bd. IV, S. 566 ff.
- [W 1] N. E. WOLFF, *A Photoconductive Thermoplastic Recording System*, RCA Rev. 25, 200 (1964).
- [W 2] P. K. WEIMER und A. D. COPE, *Photoconductivity in Amorphous Selenium*, RCA Rev. 12, 314 (1951).

Summary

Proceeding from some basic ideas of the known Eidophor System, the conception of the Elmicon, a new type of image amplified and converter, is derived. A picture signal influences an electric field by its action on a photoconductor. The electric field itself produces deformations of a jellylike substance and controls in this way the light flux of a Schlieren system. Following a general discussion of the underlying ideas, the practical results hitherto obtained are reported.

(Eingegangen: 21. Juli 1966.)

On a Class of Non-Breaking Finite Amplitude Water Waves

By ALAN JEFFREY, Dept. of Eng. Mathematics, The University of Newcastle upon Tyne, England

1. Introduction

In a previous paper [1]¹⁾ a general method for the study of the development of jump discontinuities in nonlinear hyperbolic Equations [2] was applied to the case of the breaking of finite amplitude water waves on a sloping beach. In the present paper the problem is further examined for the case of depression waves and a related problem is also considered in which an initially sinusoidally varying water wave advances into deepening water which is at rest above a uniformly sloping sea bed. It is shown that, although depression waves advancing into deepening water will never break on the wavefront, in the other cases breaking or non-breaking on the wavefront is determined by a simple relationship between the product $A \omega$ of the amplitude and frequency of the incident waves and the gradient m of the sea bed.

In order to examine this problem a direct appeal is made to the earlier work [1] up to the stage at which an integral relation determining the critical time t_c of the breaking of waves is formulated. At this point in the previous work the approximation was made that $x_{\phi\phi}(t)$, the Jacobian of a certain coordinate transformation immediately

¹⁾ Numbers in brackets refer to References, page 65.