

**Zeitschrift:** Bulletin de l'Association suisse des électriciens  
**Herausgeber:** Association suisse des électriciens  
**Band:** 40 (1949)  
**Heft:** 17

**Artikel:** Bemerkungen zur Reflexionsverminderung von Optik  
**Autor:** Auwärter, Max / Dällenbach, W.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1056397>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 25.12.2024

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

Sur la fig. 3 (a) ont été représentées simultanément cette fonction  $Y(t)$  et la fonction  $y_1 = pht$ . La fonction  $y(t)$  cherchée, qui est leur différence, apparaît donc comme la somme de  $\varepsilon(t)$  et de fonctions formées de branches à pente constante. Les termes de cette somme peuvent être associés en 2 groupes, chacun d'eux étant un mouvement composant de  $y(t)$ , et cette association est possible d'une infinité de façons.

Parmi toutes ces combinaisons, deux sont particulièrement intéressantes, et sont représentées respectivement en 3 (b) et 3 (c).

En 3 (b) le premier des mouvements composants de  $y(t)$  est formé de branches à pente nulle. C'est ce que nous appellerons une fonction «rectangulaire» à 5 niveaux, dans la période  $M$ , à savoir:

|              |                  |
|--------------|------------------|
|              | 0 de 0 à 7       |
| $B' C' = BC$ | de $T$ à $2 T$   |
| $E' F' = EF$ | de $2 T$ à $3 T$ |
| $H' G' = HG$ | de $3 T$ à $4 T$ |
| $K' L' = KL$ | de $4 T$ à $5 T$ |

L'autre mouvement est:

$$\varepsilon(t) = \begin{cases} pht & \text{de } 0 \text{ à } T \\ ph(t-T) & \text{de } T \text{ à } 2 T \\ \dots\dots\dots & \dots\dots\dots \\ ph(t-mT) & \text{de } mT \text{ à } (m+1) T \end{cases}$$

En 3 (c) le premier des mouvements composants est simplement  $\varepsilon(t)$ , tandis que l'autre mouvement est formé de branches à pente  $-ph$ , chaque branche s'étendant sur la durée de transmission d'une photo, soit de 0 à  $3 T$  pour la photo I et de  $3 T$  à  $5 T$  pour la photo II. Ce sont, en fait, des dents de scie d'amplitude  $h$  et de période  $P$  dont la première est prolongée jusqu'à  $3 T$ , et dont la seconde n'intervient qu'à l'instant  $3 T$ .

Si l'on suppose maintenant que l'on donne au sélecteur le mouvement formé avec  $\varepsilon(t)$ , tandis que l'autre mouvement est celui d'une déflexion intermédiaire entre le film et le plan d'analyse, on voit que ce dernier mouvement a pour effet de compenser le mouvement  $y_1 = pht$  du film de deux façons différentes.

En 3 (b), la compensation consiste à replacer, au début de chaque trame, la photo par rapport au sélecteur dans la même position relative qu'elle occupait à l'instant 0. C'est ce que l'on peut appeler une compensation discontinue, trame par trame. On peut utiliser des prismes défecteurs, démasqués à tour de rôle, pendant une durée  $T$  par un obturateur. Dans le cas général,  $b$  niveaux différents sont nécessaires. Cette solution est déjà connue dans le cas où  $P = 2 T$  et elle a été utilisée notamment avec des tubes de *Farnsworth*.

Si, dans le tube analyseur, il existe une surface à accumulation, la distribution projetée sur cette surface ne doit pas présenter de mouvement d'ensemble, et la compensation discontinue, trame par trame, doit être remplacée par le second procédé, de la fig. 3 (c).

En 3 (c), en effet, la compensation consiste à immobiliser dans le plan d'analyse, successivement chaque photo, pendant la durée nécessaire à leur transmission. C'est ce que l'on peut appeler une compensation continue, photo par photo. Elle peut être obtenue optiquement par un système de  $a$  miroirs tournants, associés à un obturateur qui les fait entrer en action au moment voulu.

Dans les deux cas, la durée de commutation n'est pas nulle, mais elle doit être au plus égale à la durée consentie pour le retour du spot puisque toute commutation coïncide avec un changement de trame.

Adresse de l'auteur:

S. Mallein, Ingénieur en chef de la Radiodiffusion Française, 107, rue de Grenelle, Paris 7<sup>e</sup>.

## Bemerkungen zur Reflexionsverminderung von Optik

Von Max Auwärter, Balzers, Liechtenstein

535.312 : 539.23

Bei optischen Systemen mit einer grösseren Zahl von Glas-Luftflächen treten, besonders bei punktförmigen Strahlungsquellen, störende Nebenbilder auf. Ein solches System liegt z. B. beim Grossprojektor der ETH vor. Hier ist dieser Effekt besonders schwerwiegend infolge der Nebenbilder im Schlierenobjektiv so dass es notwendig ist, das Reflexionsvermögen der Glas-Luftflächen *wesentlich* herunterzusetzen.

Der Physiker spricht mit Recht von «Reflexionsverminderung», weil eine Totalauslöschung des reflektierten Lichtes an einer Grenzfläche mit den der Praxis zur Verfügung stehenden Mitteln unmöglich ist. Wie weit eine quantitative Auslöschung zu erreichen ist, kann lediglich auf Grund der theoretischen Berechnungen abgeschätzt werden; deren Kenntnis ist im allgemeinen noch nicht ausreichend, um eine praktische Verwirklichung erzielen zu können, da gewisse Randwertprobleme eine entscheidende Rolle spielen. Deren Ansatz hängt von den physikalischen Daten der der Praxis zur Verfügung stehenden Substanzen ab.

Die Reflexionsverminderung an Glasoberflächen ist eine altbekannte Erscheinung. Lange gelagerte, den atmosphärischen Einflüssen ausgesetzte Glasoberflächen insbesondere mit einem hohen Prozentsatz an alkalischen Komponenten sind in dünnen Oberflächenschichten oft ausgelaugt, so dass nur ein kieselsäurereiches Skelett stehenbleibt, dessen mittlerer Brechungsindex wesentlich kleiner ist, als derjenige der homogenen Glasunterlage. (Fall der Übergangsschicht mit inhomogenem Brechungsindex.) Erst durch die Arbeiten von *Bauer*, *Blodgett*, *Smakula* und *Turner* jedoch wurde die physikalische Grundlage für die Erreichung einer bewussten und mit bestimmter Wirkung erzielbaren Reflexionsverminderung bekannt.

Fig. 1 gibt eine schematische Darstellung der an Grenzflächen auftretenden Amplituden. Um eine einfache Berechnung zu ermöglichen, setzen wir dabei homogene, diskrete Schichten voraus. Dies dürften wir insofern tun, als wirklich hochwertige Reflexionsverminderungen heute nur mit solchen Schichten erzeugt werden. Der Grenzfall der Übergangsschicht würde experimentell noch grössere Schwierigkeiten mit sich

bringen, so dass wir ihn für die folgenden Betrachtungen nicht berücksichtigen. Fig. 1a zeigt schematisch den physikalischen Vorgang an *einer* Grenzschicht; Fig. 1b dasselbe für *zwei* Grenzschichten.

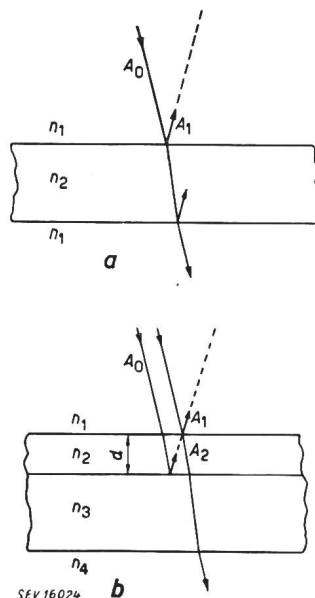


Fig. 1

Schematische Darstellung  
der Reflexion an den  
Grenzschichten ( $A_0 = 1$ )  
 $A$  Amplitude;  
 $n$  Brechungsindex

Unter Vernachlässigung der Mehrfachreflexionen muss dann für eine Schichtstärke  $d = \frac{\lambda_0}{4 n_2}$  sein

$$A_1 - A_2 = 0 \tag{1}$$

oder

$$\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} - \frac{n_3 - n_2}{n_3 + n_2} = 0.$$

Die Berechnung gibt

$$n_2 = \sqrt{n_1 n_3} \tag{2}$$

Bei Berücksichtigung der Mehrfachreflexionen in der Schicht der Fig. 1b an den beiden Grenzflächen führt dieser einfache Fall zufällig zum selben Ergebnis.

Die exakte Berechnung, die hier nicht wiedergegeben werden soll, ergibt für die oben betrachtete Einfach-Schicht

Gesamtamplitude 
$$A^* = \frac{A_1 + A_2 e^{j\alpha}}{1 + A_1 A_2 e^{j\alpha}} \tag{3}$$

oder für die Schichtstärke  $d = \frac{\lambda_0}{4 n_2}$

$$A^* = A_1 - A_2 = 0 \quad (\text{siehe Gl. 1}).$$

Die einfache Umrechnung der Gleichung (3) führt zu

$$|A^*|^2 = R = \frac{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \alpha}{1 + A_1^2 A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \alpha} \tag{4}$$

wo  $R$  das Reflexionsvermögen bedeutet.

Für Amplituden  $A \leq 0,2$  wie wir sie meist zur Realisierung der Reflexionsverminderung benutzen, wird das  $A_1^2 \cdot A_2^2 \leq 16 \cdot 10^{-3}$ , beträgt also nur ungefähr 2% des Betrages von  $2 A_1 A_2$ . Wir können also dieses Glied ohne Bedenken vernachlässigen, so dass wir auch schreiben können:

$$R = \frac{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \alpha}{1 + 2 A_1 A_2 \cos \alpha} \tag{5}$$

Da der Nenner für obigen Fall den Wert zwischen 1,00 und  $1,00 \pm 0,08$  besitzt, wollen wir ihn für die überschlägige Rechnung streichen. Damit ist

$$R = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \alpha \tag{6}$$

Diese Formel aber sagt aus, dass eine Auslöschung nur möglich ist für  $\cos \alpha = -1$ , also für

$$R = A_1^2 + A_2^2 - 2 A_1 A_2 = (A_1 - A_2)^2 = 0 \quad (\text{siehe Gl. 1}).$$

Da  $\alpha = \frac{4 \pi d n}{\lambda}$  ist,

$d$  aber für die Nullstelle

$$d = \frac{\lambda_0}{4 n} \text{ gesetzt wurde, gibt}$$

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{\lambda} \pi \tag{7}$$

Für  $\lambda \neq \lambda_0$  ist innerhalb der Periode  $\cos \alpha \neq \pm 1$  und liegt zwischen  $+1$  und  $-1$ ; d. h. aber, dass die Auslöschungsbedingung nur für  $\lambda = \lambda_0$  gilt, während für alle anderen Werte  $R \neq 0$  ist.

Meines Wissens hat *Hiesinger* erstmalig schon im Jahr 1946 mit den allgemeinen Minimumbedingungen für Mehrfachschichten nach exakter Berechnung operiert. Die Formeln lauten:

|             |   |
|-------------|---|
| $n_1$ Luft  |   |
| $n_2$ _____ | $n_2 = \sqrt{n_1 n_3}$ (Einfachschicht) |
| $n_3$ Glas  |   |

|             |  |
|-------------|--|
| $n_1$ Luft  |  |
| $n_2$ _____ | $\frac{n_2}{n_3} = \sqrt{\frac{n_1}{n_4}}$ (Zweifachschicht) |
| $n_3$ _____ |  |
| $n_4$ Glas  |  |

|             |  |
|-------------|--|
| $n_1$ Luft  |  |
| $n_2$ _____ | $\frac{n_2 \cdot n_4}{n_3} = \sqrt{n_1 \cdot n_5}$ (Dreifachschicht) |
| $n_3$ _____ |  |
| $n_4$ _____ |  |
| $n_5$ Glas  |  |

usw.

Selbstverständlich gelten diese Formeln nur für die Nullstelle

$$\lambda = \lambda_0 \quad \text{bei } d = \frac{\lambda_0}{4 n_x}$$

Um nun einen Überblick über die Verhältnisse bei beliebig vielen Schichten zu erhalten, vernachlässigen wir wie bereits bei Gl. (5) alle Glieder kubischer und höherer Potenz und erhalten dann nach umständlicher Umrechnung die endliche Reihe für  $(m - 2)$  Schichten:

$$|A^*|^2 = R = \frac{\sum_{m=1}^{n+1} A_m^2 + 2 \left[ \cos \alpha \sum_{m=2}^{n+1} A_m A_{m-1} + \cos 2\alpha \sum_{m=3}^{n+1} A_m A_{m-2} + \dots + \cos n \alpha A_n A_{n+1} A_1 \right]}{1 + 2 \left[ \cos \alpha \sum_{m=2}^{n+1} A_m A_{m-1} + \cos 2\alpha \sum_{m=3}^{n+1} A_m A_{m-2} + \dots + \cos n \alpha A_n A_{n+1} A_1 \right]} \tag{9}$$

Da für  $\lambda = \lambda_0$

$\sum A_m^2 = 2 [ ]$  sein muss, kann der Nenner wesentlich von 1 abweichen. Für diesen Fall aber soll gerade  $R = 0$  sein, so dass wir schreiben können:

$$R = \sum A_m^2 + 2 [ ] = 0 \tag{10}$$

bei  $\lambda_0$

Diese Gleichung stellt uns in Annäherung die Schmiegunskurve um  $\lambda_0$  dar, also den Bereich der Funktion, der uns besonders interessiert. Für Werte, bei denen  $R$  sehr stark von 0 abweicht, muss ja

$$|\sum A_m^2 \gg 2 [ ] \text{ sein.} \tag{11}$$

Da das Reflexionsvermögen im Maximum = 1 sein darf, kann  $2 [ ]$  im Maximum  $< 1$  sein und damit  $\sum A_m^2 < 1$ . Somit muss unter Berücksichtigung von (11)  $2 [ ] \ll 1$  sein. Dafür aber weicht der Nenner wenig von 1 ab, so dass wir ihn in grober Annäherung auch für die Randpartien vernachlässigen dürfen. Damit aber können wir unsere Auslöschungsbedingung in einfachster mathematischer Form niederschreiben. Aus Gleichung (10) wird

$$R = A_0 + A_1 \cos \alpha + A_2 \cos 2 \alpha + A_3 \cos 3 \alpha + \dots \tag{12}$$

Wir haben die Kurve für das Reflexionsvermögen in Annäherung durch eine Fourriergleichung dargestellt und damit eine denkbar einfache, anschauliche Diskussionsbasis für die Möglichkeit der Ausführung von Reflexionsverminderungen geschaffen.

Tragen wir das Reflexionsvermögen  $R$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  auf, dann erhalten wir für den einfachsten Fall die bereits angeschriebene Gleichung (6) (Einfachschicht) in Form einer durch den Maßstab verzerrten  $\cos$ -Funktion. Gleichung (12) sagt uns weiterhin sofort, dass es bei Verwendung einer genügend grossen Zahl von Schichten möglich sein müsste, eine praktisch totale Auslöschung zu erzielen zwischen  $\lambda_0/2$  bis  $\infty$ .

Dabei müsste nach kürzeren Wellen die Periode wiederholbar sein, wenn die zur Schichtherstellung verwendeten Substanzen keine Dispersion besitzen würden. Dies ist natürlich weder für kürzere noch für längere Wellen der Fall, so dass die angegebene Grenze nur beschränkten Sinn hat. Wir sehen also, welche bedeutende Rolle die physikalischen Daten der benutzten Substanzen für die zur Lösung anzusetzenden Randbedingungen spielen. Wir können natürlich diese vereinfachten Überlegungen mit Hilfe der Vektorendarstellung der an den Grenzschichten auftretenden Amplituden besonders anschaulich darstellen. Insbesondere zeigt die Fourriergleichung, dass die Kurve der Reflexionsverminderung die eine günstige Lösung unter unendlich vielen ungunstigen Fällen ist. Damit aber ist unsere Behauptung, dass nur die theoretische Vorsichtung zu einem vernünftigen experimentellen Ergebnis führen kann, bewiesen.

In den folgenden Figuren sind Kurven teils theoretischer, teils experimenteller Natur wiedergegeben.

Fig. 2 zeigt eine Einzelschicht nach Gleichung (6). Die Steilheit des Anstieges der Kurvenzweige von der Nullstelle aus nach kurzen und langen Wellen bestimmt das Restreflexionsvermögen. Fig. 3 stellt die Kurve für das Reflexionsvermögen einer Einzelschicht dar, wie sie das Experiment

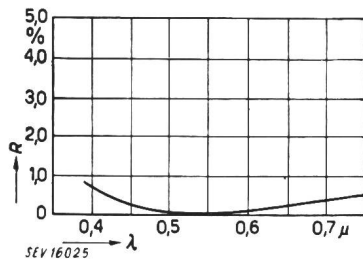


Fig. 2  
Theoretisches  
Reflexionsvermögen  
einer Einzelschicht  
 $\lambda$  Wellenlänge;  
R Reflexionsvermögen

realisieren lässt. Die theoretische Berechnung lässt sich natürlich jederzeit mit Gleichung (5) durchführen. Die Abweichung von der Kurve der Fig. 2 ist gravierend. Insbesondere zeigt die Kurve in Fig. 3 nirgends eine Nullstelle. Dies hat folgende Gründe: Die Praxis stellt an eine reflexionsvermindernde Schicht die Forderung einer hohen mechanischen und chemischen Beständigkeit. Für ein Glas von  $n_3 = 1,5$  müsste nach Gl. (2) der Brechungsindex der aufzubringenden Schicht

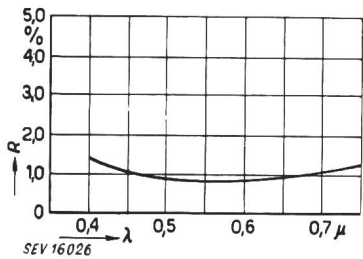


Fig. 3  
Experimentelles  
Reflexionsvermögen  
einer Einzelschicht  
aus Kryolith  
 $\lambda$  Wellenlänge;  
R Reflexionsvermögen

$n_2 = 1,225$  sein, um eine Auslöschung bei  $\lambda_0$  zu erzielen. Substanzen, die alle diese Forderungen erfüllen, stehen aber nicht zur Verfügung. Optisch am günstigsten ist der Kryolith, der trotz seiner mechanisch und chemisch mangelhaften Beständigkeit in vielen Fällen genügt. Sein Brechungsindex ist 1,34; Kurve Fig. 3 stellt die mit ihm erzielbare Reflexionskurve dar. Fig. 4 zeigt eine Zweifachschicht, die experimentell gewonnen

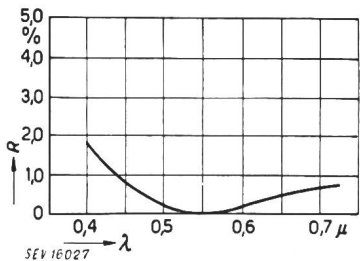


Fig. 4  
Experimentelles  
Reflexionsvermögen  
einer Zweifachschicht  
 $\lambda$  Wellenlänge;  
R Reflexionsvermögen

worden ist. Diese Kurve liegt ungünstiger als die theoretische aber wesentlich günstiger als die experimentelle Einzelschicht. In Fig. 5 ist eine Vierfachschicht dargestellt, wie sie durch das Experiment gewonnen werden konnte.

Es ist unzweckmässig, mit mehr Schichten eine noch weitergehende Reflexionsverminderung zu erzielen, da sonst der experimentelle bzw. der fabrikatorische Aufwand zu gross würde, um eine technische Rentabilität zu erreichen. Anders sieht der Fall dann aus, wenn die Optik dahinstrebt, mit bestimmten Linsenkombinationen, die bei der Berechnung auf störende Nebenbilder nicht mehr Rücksicht nehmen müssen, zu arbeiten, um damit einen weiteren Freiheitsgrad in ihren Möglichkeiten auszunutzen. Zu diesem Punkt ist jedoch eine sehr eingreifende Begrenzung zu nennen. Mit der Reflexionsverminderung erzielt man, physikalisch gesprochen, eine Beseitigung eventuell störender Nebenbilder, die durch die

Linsenwirkung bzw. Hohlspiegelwirkung der Linsenoberflächen auf der Bildebene entstehen, nicht jedoch beeinflusst man durch die Reflexionsverminderung das Streulicht einer Glasoberfläche, das durch gewisse Rauigkeit derselben, bzw. durch eine gewisse Verschmutzung immer vorhanden ist. Wir haben orientierende Versuche durchgeführt über das Ausmass

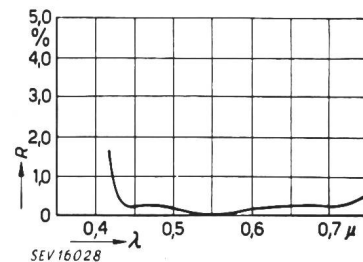


Fig. 5  
Experimentelles  
Reflexionsvermögen  
einer Vierfachschicht  
 $\lambda$  Wellenlänge;  
R Reflexionsvermögen

dieses sogenannten Tyndall-Lichtes und stellen fest, dass bei sorgfältigst durchgeführter Reflexionsverminderung, die allerdings einen ganz besonderen Aufwand an Vorbereitungen und Sauberkeit stellt, im Maximum gerade das Streulicht einer besonders gut gereinigten Glasoberfläche erreicht wird. Meist jedoch ist das Streulicht des reflexionsverminderten Belages grösser als das Streulicht einer gereinigten Glasoberfläche. Der Grund dafür liegt einfach darin, dass die Möglichkeit der Beschädigung einer solchen reflexionsverminderten Oberfläche infolge bestimmter physikalischer Faktoren grösser ist, als bei einer Glasoberfläche. Ich halte es für zweckmässig, sich über diesen Punkt einmal volle Klarheit zu verschaffen, wenn auch der störende Anteil des Streulichtes dieser Art meist von nicht gravierender Bedeutung ist, so dass, im allgemeinen wenigstens, der Optiker eine Erhöhung desselben weder in einer Heruntersetzung der Durchlässigkeit, noch in einer Vergrösserung des allgemeinen Schleiers bemerkt. Der über die Halbkugel integrierte Verlust an gerichtetem Licht durch die Streuung in Form von Tyndall-Licht liegt in der Grössenordnung von 1/10...1/100%.

Zum Schluss möchte ich noch auf Folgendes hinweisen:

1. Je besser die Reflexionsverminderung im Schwerpunkt der Augenempfindlichkeit ist, um so reiner ist die Purpurfärbung.

2. Je besser eine reflexionsverminderte Oberfläche ist, um so empfindlicher ist sie gegenüber Verschmutzung.

Es ist deshalb notwendig, solche Oberflächen extrem sauber zu halten, da die Aufbringung z. B. eines Fettfilmes in der Grössenordnung von 0,1  $\mu$  die ganze Reflexionsverminderung zunichte macht und in besonderen Fällen sogar eine Reflexionserhöhung gegenüber der Glasoberfläche bringt. Dies lassen die entwickelten Formeln gut verstehen. Man muss deshalb, da die Optik häufiger zu reinigen ist, als dies bei nichtreflexionsverminderten Gläsern der Fall ist, Schichten aufbauen, die genügend hart und chemisch widerstandsfähig sind; eine Forderung, die dem Experimentator nicht vorauszu sehende Schwierigkeiten bereitet. Das Herstellungsproblem ist heute jedoch gelöst.

Sind länger gelagerte Glasoberflächen optisch zu vergüten, dann zeigen sich meist Unregelmässigkeiten in der Färbung der aufgetragenen Schichten. Ursache ist die physikalisch inhomogene Oberfläche, die lediglich durch Polieren wieder instand zu setzen wäre. Durch ihren Zustand werden die Kondensationsbedingungen wesentlich beeinflusst, so dass die genaue Einstellung der ersten Schicht oft unmöglich ist.

Ich hoffe, im vorhandenen, kurzen Zeitrahmen einige orientierende Gesichtspunkte gegeben zu haben, die zeigen, was man von der Reflexionsverminderung erwarten kann, und in welcher Weise man bei der Reflexionsverminderung besondere Sorgfaltspflichten berücksichtigen muss.

Adresse des Autors:

Dr. phil. M. Auwärter, Physiker, Direktor der Gerätebau-Anstalt, Balzers, Liechtenstein.

## Diskussionsbeitrag

Von W. Dällenbach, Zürich

Bei der bedeutenden Rolle, welche hochfrequente elektrische Vorgänge in der Fernsichttechnik spielen, mag es erlaubt sein, darauf hinzuweisen, dass das Problem der Reflexionsverminderung an Oberflächen optischer Gläser eine exakte Analogie in der Theorie der Energieleitungen für Hochfrequenz hat: Eine erste Energieleitung vom Wellenwiderstand  $W_a$  ( $a$  Anfang) soll über ein Transformationsstück an eine zweite Energieleitung, welche mit einem ohmschen Widerstand gleich ihrem Wellenwiderstand  $W_e$  ( $e$  Ende) abschliesst, derart angeschaltet werden, dass über die erste Leitung einfallende hochfrequente Energie der Vakuumwellenlänge  $\lambda$  reflexionsfrei nach dem Abschlusswiderstand der zweiten Leitung fließt. Bekanntlich wird diese Aufgabe der Anpassung zweier Energieleitungen von verschiedenem Wellenwiderstand in einfachster Weise durch ein Transformationsstück einer Länge äquivalent  $\lambda/4$  mit einem Wellenwiderstand  $W = \sqrt{W_a \cdot W_e}$ , also gleich dem geometrischen Mittel aus  $W_a$  und  $W_e$  exakt gelöst, natürlich nur für die eine Wellenlänge  $\lambda$ . Dem entspricht in der Optik der Fall mit einer Schicht. Ändert die Vakuumwellenlänge von  $\lambda$  auf  $\lambda + \Delta\lambda$ , so wird in der ersten Energieleitung einfallende Energie wieder reflexionsfrei aufgenommen, wenn hinter dem Transformationsstück nicht mehr mit einem ohmschen Widerstand gleich  $W_e$ , sondern mit einer Impedanz  $Z$  abgeschlossen wird.  $Z$  lässt sich allgemein durch eine Potenzreihe in  $\Delta\lambda/\lambda$  darstellen:

$$Z = W_e [1 + a_1 \Delta\lambda/\lambda + a_2 (\Delta\lambda/\lambda)^2 + \dots + a_n (\Delta\lambda/\lambda)^n + \dots]$$

für  $\Delta\lambda/\lambda = 0$  wird  $Z = W_e$ , wie es sein muss. Der Unterschied zwischen  $Z$  und  $W_e$  ist ein Mass der Frequenzabhängigkeit der Anpassung.

Statt nur eines Transformationsstückes einer Länge äquivalent  $\lambda/4$  können die beiden Energieleitungen auch durch  $n$  in Reihe geschaltete Transformationsstücke, jedes von einer Länge äquivalent  $\lambda/4$ , und mit den respektiven Wellenwiderständen  $W_1, W_2, \dots, W_n$  aneinander angepasst werden. Diese  $n$  Grössen  $W_1$  bis  $W_n$  haben der Bedingung für Anpassung, eine Verallgemeinerung der oben für den Fall  $n = 1$  angegebenen Beziehung, zu genügen. Es bleiben also  $n-1$  der  $n$  Grössen  $W_1$  bis  $W_n$  frei wählbar. Wie man zeigen kann<sup>1)</sup>, ist es möglich über die  $n$  Grössen  $W_1$  bis  $W_n$  derart zu verfügen, dass erstens die Bedingung für Anpassung erfüllt ist und zweitens im Ausdruck für  $Z$  die Koeffizienten  $a_1$  bis  $a_{n-1}$  verschwinden.  $Z$  reduziert sich also auf

$$Z = W_e [1 + a_n (\Delta\lambda/\lambda)^n + \text{höhere Potenzen}].$$

Der für die Frequenzabhängigkeit verbleibende Unterschied zwischen  $Z$  und  $W_e$  ist also mindestens von  $n$ -ter Ordnung in  $\Delta\lambda/\lambda$ . Der Koeffizient  $a_n$  hängt noch von  $W_a$  und  $W_e$  ab. Die zitierte Veröffentlichung enthält erstens die Vorschrift, wie im allgemeinen Fall die  $W_1$  bis  $W_n$  zu berechnen sind, und zweitens für  $n = 2, 3$  und  $4$  die entsprechenden auch auf den Fall der reflexionsfreien Optik numerisch anwendbaren Formeln.

## Adresse:

Dr.-Ing. W. Dällenbach, Beustweg 3, Zürich 32.

<sup>1)</sup> Dällenbach W., Transformationsstücke mit von der Wellenlänge unabhängigem Übersetzungsverhältnis. Hochfrequenz-techn. u. Elektroakustik Bd. 62(1943), Nr. 2, S. 33..38.

## Proposte per la Standardizzazione della Televisione in Italia e nuovo Generatore Elettronico per la Sincronizzazione in Televisione

Di A. V. Castellani \*, Novara, Italia

389.6 : 621.397.5 (45)

## 1. Premessa

Questa conferenza ha lo scopo principale d'informare i tecnici stranieri convenuti a questo Congresso Internazionale di Televisione delle proposte fatte dall'Autore al Comitato Nazionale Tecnico di Televisione per la standardizzazione della televisione in Italia ed inoltre per presentare un nuovo metodo per la sincronizzazione televisiva, sistema interlacciato, proposto per un eventuale Centro Nazionale di sincronizzazione.

### 2. Proposta per le caratteristiche d'analisi (definizione delle caratteristiche in rapporto alla risoluzione d'immagine, formato d'immagine, frequenza d'immagine, interlacciato ecc.)

Con la premessa che le caratteristiche d'analisi e quindi di ricomposizione delle immagini televisive sono senza dubbio la base principale di un servizio televisivo, in quanto da una loro felice scelta dipende non solo il successo attuale ma anche quello avvenire del servizio stesso, ne deriva che la standardizzazione di queste caratteristiche deve essere fatta con la massima prudenza vagliando allo scopo ogni loro fattore determinante.

\* Discorso tenuto di M. Ferrario, Ing., Segretario Tecnico del Comitato Nazionale Tecnico di Televisione, via Marconi 72, Milano.

Intanto, se nei primordi della televisione la tecnica di allora non permetteva che caratteristiche per risultati molto limitati, quella moderna invece non ha quasi limiti pratici per giungere alle immagini di qualità cinematografica e quindi il normalizzatore non ha in realtà un compito troppo difficile almeno per i fattori tecnici.

Inoltre l'Italia si trova per la televisione in una posizione speciale permettente un qualsiasi livello tecnico di partenza in quanto, essendo stata privata per ragioni belliche dei due preesistenti impianti di Roma e Milano a 441 linee e non esistendo oggi alcuna radiodiffusione televisiva, una qualsiasi modifica per un eventuale nuovo servizio italiano, non solo non danneggerebbe nessuno, utenti privati compresi, ma presenterebbe invece notevoli e finali vantaggi.

Infatti la media di 450 linee è, per quanto si dirà ora, solamente un punto di partenza commerciale che permette di giungere, dopo un certo numero di anni per l'ammortamento degli impianti e per l'autonoma sostituzione del ricevitore da parte del privato, alla media definitiva di 1000 linee e di conseguenza per l'Italia viene in considerazione la possibilità di scelta del livello di partenza fra le 450 e le 1000 linee medie.

Evidentemente, partendo quì da noi con la media di 450 linee, sarebbe come riprendere la qualità di