

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins :
gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen
Elektrotechnischen Vereins (SEV) und des Verbandes Schweizerischer
Elektrizitätswerke (VSE)

Band: 64 (1973)

Heft: 2

Artikel: Licht als Nachrichtenträger

Autor: Larsen, H.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-915503>

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: 18.10.2024

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

BULLETIN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS

Gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins (SEV)
und des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätswerke (VSE)

Licht als Nachrichtenträger

Von H. Larsen

621.391.63 : 621.382

Die Fortschritte in der Technologie verlustarmer Gläser und in der Erzeugung und Detektion von Licht mit Halbleiter-Bau-elementen ermöglichen es, ein Nachrichtenübertragungssystem zu entwerfen, das sehr breite Frequenzkanäle in sehr flexibler Weise in einem Netz verteilen kann. Es werden die physikalischen Prinzipien von Lichtkabeln, Laserdioden und Lawinen-Photodioden erläutert und Betrachtungen angestellt, welche Übertragungsaufgaben in Zukunft mit den neuen Mitteln gelöst werden können.

Les progrès réalisés en technologie des verres de faibles pertes et dans la production et la détection de la lumière avec des composants semi-conducteurs permettent de concevoir un système de télécommunication capable de répartir d'une façon très souple de très larges canaux de fréquence dans un réseau. L'auteur décrit les principes physiques de câbles de transmission de la lumière, de diodes laser et de photodiodes à avalanche, puis indique quelles tâches de transmission pourront être réalisées à l'avenir avec ces nouveaux moyens.

1. Einleitung

Was bewirkt eigentlich, dass man in jüngster Zeit viel darüber diskutiert, wie man Nachrichten mit Hilfe von Licht übermitteln könnte, und dieses noch dazu nach einer grossartigen Entwicklung der elektrischen Nachrichtenübertragungstechnik seit Erfindung von Telegraph, Telephon, Kabel-, Funk- und weltweiter Satellitenübertragung? Denkt man an die Technik der Feuerzeichen der Naturvölker oder an Napoleons Relaisdienst mit Semaphoren als primitive Vorfahren zur modernen Nachrichtenübermittlung auf elektrischem Wege, so müssen offenbar erhebliche wissenschaftliche Fortschritte im Spiele sein, wenn bei der Lichtübertragung mehr herauskommen soll als eine von Wind und Wetter abhängige Übermittlung von – wie man heute sagen würde – Bitraten äusserst geringen Umfangs. In der Tat bieten gewisse Ergebnisse der modernen Festkörperforschung und der Forschung auf dem Gebiet nichtkonventioneller elektromagnetischer Wellenleiter nicht nur die Möglichkeit, das, was man mit elektrischen Mitteln leisten kann, auch mit Licht zu erreichen, sondern darüber hinaus ergeben sich ganz spezifische technisch-wissenschaftliche Vorteile und neuartige, erweiterte Fähigkeiten der Kommunikation in künftigen Jahrzehnten. Diese Vorteile liegen, wie gezeigt werden soll, zum einen in einfachen, unempfindlichen Geräten geringer Abmessung und in einer neuen, material- und gewichtsparenden Technik der Kabel, die leicht verlegbar sind und damit einen flexiblen Einsatz bei rasch aufkommenden Kommunikationsbedürfnissen ermöglichen. Zum anderen kann infolge der vielfach grösseren Übertragungsbandbreite optischer Systeme gegenüber den elektrischen dem Bedürfnis des Menschen nach mehr visuell als akustisch dargebotener Information, die ihm als Augenwesen innewohnt, besser entsprechen werden. Der Zuwachs an zu übertragender Frequenzbandbreite auf den Weitverkehrsstrecken, der durch den normalen Anstieg des Telephon- und Datenverkehrs ohnedies von

allen Postverwaltungen eingeplant ist, würde durch den Trend zu mehr visueller Informationsübertragung erheblich beschleunigt werden, sobald die neuen technischen Möglichkeiten vom Publikum angenommen würden.

Nun bietet die moderne Koaxialkabel- und Richtfunktechnik, (auch die Millimeterwellen-Hohlkabeltechnik kann man in diesem Zusammenhang nennen), ausreichend Bandbreite für zu erwartende neue Dienste dar, woran es hingegen fehlt, das ist die Verteilung breitbandiger Kanäle aus dem Fernnetz möglichst bis zum Teilnehmer hin. Die in den dichtgepackten Kabelkanälen unserer Städte liegenden symmetrischen Kabelleitungen sind nicht weiter aufnahmefähig, und Koaxialkabel bis zum Teilnehmer sind zu teuer. Dass für diese Aufgabe der weitverzweigten Verteilung breiter Frequenzbänder die optische Technik eine, wie der Leser erkennen mag, wesentliche Lösung anbietet, erhebt die Bemühungen auf diesem Gebiet weit über blosser technische Spielerei und rechtfertigt den Einsatz angemessener finanzieller Mittel.

2. Die Systemkomponenten eines optischen Übertragungssystems

2.1 Optische Übertragungswege

Von den drei Hauptbestandteilen eines Übertragungssystems: Sender, Übertragungsmedium, Empfänger, soll zuerst der zweite behandelt werden. Beim Nachdenken über geeignete Prinzipien für Lichtleiter stellen sich Schwierigkeiten heraus, wenn man versucht, die in der Hochfrequenztechnik verwendeten Wellenleiter wie Hohlleiter oder Oberflächenwellenleiter auf die Frequenzbereiche von sichtbarem oder ultrarotem Licht zu extrapolieren.

Die Quantenenergie des Lichtes ist gegenüber den Radiofrequenzen um viele Zehnerpotenzen grösser, und dementsprechend ist der Energieaustausch mit den materiellen Atomen

erheblich grösser. Die Verluste durch Absorption und Streuung sind daher so gross, dass die besten bekannten Hochfrequenzdielektrika undurchsichtig und selbst die im optischen Gerätebau verwendeten Silikat- oder Quarzgläser zur Lichtfortleitung über grosse Strecken unbrauchbar sind.

Die geometrische Genauigkeit der Grenzflächen von Lichtwellenleitern muss von optischer Güte sein, d. h., alle mechanischen Toleranzen müssen klein gegen die Lichtwellenlänge sein. So müsste beispielsweise die Wand eines metallischen Rohres, wie man es zur Fortleitung von Millimeterwellen in der Praxis verwendet, an der Innenseite hochgradig verspiegelt sein, eine technisch kaum zu erfüllende Forderung!

Das Licht breitet sich durch Strahlung auf geradlinigem Wege aus. Daraus entsteht eine weitere grundsätzliche Schwierigkeit für den Bau von Lichtleitern, von denen man verlangt, dass sie das Licht auch um Krümmungen führen müssen. Daher war es naheliegend, zunächst an die Übertragung durch die freie Atmosphäre zu denken.

2.1.1 Die freie Atmosphäre als Übertragungsmedium. Nach Erfindung der Lasers begann man die Eigenschaften der Atmosphäre zu studieren, wobei hauptsächlich die Wellenlänge 0,6328 μm des Helium-Neon-Gaslasers und 0,5145 μm des Argonlasers im sichtbaren roten bzw. grünen Licht sowie die unsichtbare Wellenlänge 10,6 μm des CO_2 -Gaslasers zur Verfügung standen. Dabei musste man damit rechnen, dass sowohl die Absorption des Lichtes in den Atomen des atmosphärischen Gases und des Wasserdampfes sowie die Seitwärtsstreuung des Lichtes an den Molekülen und schwebenden Teilchen zu gewissen, mit der Wetterlage schwankenden Übertragungsdämpfungen führen würde. Es zeigte sich denn auch, dass nicht nur dies, sondern auch die Inhomogenität der optischen Brechzahl der Atmosphäre, hervorgerufen durch Wind und thermisch bedingte Turbulenz, ein Medium mit einer je nach den meteorologischen Sichtweiten sehr unterschiedlichen Übertragungsgüte bedingen. Die besten Ergebnisse hat man mit der 10,6- μm -Linie des CO_2 -Lasers gemacht, die in ein Gebiet geringer molekularer Absorption fällt. Tabelle I gibt die auf Messungen von Fussgänger beruhenden Ergebnisse an einer 5 km langen Versuchsstrecke über einem Großstadtgebiet an. Die Gegenüberstellung mit der HeNe-Laserfrequenz zeigt deutlich die Überlegenheit des CO_2 -Lasers in einer 4- bis 5mal niedrigeren Dämpfung.

Die Grösse der Dämpfung ist für die Übertragungstechnik durchaus brauchbar, die empfangene Lichtintensität schwankt allerdings infolge der Turbulenz innerhalb von Sekunden zwischen 30 und 80%, innerhalb von Millisekunden zwischen 5 und 20% mit Störfrequenzen bis etwa 1 kHz. Die bis in den niederfrequenten Tonfrequenzbereich hineinreichenden Schwankungsfrequenzen können durch besondere apparative Massnahmen, wie z. B. durch Aufmodulieren auf einen hochfrequenten Zwischenträger, weitgehend unschädlich gemacht werden. Abgesehen von totalem Ausfall bei schlechten Sichtverhältnissen, die man erfahrungsgemäss auf wenige Prozent Ausfallzeit der jährlichen Betriebsstunden beziffern kann, sind CO_2 -Laserverbindungen auf Kurzstreckenverbindungen im Großstadtbereich und besonders für Erde-Satelliten-Übertragung aussichtsreich. Das in der Einleitung angeschnittene Problem der flexiblen Verteilung kann mit Strahlverbindungen allerdings nicht gelöst werden.

2.1.2 Der Strahlwellenleiter nach Goubau. Die mit Spiegeln an Sender und Empfänger gebündelte Strahlung eines Lasers

Ursache	Dämpfung in dB/km		Meteorologische Sichtweite km
	10,6 μm (CO_2)	0,6328 μm (HeNe)	
Molekulare Absorption	0,5	0,5...10	
Mie-Streuung an Dunstpartikeln	0,5...1	1,0...2	20...30
Nebel: leicht	1...2	3...5	≈ 10
mittel	2...3	8...10	3...5
stark	> 3	> 20	< 1
Schnee: leicht	1...3	5...7	≈ 10
mittel	3...5	12...15	3...5
stark	> 8	> 30	< 1

wird durch Beugung an den Rändern der Spiegel aufgeweitet, so dass, je grössere Entfernungen überbrückt werden sollen, um so grössere Spiegel verwendet werden müssen. Es war nun die von Goubau und Schwering publizierte Idee [1]¹⁾, durch unterwegs in regelmässigen Abständen von etwa 100 m nach Art eines Relais gesetzten Sammellinsen die Strahlaufweitung zu kompensieren und damit die Übertragungsdämpfung herabzusetzen. Denkt man sich die Linsen in ein Rohr eingebaut, das die Turbulenz durch Wind, Sonneneinstrahlung sowie Dunst und Nebel vom Übertragungsraum fernhält, so gelangt man zu einem optischen Kabel oder – besser gesagt – zu einer optischen Pipeline, die mit Dämpfungen von wenigen Zehntel dB/km rechnen kann. Fürs erste scheint dieses Prinzip für Weitverkehrsverbindungen prädestiniert zu sein. Bei eingehender Untersuchung stellte sich aber heraus, dass die Toleranz der Positionierung der einzelnen Linsen äusserst scharf ist. Das wird niemanden wundern, der einmal in die Lage versetzt war, ein viellinsiges optisches System zu justieren. Wie in [2] ausgerechnet wurde, müssen relative Versetzungen der Linsen von 10^{-5} bis 10^{-4} im quadratischen Mittel eingehalten werden. Das lässt sich montagetechnisch zwar durchführen, damit aber diese Genauigkeit im Erdboden unter dem Einfluss von Temperatur und Umgebung auf die Dauer von 30 Jahren, wie es die Garantiefrist von kommerziellen Kabelanlagen verlangt, erhalten bleibt, müssen die Linsen auf automatisch geregelte Halterungen gesetzt werden. In dicht bebauten Gebieten kommt diese Technik wohl kaum in Frage. Entscheidender als grosse Übertragungsbandbreite und niedrige Dämpfung ist in diesem Falle die leichte Verlegbarkeit. Der Strahlwellenleiter stellt also keine Lösung des Kabelproblems im Sinne der in der Einleitung aufgestellten Forderungen dar. Er ist mehr ein Weitverkehrsmedium, das die Kapazität von Koaxialkabel und H_{01} -Hohlkabel beträchtlich übertrifft, allerdings mit erheblichen Ansprüchen an ein hindernisfreies Gelände.

2.1.3 Oberflächenwellenleitungen. Aus der Technik der Höchsthochfrequenzleitungen kennt man das Prinzip der Oberflächenwellen, die sich längs der Grenzfläche zwischen Luft und einem Dielektrikum ausbreiten. Elektromagnetische Wellen mit Wellenlängen von Millimetern lassen sich mit Hilfe von Metalltrichtern auf dielektrische Drähte von einigen Millimetern Dicke koppeln und folgen, da sich das Feld in der Umgebung des Drahtes konzentriert, dem Wellenleiter auch um

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

Krümmungen. Die Wellenenergie ist nur zu einem bestimmten Bruchteil im Inneren des Materials konzentriert, der grössere Teil wird im Aussenraum transportiert, wobei die Feldstärke nach aussen zu stetig abnimmt. Die Absorptionsverluste des dielektrischen Drahtes gehen daher nur zu einem gewissen Bruchteil in die Gesamtdämpfung der Welle ein. Wenn die Leitung um einen zu engen Krümmungsradius geführt wird, verliert die Welle die Führung und wird abgestrahlt. Solange jedoch der Krümmungsradius grösser als mindestens 10000 Wellenlängen ist, kann man diese Strahlungsdämpfung praktisch vernachlässigen.

Es liegt auf der Hand, dass das Prinzip der Oberflächenwellenleiter auch auf den Bereich optischer Lichtwellenlängen ausgedehnt werden kann. Das Lichtfeld eines Lasers hat im Gegensatz zu dem einer nichtkohärenten, konventionellen Lichtquelle eine wohldefinierte geometrische Form und lässt sich dann mit gutem Wirkungsgrad auf einen dünnen Glasfilm oder einen Glasfaden koppeln, wenn man dafür sorgt, dass die Feldform möglichst passend ist. Das Licht konzentriert sich in der Umgebung des Bandes oder des Fadens und folgt diesem auch über Krümmungen, wobei den genannten 10000 Wellenlängen bei Lichtwellenlängen um $1 \mu\text{m}$ Krümmungsradien in der Grössenordnung von 1 cm entsprechen. Die weiter oben erwähnte Lichtabsorption des optischen Glases, die mit einigen Hundert bis Tausend dB/km beziffert werden muss, wirkt sich wegen der Feldverteilung effektiv nur zu einem Bruchteil von wenigen Prozent auf die Übertragungsdämpfung aus. Man erkennt mithin in den elektrischen Oberflächenwellenleitungen ein erfolgversprechendes Prinzip zum Bau von Lichtkabeln.

2.1.4 Die ummantelte Kernfaser und ihre Ausbreitungsmoden. Nach dem Vorangegangenen soll ein Lichtleiter aus einem zylindrischen, lichtdurchlässigen, dielektrischen Körper mit der optischen Brechzahl n_1 bestehen, der in ein Medium mit einer anderen Brechzahl $n_2 < n_1$ eingebettet ist, wie Fig. 1 zeigt. Die Ausbreitung des Lichtes längs dieses Körpers kann man auf Grund der strahlungsoptischen Ausbreitungsgesetze verstehen, die die Totalreflexion an der Grenzfläche zwischen Medien verschiedener Brechzahl berücksichtigen. Bekanntlich liefert die Maxwellsche Theorie der Totalreflexion das Ergebnis, dass die Lichtenergie in Wirklichkeit an der Grenzfläche nicht vollständig in das Innere zurückgeworfen wird, vielmehr dringt ein Teil in den äusseren Raum ein, so dass der dielektrische Körper von einer dünnen Lichthaut umgeben ist in

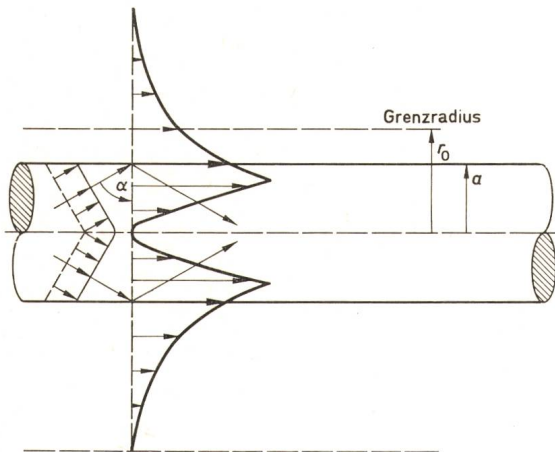


Fig. 1

Entstehen der Feldverteilung in einer dielektrischen Oberflächenwellenleitung
Bezeichnungen siehe im Text

Form einer quergedämpften Welle, die quer zur Leitungsachse schnell abnimmt. In Fig. 1 sieht man im linken Teil in Form von konischen Wellenfronten die von links her einfallenden Wellen. Diese interferieren nach ihrer Reflexion an der Grenzschicht so miteinander, dass eine innen wellenförmige, aussen monoton abnehmende Feldverteilung entsteht. Es sind je nach Grösse des Verhältnisses a/λ aber auch Verteilungsbilder mit einer grösseren Anzahl von Feldknoten möglich. Dementsprechend sind je nach Grösse dieses Verhältnisses mehrere Schwingungsformen, genannt Moden, ausbreitungsfähig. Jedem Mode kann ein konisches Wellensystem zugeordnet werden, das seine zickzackförmige Bahn unter einem bestimmten festen Winkel zur Längsachse ausführt. Der verschiedenen grossen Weglänge entsprechend, benötigt daher jeder Mode eine verschiedene Laufzeit auf seiner Bahn. Die exakte Theorie

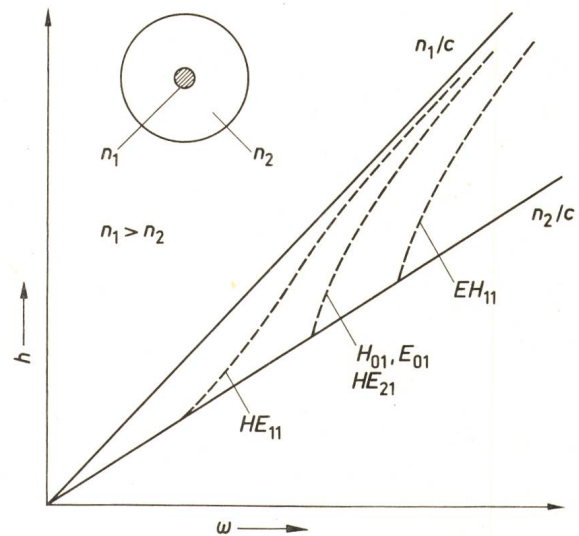


Fig. 2

Grundsätzlicher Frequenzgang der Phasenkonstanten der Eigenwellen einer ummantelten Kernfaser
Bezeichnungen siehe im Text

liefert folgendes, in Fig. 2 dargestellte grundsätzliche Ergebnis: Trägt man die Phasenkonstante h der Moden über der Kreisfrequenz ω auf, so findet man, dass sie erst bei einer bestimmten Frequenz, die man die Grenzfrequenz nennt, in Erscheinung treten. Steigert man die Frequenz, so werden nach und nach immer mehr Ausbreitungsmoden existent, und zwar gibt es um so mehr von ihnen, je grösser das Verhältnis a/λ ist. Alle Phasenkurven liegen innerhalb des Winkels, der von den beiden Geraden mit den Steigungen n_1/c und n_2/c (c Lichtgeschwindigkeit) begrenzt wird. Bei niedriger Frequenz nahe der Grenzfrequenz greift das Feld weit in die Umgebung mit der Brechzahl n_2 hinein, die Phasenlaufzeit der Moden ist nahe dem Wert n_2/c . Steigert man die Frequenz, so zieht sich das Feld zusammen und verläuft mehr im Inneren des Körpers mit der Brechzahl n_1 , wodurch die Phasenlaufzeit sich asymptotisch dem Wert n_1/c nähert.

Man nennt ein Übertragungsmedium, dessen Phasenlaufzeit eine Funktion der Frequenz ist, ein dispergierendes Medium, weil ein Signal darin in seiner Form verzerrt wird. Dies kommt daher, dass die das Signal aufbauenden spektralen Komponenten sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten fortpflanzen. Diese Quelle der Signalverzerrung nennt man die

Wellenleiterdispersion, weil sie eine physikalische Eigentümlichkeit des Oberflächenwellenleiters ist.

Sofern in einem Wellenleiter eine grössere Anzahl von Moden, deren jede eine andere Phasenlaufzeit hat, ausbreitungsfähig ist, entsteht eine weitere Schwierigkeit für die Übertragung von Signalen. Da es praktisch kaum möglich ist, die Anregung des Wellenleiters durch die Laserlichtquelle auf einen einzigen Mode zu beschränken, überlagern sich diese am Ende der Strecke mit verschiedenen Stärken und Phasen und verformen somit die ursprüngliche Zeitfunktion des Signals. Diese weitere, Modenverzerrung genannte Erscheinung kann man, abgesehen von einer möglichst reinen Anregung, dadurch bekämpfen, dass man den wellenleitenden Kern so dünn macht, dass möglichst wenige Moden existent sind. Kao und Hockham [3] gehen sogar so weit, dass sie die Dicke des Kernmaterials von der Grössenordnung einer Wellenlänge machen, so dass nur ein einziger Mode ausbreitungsfähig ist. Sie kommen dadurch zur sogenannten Monomode-Kernfaser, deren Kern etwa 2...4 μm dick ist. Der Kern ist von einer Hülle umgeben, deren Brechzahl etwas niedriger ist. Die Dicke dieser Hülle muss mindestens so gross sein, dass das ausserhalb des Kerns monoton abfallende Feld an ihrem Rand vernachlässigbar klein ist. Dazu würden zwar schon wenige Wellenlängen genügen, in der Praxis macht man die Hülle aus mechanischen Gründen wesentlich dicker, etwa 20...40 Kerndurchmesser. Man erreicht dadurch neben einer entsprechenden Festigkeit, dass beim Nebeneinanderlegen solcher Fasern keine gegenseitige Beeinflussung durch überkoppelndes Licht mehr auftritt. Ein aus solchen Fasern aufgebautes Kabel ist also völlig nebensprechfrei.

2.1.5 Dämpfung und Übertragungsbandbreite von ummantelten Kernfasern. Bei einem einfachen, von Luft umgebenen

Glasfaden wirkt sich die Absorption des Glases, wie bereits bemerkt, nur zu einem Bruchteil auf die Übertragungsdämpfung aus, sowie aber die Kernfaser mit einem Glasmantel umhüllt wird, muss man von der Hülle eine geringe Absorption fordern. Man hat inzwischen klare Vorstellungen vom Mechanismus der Lichtdämpfung in Gläsern gewonnen. Demnach hat man zu unterscheiden zwischen den Lichtverlusten durch Streuung an durch Entglasung entstehenden Kristalliten, Bläschen und ähnlichen Inhomogenitätsstellen der Brechzahl einerseits und der Resonanzabsorption an den Atomen von beigemengten Metallverbindungen von Fe, Mn, Cu, Cr und Ni andererseits. Die Dämpfung von Kalzium-Natrium-Silikatglas mit Massenteilen von $4 \cdot 10^{-6}$ Eisen und $7 \cdot 10^{-7}$ Kupfer wurde bei einer Wellenlänge von 0,850 μm mit 120 dB/km gemessen. Wenn eine chemische Reinheit von besser als 10^{-8} bis 10^{-9} eingehalten und die ausreichende Homogenität bei der Abkühlung des Glases erreicht wird, dürfte eine Gesamtdämpfung von etwa 10 dB/km möglich sein. Zur Zeit liegt der Stand des Erreichten zwischen 20 und 50 dB/km.

Über die mit Laserlicht erreichbaren Übertragungsbandbreiten liest man manchmal Zahlen, die recht phantastisch klingen, weil die Voraussetzungen nicht durchsichtig sind. Von einem, die Bandbreite begrenzenden Effekt, nämlich der Wellenleiterdispersion, wurde in 2.1.4 bereits gesprochen. Einen wesentlich stärkeren Einfluss hat jedoch die chromatische Dispersion des Glases, die von der Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl $n(\lambda)$ herrührt. Diese Abhängigkeit lässt sich in die empirische Formel fassen:

$$n(\lambda) = A_0 + A_1 \lambda^2 + A_2 \lambda^{-2} + A_3 \lambda^{-4} + A_4 \lambda^{-6} + A_5 \lambda^{-8} \quad (1)$$

Die Koeffizienten A , die von der Zusammensetzung des Glases abhängen, sind so beschaffen, dass n mit steigender Wellenlänge λ abnimmt. Moduliert man nun einer optischen Trägerfrequenz f_0 ein Signal von der Bandbreite B auf, so erleiden die einzelnen Spektralkomponenten wegen der unterschiedlichen optischen Weglänge $Ln(\lambda)$ (L geometrische Länge der Glasstrecke) Laufzeitunterschiede, wodurch sich diese Komponenten am Ende der Strecke mit falschen Phasenlagen zusammensetzen. Die Signale liegen, wie bei der Besprechung der Systemtechnik noch dargelegt werden wird, in pulscodemodulierter Form vor (PCM), indem die Signale oder das Fernsehbild pulsförmig abgetastet werden. Zur Übertragung gelangt dann eine Reihe von Impulsen, die nach dem Shannon'schen Abtasttheorem voneinander den Zeitabstand

$$T_a \leq \frac{1}{2B}$$

haben sollen. Um Fehlzeichen im Empfänger zu vermeiden, muss man verlangen, dass der Laufzeitunterschied der Spektralkomponenten $f_0 - B/2$ und $f_0 + B/2$ nicht grösser ist als das Abtastintervall T_a . Die Rechnung führt zu dem Ergebnis, dass die Bandbreite der Ungleichung

$$B \leq \frac{f_0}{\sqrt{L}} \sqrt{\frac{n(\lambda_0)}{\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)_{\lambda_0}}} \quad (2)$$

genügen muss. Für $n(\lambda)$ ist die Funktion gemäss Gl. (1) einzusetzen. Das Ergebnis der numerischen Rechnung zeigt Fig. 3. Darin ist für eine angenommene Länge von $L = 10$ km die erreichbare Bandbreite über der Wellenlänge für verschiedene dem Schottischen Glaskatalog entnommene Sorten optischer

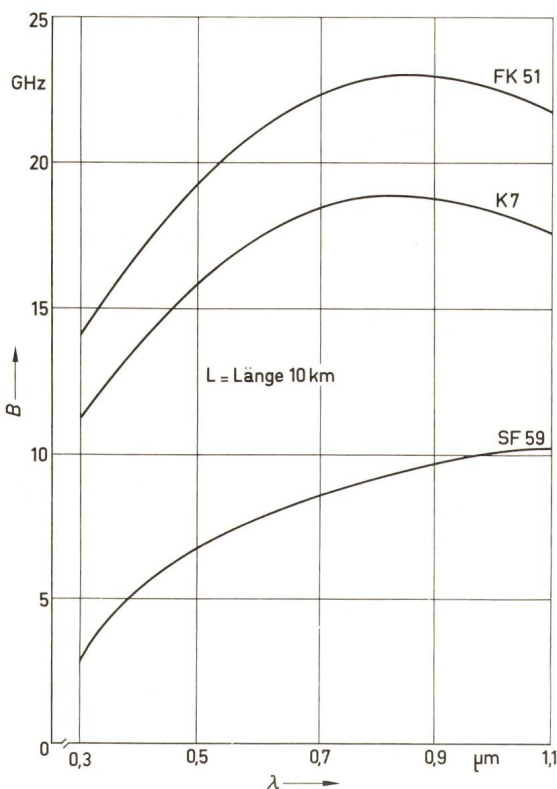


Fig. 3

Übertragungsbandbreite einer 10 km langen Glasfaserleitung aus verschiedenen Glassorten des Jenaer Glaswerkes Schott & Gen., Mainz

Gläser [4] aufgetragen. Die bezüglich Dispersion beste Sorte FK 51 des Schottischen Angebotes erlaubt im Maximum bei $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$ eine Bandbreite von 23 GHz in einer Monomode-Kernfaser. Wenngleich dieser respektable Wert in den Modulationsgeräten zur Zeit bei weitem nicht erreicht werden kann, zeigt sich doch eine deutliche, vom Material gesetzte Grenze.

Weitaus niedriger als in Monomode-Fasern gerät die Bandbreite jedoch in Multimode-Fasern, in denen viele Moden gleichzeitig die Signalenergie transportieren. Die Übertragungsbandbreite lässt sich auf Grund folgender Überlegung abschätzen: Es werde angenommen, dass sich in dem Wellenleiter sämtliche ausbreitungsfähigen Moden in Anregung befinden, und zwar alle gleich stark. Es werde ein Signal gesendet in Form einer Einschaltfunktion (Fig. 4a), die zur Zeit $t = 0$ vom Wert 0 auf den Wert 1 geschaltet werde. Dieser Schaltstoss wird dadurch verbreitert (Fig. 4b), dass eine ganze Reihe von Moden an der Übertragung beteiligt sind, deren Laufzeiten von einem Wert

$$T_{\min} = \frac{L}{c} n_2 \quad (3)$$

bis zu einem Wert

$$T_{\max} = \frac{L}{c} n_1$$

verteilt sind. Dadurch gelangt die Signalenergie erst nach und nach an das Ende der Leitung, und es entsteht eine geneigte Einschwingfunktion, die in Wirklichkeit entsprechend dem diskreten Charakter der Moden eine Treppenkurve ist. Sie erinnert in der gezeichneten Form jedoch an die Einschwingfunktion eines Bandpasses von der Breite $2B$ zwischen den 6-dB-Punkten des Übertragungsfaktors $A(f)$, für den die Einschwingzeit t_e nach einem allgemeinen Satze

$$t_e = \frac{1}{2B} \quad (4)$$

ist. Setzt man nach Gl. (3)

$$t_e = T_{\max} - T_{\min} = \frac{L}{c} (n_1 - n_2)$$

so erhält man für $2B$ den Ausdruck:

$$2B = \frac{c}{L(n_1 - n_2)} \quad (5)$$

Man entnimmt dieser Formel, dass die Übertragungsbandbreite um so grösser ist, je geringer der Brechzahlunterschied zwischen Kern und Mantel ist. Nimmt man z. B. eine Brechzahldifferenz von 1% an, so erhält man für $n_1 = 1,5$ und $L = 1 \text{ km}$ eine Bandpassbreite von $2B = 20 \text{ MHz}$, was einer Einschwingdauer von 50 ns entspricht. Diese Schätzung gibt die unterste Grenze der Übertragungsbandbreite an für den Fall, dass durch ungünstige Umstände sämtliche existenten Moden angeregt sind. Man erkennt an diesem Beispiel die Überlegenheit der Monomodefaser.

2.1.6 Ankopplung und Verbindung von Glasfaserleitungen. Für die technische Handhabung eines optischen Kabelsystems ist es sehr wichtig, Verbindungen zwischen den Glasfasern zu machen. Wegen der kleinen Durchmesser muss man in der Kabeltechnik sonst ungewohnte Genauigkeiten einhalten, da sich Stöße im Leitungszug wegen der Kleinheit der Lichtwellenlänge als sehr starke Streuzentren auswirken. Die Enden zweier

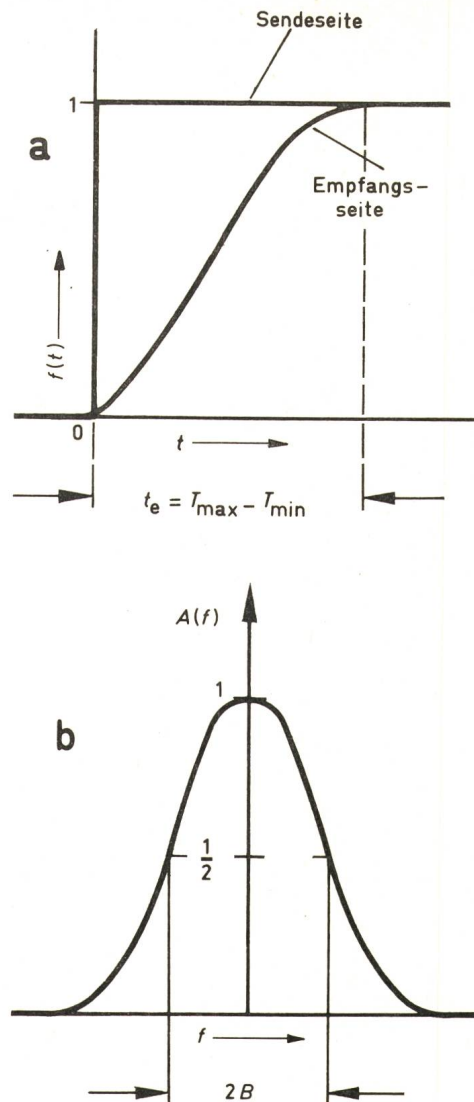


Fig. 4

Verzerrung einer Einschaltfunktion in einer Multimode-Glasfaserleitung

a Einschwingdauer t_e der Glasfaserstrecke beim Einschalten einer Lichtquelle am Eingang

b äquivalenter Übertragungsfaktor der Multimodestrecke mit der Bandbreite $2B = 1/t_e$

Monomode-Kernfasern müssen auf Bruchteile eines μm zueinander justiert werden, die Endflächen dürfen nur einen Winkel zueinander von kleiner als 2° haben, und die Endflächen müssen optisch poliert sein. Der einfachste optische «Aderpleiss» besteht darin, dass die beiden Faserenden nach entsprechender Präparation in eine Glaskapillare eingeführt werden. Zur Verminderung des Brechzahlssprunges, der an den nicht idealen Endflächen entsteht, hat es sich bewährt, die Kapillare mit einer Immersionsflüssigkeit von geeigneter Brechzahl zu füllen. Man kann mit dieser Verbindungstechnik die Übergangsverluste unter 0,1 dB halten.

Die wirksamste Ankopplung einer Laserdiode an eine Glasfaser erhält man ebenfalls bei direktem Kontakt zwischen beiden. Sobald der optische Aperturwinkel der Faser etwa 95% der von der Laserapertur ausgehenden Strahlung umfasst, ist damit zu rechnen, dass von der Faser der grösste Teil der Strahlung erfasst wird. Auch in diesem Falle verwendet man eine Immersionsflüssigkeit mit Vorteil. Auf diese Weise sind Einkoppelverluste von 0,1 dB erreicht worden.

2.2 Sender und Empfänger eines optischen Übertragungssystems

Die Fortschritte der Halbleiterforschung ermöglichen es heute, solche wichtige Bestandteile wie Sender und Empfänger vollständig in Festkörpertechnik auszuführen. Durch einen kurzen Überblick über die wichtigsten Prinzipien soll gezeigt werden, dass dadurch ein entscheidender Schritt in Richtung auf eine bisher ungekannte Verkleinerung der Systemkomponenten getan wird.

2.2.1 Lichterzeugung in Festkörper-Dioden. Der Ausgangspunkt ist der Lumineszenzeffekt an einer Grenzschicht zwischen zwei mit Donatoren und Akzeptoren dotierten Zonen eines Halbleiterkristalls.

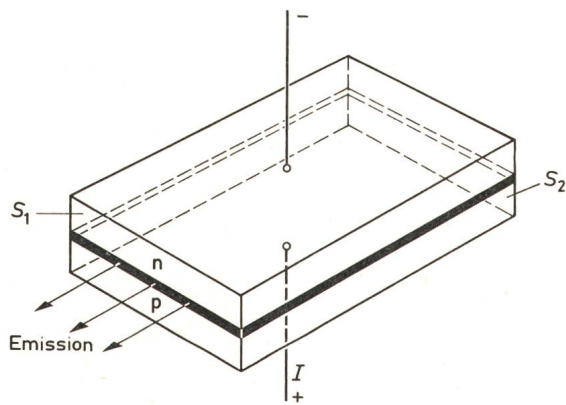


Fig. 5

Emission von Licht aus einem p-n-Übergang eines Halbleiterkristalls mit Injektionsstrom I
 S_1, S_2 verspiegelte Endflächen

Fig. 5 zeigt das Prinzipbild einer Lumineszenzdioden, die in Durchlassrichtung betrieben wird. Dabei werden Löcher aus dem p-Gebiet und Elektronen aus dem n-Gebiet in die schraffierte Grenzzone injiziert, die dort rekombinieren und die dabei frei werdende Energie in Form von Licht abgeben. Die Grenzzone ist das optisch aktive Gebiet. Wenn man die Endflächen S_1 und S_2 nach Art eines Laserresonators verspiegelt, erhält man die bekannte Laserstruktur. Entscheidend in diesem Zusammenhang ist nur, dass die Lichterzeugung erst oberhalb eines bestimmten Schwellwertes des Diodenstromes I einsetzt, nämlich dann, wenn die Dämpfungsverluste des Lichtes im Halbleiterkristall durch die Verstärkungswirkung der Trägerinjektion kompensiert werden. Dazu gehören im allgemeinen sehr grosse Stromdichten, die je nach Dicke der aktiven Schicht Werte bis zu 25000 A/cm^2 erreichen können. Die dabei eintretende Erwärmung vermindert aber sehr stark den Wirkungsgrad der in Licht umgesetzten Energie, weil nichtstrahlende Rekombinationsprozesse die Oberhand gewinnen. Dieses Verhalten ist der Grund dafür, dass die Laserdiode in der einfachen, in Fig. 5 gezeichneten Form nur bei Kühlung auf sehr niedrige Temperatur betrieben werden kann. Für die Anwendung als Sender ist jedoch wesentlich, dass die Diode auch bei normaler Temperatur funktioniert. Der entscheidende Kunstgriff, der zu diesem Ziele führt, besteht darin, dass man den Verlust an Lichtquanten durch Austritt aus der aktiven Zone nach oben und unten und den Verlust an nicht zur Rekombination gelangenden Ladungsträgern infolge Diffusion durch eine Heterostruktur der Diode vermeiden konnte [5]. Die aus GaAs bestehende Diode wird beiderseits der aktiven Schicht ergänzt durch eine kristalline Schicht, in der Ga-Atome des Kristallgitters durch Al-Atome teilweise ersetzt sind. In der Folge ent-

steht wegen der sich bildenden Potentialwälle ein Dukt, in dem die Ladungsträger am seitlichen Abdiffundieren gehindert werden. Da auch der optische Brechungsindex der AlGaAs-Schicht von dem der GaAs-Zone abweicht, entsteht auch für das Licht eine Wellenleiterstruktur mit einer erhöhten Energiedichte des Lichtfeldes. Dadurch wird die erforderliche Schwellstromdichte erheblich gesenkt. In der in Fig. 6 gezeigten doppelten Heterostruktur einer GaAs-GaAlAs-Diode sind bis jetzt Schwellstromdichten bis etwa 1000 A/cm^2 bei Zimmertemperatur und im Impulsbetrieb erreicht worden. Die Dicke der optisch aktiven Schicht beträgt dabei nur noch $0,3 \mu\text{m}$, die Länge des Kristalls $400 \mu\text{m}$. Einschliesslich des erforderlichen Substrats und der wärmeableitenden Flächen nimmt eine solche Laserdiode nur wenige Kubikmillimeter ein, die abgegebene Lichtleistung beträgt einige Zehn Milliwatt. Bei GaAs-Lasern liegt die Wellenlänge je nach dem Verhältnis, in dem Ga-Atome durch Al-Atome ersetzt sind, etwa zwischen $0,69 \mu\text{m}$ und $0,9 \mu\text{m}$.

2.2.2 Die Lawinendiode als Empfänger und Demodulator für Licht. Für die Umwandlung des Lichts in elektrische Ströme wird der innere Photoeffekt in einem Silizium-Kristall ausgenutzt. Der Silizium-Kristall ist durch Dotierung mit Fremdatomen in Gebiete unterteilt, in denen Ladungsträger verschiedenen Vorzeichens vorherrschen. Legt man an die Grenzfläche zwischen den Gebieten mit verschiedenen Ladungsträgern, an den p-n-Übergang, eine Spannung in Sperrrichtung an, so entstehen dort sehr hohe Raumladungsdichten mit entsprechend grossen inneren elektrischen Feldstärken. Wenn Licht auf einen solchen Übergang eingestrahlt wird, erzeugen die durch Photoeffekt ausgelösten Elektronen unter dem Einfluss des inneren Feldes, sofern es Werte von 200 kV/cm übersteigt, durch Stossionisation weitere Ladungsträger, die lawinenartig anschwellen und zu einer Verstärkung des Photostromes führen. Durch geeigneten geometrischen Aufbau der Photodiode [6] kann man dafür sorgen, dass das Licht möglichst vollständig in der aktiven Übergangszone absorbiert wird und gleichzeitig durch Vermeidung schädlicher Diffusion der Ladungsträger auch sehr kurze Lichtimpulse formgetreu in Stromimpulse umgewandelt werden. Mit einer derartigen Photodiode mit Mesa-Struktur gelang der Empfang von Lichtimpulsen mit etwa $0,75 \text{ ns}$ Halbwertsbreite, so dass die Bandbreite dieses Lichtdemodulators mit etwa 1 GHz angegeben werden kann.

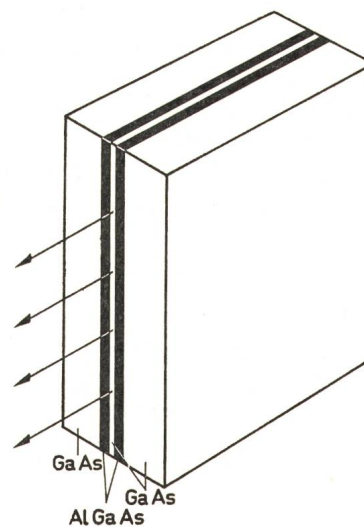


Fig. 6

Aufbau einer Doppelheterostruktur eines GaAs-Halbleiterlasers

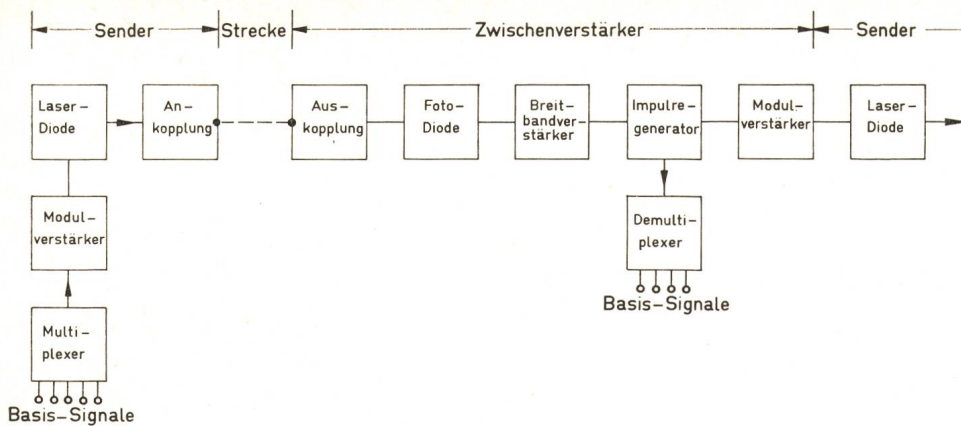


Fig. 7
Blockschaltbild eines optischen Übergangssystems mit Zwischenverstärker und Kanalabzweigung

Es wäre noch etwas über die Empfindlichkeit der Lawinendiode zu sagen, damit die mit einem Lichtkabelsystem zu überbrückende Entfernung berechnet werden kann.

An einer Lawinendiode von Texas-Instruments vom Typ TIXL 56 wurde gemessen, dass diejenige Lichtleistung, bei der die Eingangsleistung gleich der elektrischen Rauschleistung ist, also das Signal-Rauschverhältnis 1 herrscht, etwa bei 10^{-13} W/√Hz-Bandbreite liegt. Das bedeutet, dass bei einer Modulationsbandbreite von 100 MHz am Eingang der Empfangsdiode eine optische Leistung von 10^{-9} W zur Verfügung stehen muss. Eine Lawinendiode kann etwa $10 \text{ mW} = 10^{-2}$ W abgeben, so dass ein Pegelunterschied von 70 dB zwischen Sender und Empfängereingang vorliegt. Davon sind die Verluste bei der Ein- und Auskopplung in die Glasfaserleitung abzuziehen. Bei einem Wirkungsgrad von $75\% \triangleq 1,25 \text{ dB}$ gehen also 2,5 dB ab. Für das Signal-Rauschverhältnis kann man natürlich nicht mit der Zahl 1 rechnen, sondern man nimmt etwa 20 dB an, um Signale zu erhalten, die sich in einem Impulsregenerator einwandfrei regenerieren lassen. Auf diese Weise verbleiben $70 \text{ dB} - 2,5 \text{ dB} - 20 \text{ dB} = 47,5 \text{ dB}$ Pegelunterschied, den man in der Glasfaserleitung aufzehren kann, das bedeutet eine Streckenlänge von 2...4 km je nach Güte der Leitung bei dem zur Zeit vorliegenden Stand der Entwicklung.

2.3 Schema eines optischen Systems

Nach Beschreibung der Eigenschaften der Systemkomponenten kommt man zu einem Entwurf eines mit Zwischenverstärkern für Glasfaserleitungen ausgerüsteten Übertragungssystems, wie er dem derzeitigen Stand der wissenschaftlichen Kenntnisse entsprechen würde. Fig. 7 zeigt im Blockschaltbild Sendestelle und Zwischenverstärker für eine Glasfaserstrecke. Es muss vorausgeschickt werden, dass man als Modulationsverfahren die Pulsmodulation gewählt hat, weil die Bündelung von z.B. vielen niederfrequenten Telephonkanälen sehr viel einfacher durch sog. Zeitmultiplex vorgenommen werden kann anstelle des in der Radiofrequenztechnik geübten Frequenzmultiplexes. Auf der Senderseite wird das ankommende Bündel von Basissignalen im Multiplexer umgewandelt in ein einziges pulsartiges Signal, das in einem Modulationsverstärker so weit stromverstärkt wird, dass der Injektionsstrom der Laserdiode damit gesteuert werden kann. Die über Ein- und Auskoppelvorrückung über die Glasfaserstrecke übertragenen Lichtimpulse werden in einer Lawinendiode wieder in Stromimpulse umgewandelt, in einem der Bandbreite angepassten Transistorverstärker so weit nachverstärkt, dass damit ein Impulsregenerator angesteuert werden kann, der die durch Dispersion auf der Strecke entstandenen Verzerrungen wieder aufhebt. Von da ab können über eine Zeitfilterschaltung einige Ka-

näle abgezweigt und in das Basisband decodiert werden, so dass an einer solchen Verstärkerstelle aus der Strecke ausgestiegen werden kann, oder man kann über einen Modulationsverstärker eine weitere Laserdiode ansteuern. Es entsteht so eine optische

Relaisstation, deren Abstände nach der vorangegangenen Schätzung zwischen 2 und 4 km liegen. Die Übertragungsbandbreite je Faserleitung würde mit Rücksicht auf den Stand der Laser- und Diodentechnik in der Größenordnung von 1 GHz liegen. Mit dieser Bandbreite könnte man theoretisch 10000 bis 14000 Telephonkanäle zu 4 kHz Bandbreite in einem 9stelligen binären Pulscod im Zeitmultiplex auf einer einzigen Glasfaser übertragen. Darüber hinaus kann man aus vielen Glasfasern ein Kabel verseilen, da in 2.1.4 gezeigt wurde, dass ein Nebensprechen zwischen getrennten Fasern nicht existiert. Auf diese Weise gewinnt man durch Bündelung innerhalb eines Kabels eine praktisch beliebig hohe Übertragungskapazität. Würde man z.B. 300 Fasern zu einem Kabel vereinigen, so erhielte man bei einem Kabeldurchmesser von nur etwa 6 mm eine Kapazität von $4 \cdot 10^6$ Kanälen oder $2 \cdot 10^6$ Sprechkreise für beide Richtungen. Das ist eine durch keine andere Technik mit so geringem Materialaufwand erreichbare Zahl.

3. Anwendungsmöglichkeiten optischer Kabelsysteme

In erster Linie würde man die optische Technik zur Übertragung visueller Informationen einsetzen, weil man da einen sehr grossen Bandbreitebedarf pro Kanal hat. Aus diesem Grunde ist der Schwerpunkt einer zukünftigen Anwendung in den beiden Bereichen visueller Kommunikation und Datenübertragung mit sehr geringer Fehlerrate zu suchen.

Die gegenwärtige Technik hält eine Reihe von Breitbandübertragungsmitteln bereit, wie z.B. Koaxialkabel, Hohlkabel und Richtfunk. Deren Leistungsfähigkeit ist in [7] mit der Leistungsfähigkeit eines Lichtkabelsystems verglichen und sie dürfte bei normalem Wachstum, das heisst ohne eine allgemeine Einführung des Bildfernsehers, den Bedürfnissen weitgehend gerecht werden.

Was den erstgenannten Anwendungsbereich anbelangt, so wird man davon ausgehen müssen, dass die Übertragungswünsche auf dem Fernsehsektor in Zukunft zunehmen könnten durch Einführung des Bildfernsehers selbst für Bildungs- und Unterrichtszwecke und durch Auskunftsdienste wie Datenbanken, Bibliotheken, Zeitungsdienst, Faksimileübertragung und dergleichen. Auch Fernseh-Grossgemeinschaftsanlagen mit zwölf Programmen und mehr können in diesem Zusammenhang genannt werden, für die zur Zeit Rundstrahlrichtungen im 13-GHz-Band und Koaxialkabel-Verteilssysteme im Gespräch sind. Wenn man bedenkt, dass ein Bildfernsehkanal bei PCM-Übertragung etwa 120 gewöhnlichen Telephonkanälen (ebenfalls pulscodiert) an Bandbreite äquivalent ist, kann man leicht ausrechnen, dass bei einem Anteil von

10% aller Teilnehmer als Bildfernsprecher der Leitungsbedarf in konventioneller Kabeltechnik auf das 13fache steigen und daher mit den Mitteln der heutigen Ortskabeltechnik in den Ballungsgebieten nicht mehr zu bewältigen wäre. Daraus geht hervor, dass eine weitverbreitete Einführung des Bildfernsprechers, sollte sie in der Zukunft zu erwarten sein, wahrscheinlich nur mit Hilfe optischer Systeme in wirtschaftlicher Weise möglich sein wird.

Der andere mögliche Anwendungsbereich für optische Systeme wird dadurch bedingt, dass optische Kabel nicht nur kein Nebensprechproblem kennen, sondern auch keiner elektrischen Beeinflussung unterliegen. Hält man sich den oftmals beträchtlichen technischen Aufwand vor Augen, den die elektrische Kabeltechnik treiben muss, wenn eine Kabellinie z. B. in der Nähe einer elektrischen, thyristorgesteuerten Bahn betrieben werden soll, dann kann man für solche schwierigen Strecken zumindest durch Zwischenschaltung eines optischen Systems später einmal eine billigere Lösung finden. Es sind auch Übertragungsaufgaben denkbar, wo sehr grosse Zuverlässigkeit in Form extrem niedriger Bitfehlerraten und grosse Übertragungsgeschwindigkeit gefordert werden, wie bei der Verbindung von Grossrechnern untereinander oder von Teilen solcher Anlagen miteinander. Hier können optische Systeme kürzerer Länge zumeist solche ohne Zwischenverstärker, interessant werden.

Durch die wissenschaftlichen Fortschritte der jüngsten Zeit auf dem Gebiet der Beherrschung der optischen Frequenzbereiche ist die Nachrichtentechnik in den Stand gesetzt worden, abermals einen grossen Entwicklungsschritt zu tun, und der Leser möge den Eindruck gewonnen haben, dass dies sowohl ein technisch vernünftiger als auch ein wirtschaftlich erfolgversprechender Schritt sein wird.

Literatur

- [1] G. Goubau and F. Schwing: On the guided propagation of electromagnetic wave beams. Trans. IRE Antennas and Propagation 9(1961)3, p. 248...255.
- [2] H. Larsen: Die Beugungsdämpfung des optischen Strahlwellenleiters mit statistischen Fehlern. Frequenz 20(1966)1, S. 1...10.
- [3] K. C. Kao and G. A. Hockham: Dielectric-fiber surface waveguides for optical frequencies. Proc. IEE 113(1966)7, p. 1151...1158.
- [4] I. Hayashi and M. B. Panish: GaAs-Ga_xAl_{1-x} heterostructure injection lasers which exhibits low thresholds of room temperature. Journal of Applied Physics 41(1970)-, p. 150...163.
- [5] O. Krumpholtz und S. Maslowski: Avalanche Mesaphotodioden mit Quereinstrahlung. Wiss. Ber. AEG-Telefunken 44(1971)2, S. 73...79.
- [6] H. Larsen: Lichtkabel und ihre Anwendung zur Übertragung von Nachrichten. Siemens Forschungs- und Entwicklungs-Berichte 1(1972)1, S. 139...152.

Adresse des Autors:

Dr. phil. Herbert Larsen, Forschungslaboratorium der Siemens AG, Postfach, D-8000 München 70.

PAWEL NIKOLAJEWITSCH JABLOCHKOFF

1847–1894



1809 hatte Davy in der Royal Society zu London den ersten Lichtbogen demonstriert. Die erste Bogenlampe von Foucault datiert von 1844, aber Bedeutung erlangte sie erst etwa ab 1860. Ihre Lichtfülle war jedoch so gross, dass sie sich ausschliesslich für Aussenbeleuchtungen (Strassen, Plätze, Bahnhöfe und Rangierfelder) eignete. Zudem hatte sie noch grosse Nachteile: in der Regel benötigte man für jede Lampe eine eigene Dynamomaschine, deren Leistung nicht selten bis 1 PS pro Lampe betrug.

In diese Zeit hinein, in der der Ruf nach «Teilung des Lichtes» immer lauter ertönte, wurde Paul Jablochhoff geboren. Seine Wiege stand in Serdobsk im Verwaltungsbezirk Saratow. Seine Fachausbildung erhielt er an der Militärgenieschule von St. Petersburg (Leningrad). Mit 24 Jahren wurde der junge Elektroingenieur als Leiter des Telegraphendienstes der Moskau-Kursk-Bahn gewählt. Aber 1875 gab er diese Stellung auf, um sich der Forschung über elektrische Beleuchtung mit Bogenlampen widmen zu können. Im folgenden Jahr konnte er in South Kensington seine von ihm erfundene Jablochhoff-Kerze erstmals zeigen.

Im Gegensatz zu den üblichen, mit Gleichstrom betriebenen Bogenlampen, bei denen eine dicke positive Kohle einer dünnen negativen gegenüberstand, bestand die Jablochhoff-Kerze aus zwei gleich dicken, parallel nebeneinander stehenden Kohlen. Der kleine Zwischenraum war ausgefüllt mit einer schwer schmelzbaren keramischen Masse. Die beiden «Dochtspitzen» überbrückte er mit einem leitenden Kohlestäbchen, das beim Einschalten schmolz und so den Lichtbogen zündete. Betrieben wurden diese Kerzen, von denen 4 in Serie geschaltet werden konnten, mit Wechselstrom. Ihre Brenndauer betrug knapp 1½ Stunden. Indem er 4 solcher Kerzen in einer einzigen Armatur vereinigte, kam er auf eine Brenndauer von bis zu 6 Stunden. Anfänglich musste das Umstöpseln auf die nächste Kerze von Hand vorgenommen werden, später besorgte dies mehr schlecht als recht eine Automatik.

Die Jablochhoff-Kerze stellte zwar einen ersten Schritt auf dem Wege zur Teilung des Lichtes dar und sie erlangte für die Beleuchtung von Strassen, aber auch von Hotel-

hallen und zum Beispiel des Hauptpostamtes in Berlin ein gewisse Bedeutung. Neben dem Vorteil, dass keine Regulierung mehr nötig war, haftete dem System aber der grosse Nachteil an, dass bei jedem Stromunterbruch alle Lichter erlöschten und erst nach dem Ersetzen sämtlicher angebrannter Kohlen durch neue wieder in Betrieb gesetzt werden konnten.

1881 stunden immerhin etwa 4000 Lampen in Betrieb. An der internationalen Elektrizitäts-Ausstellung in Paris sah man Jablochhoff-Kerzen neben Differentialbogenlampen von Siemens und der Edison-Glühlampe. Gegen diese beiden Konkurrenten kam Jablochhoff nicht mehr auf. Innert kurzer Zeit verlor er sein ganzes Geld und musste zurück nach Russland, wo er, verarmt, am 19. März 1894 in Saratow starb.

H. Wüger