

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses

**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen

**Band:** 82 (1991)

**Heft:** 9

**Artikel:** Faseroptische Sensoren : Teil 4 : faseroptische Temperatur- und Gasdichtemessung

**Autor:** Schultheis, Lothar

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-902958>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 16.01.2026

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

# Faseroptische Sensoren

## Teil 4: Faseroptische Temperatur- und Gasdichtemessung

Lothar Schultheis

**In der Hochspannungstechnik werden faseroptische Temperatursensoren zur Detektion von sogenannten Hot Spots eingesetzt, wobei verschiedene Sensorprinzipien zur lokalen wie auch zur verteilten Temperaturmessung in Frage kommen. Faseroptische Gasdichtesensoren werden in Schaltanlagen eingesetzt, um die Isolationsfestigkeit eines Isoliergases zu gewährleisten. Das Messprinzip beruht auf der Frequenzverstimmlung eines mechanischen Resonators.**

**Dans la technique de la haute tension l'emploi des senseurs optiques de température améliore la fiabilité de la mesure et de la détection des points chauds. Plusieurs types de senseurs peuvent être employés pour la mesure locale et distribuée de la température. Les senseurs optiques de densité de gaz sont employés dans les disjoncteurs. On en surveille le pouvoir d'isolation des gaz. Le principe de mesure est basé sur la variation de fréquence d'un résonateur en présence d'un gaz.**

Faseroptische Temperatursensoren finden überall dort eine starke Verbreitung, wo aufgrund der Umweltbedingungen konventionelle Sensoren nicht verwendet werden können. Typische Gebiete sind: elektromagnetisch verseuchte Industrieanlagen, Mikrowellenöfen, explosionsgefährdete Räume und Hochspannungsanlagen. Die hohe Störsicherheit gegenüber elektromagnetischer Störeinstrahlung, die galvanische Trennung und das völlige Fehlen von feldverzer-

renden Metallteilen sind die Hauptvorteile faseroptischer Temperatursensoren. In der elektrotechnischen Industrie liegt das Hauptinteresse für faseroptische Temperatursensoren bei sicherheitsrelevanten Anwendungen, wie z.B. der Verhinderung lokaler Überhitzung von elektrischen Starkstromleitern (Hot Spots) in Transformatoren, Drosseln und Generatoren. Das Nichtüberschreiten einer kritischen Temperatur garantiert gleichzeitig einen sicheren Betrieb

### Thermo-optische Effekte und ihre Nutzung

Effekte	Anwendung	Hersteller
<b>Thermische Ausdehnung</b>		
Längenänderung	Fabry-Perot, Etalon	Metricor
↓ Bandlückenverschiebung	GaAs-Transmission	F&E
↓ Brechungsindex	Faser-Etalon	Amphenol
↓ Doppelbrechung	LiNbO <sub>3</sub> ; Twisted, Stressed Fiber	F&E
<b>Thermische Schwankungen</b>		
Rayleigh-Streuung	Liquid Core Fiber	F&E
Raman-Streuung	GeO <sub>2</sub> :SiO <sub>2</sub> -Fiber	York
Brillouin-Streuung	Standard SiO <sub>2</sub> -Faser	F&E
<b>Thermalisierung optischer Übergänge</b>		
Absorption	Nd:Faser	F&E
Lumineszenz	Yb:YF <sub>3</sub> GaAs/AlGaAs	Luxtron, Takaoka (Asea)
Abklingzeit	Nd:YAG	Degussa
Thermische Emission	Pyrometrie	Inwave, Accufiber

Tabelle I: Thermo-optische Effekte und ihre Nutzung

#### Adresse des Autors

Dr. Lothar Schultheis, Asea Brown Boveri  
Forschungszentrum, 5405 Baden

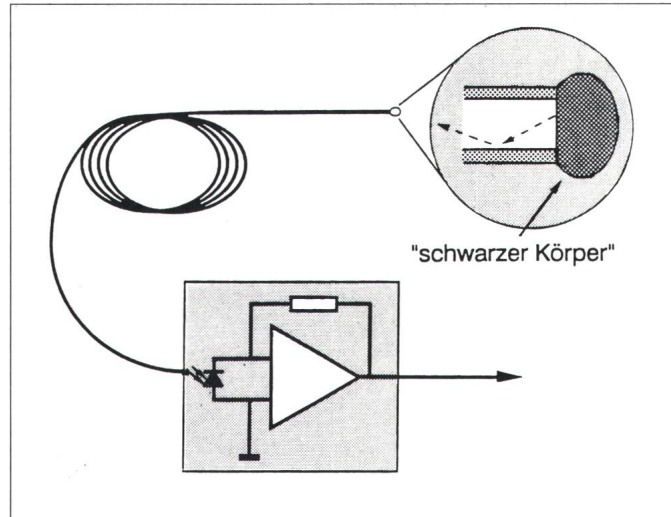
und eine lange Lebensdauer. In elektrischen Anlagen mit hohen Spannungen und hohen Strömen dürfen keine metallhaltigen Sonden verwendet werden (Feldverzerrung), und die Sensoren müssen aus Isolationsgründen von den elektronischen Auswertungseinheiten galvanisch getrennt sein. Faseroptische Sensorsysteme erfüllen diese Bedingungen ausgezeichnet, sofern sie die wichtigste Nebenbedingung, vertretbare Kosten, erfüllen. Im folgenden werden zunächst zwei Beispiele lokaler faseroptischer Sensoren vorgestellt.

Einige faseroptische Temperatursensoren werden mittlerweile kommerziell angeboten. Sie alle basieren auf thermooptischen Effekten, d.h. auf Änderungen des optischen Verhaltens als Funktion der Temperatur. Die Tabelle I fasst die gebräuchlichsten thermooptischen Effekte zusammen.

## Pyrometrischer Temperatursensor

Das Funktionsprinzip des pyrometrischen Temperatursensors ist sehr einfach: Jeder Körper sendet Wärmestrahlung aus, deren spektrale Intensitätsverteilung durch die Plancksche Strahlungsformel beschrieben wird und ein Mass für die Strahlungstemperatur des Körpers darstellt. Besonders charakteristisch für die Temperatur des Körpers ist das Maximum dieser Wärmestrahlung und ihr kurzweiliger Spektralbereich. Bei Raumtemperatur liegt das Strahlungsmaximum bei einer Wellenlänge von etwa  $10\text{ }\mu\text{m}$ , bei  $300^\circ\text{C}$  bei etwa  $5\text{ }\mu\text{m}$ . Aus einer Analyse der Wärmestrahlung lässt sich demnach die Temperatur des strahlenden Körpers bestimmen (Pyrometrie).

Ein besonders einfacher pyrometrischer Sensor besteht, wie in Bild 1 schematisch dargestellt, aus einem Schwarzen Körper, der sich mit dem zu messenden Objekt (Temperatur  $T$ ) im thermischen Kontakt befindet, einem Lichtwellenleiter und einer Photodiode mit Transimpedanzverstärker. Der Schwarze Körper besteht beispielsweise aus einer direkt auf das Ende eines Lichtwellenleiters aufgetragenen Russpaste mit hoher Emissivität  $\epsilon$ , welche Wärmestrahlung der Wellenlänge  $\lambda$  mit dem Strahlungsfluss  $\Phi(\lambda)$  in den Lichtwellenleiter einstrahlt. Ein Lichtwellenleiter mit dem Kerndurchmesser  $r_c$ , der numeri-



**Bild 1**  
Schematischer  
Aufbau eines  
pyrometrischen  
Temperatursensors

schen Apertur  $NA$  und charakterisiert durch die Transmission  $T(\lambda)$  transportiert die Strahlung zu einer Photodiode mit der spektralen Empfindlichkeit  $r(\lambda)$ , in der ein Photostrom  $I_{photo}$  erzeugt wird. Ein anschließender Transimpedanzverstärker mit einem Gegenkopplungswiderstand  $R_f$  wandelt den Photostrom in eine Ausgangsspannung. Das von der thermischen Strahlung des Schwarzen Körpers erzeugte Ausgangssignal  $U$  ist dann:

$$U = R_f I_{photo} \quad (1a)$$

$$I_{photo} = e \int_0^\infty r(\lambda) T(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda \quad (1b)$$

$$\Phi(\lambda) = 2\pi NA^2 \cdot \pi r_c^2 \cdot \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1} \cdot \epsilon \quad (1c)$$

wobei  $e$  die Elementarladung,  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $k$  die Boltzmannkonstante darstellt.

Um auch bis zu niedrigen Temperaturen von  $60^\circ\text{C}$  noch Wärmestrahlung detektieren zu können, muss man einen maximalen Photostrom bei minimalem Rauschstrom erzielen. Massgeblich sind die folgenden Kriterien:

– Verwendung eines Lichtwellenleiters mit grossem Kerndurchmesser und hoher numerischer Apertur: Al-

lerdings verschlechtern sich die mechanischen Fasereigenschaften wie Bruchfestigkeit und minimaler Biegungswinkel mit zunehmender Faserdicke drastisch und begrenzen somit den technisch sinnvoll zu nutzenden Faserdurchmesser auf etwa  $200\text{ }\mu\text{m}$  bis  $1000\text{ }\mu\text{m}$ .

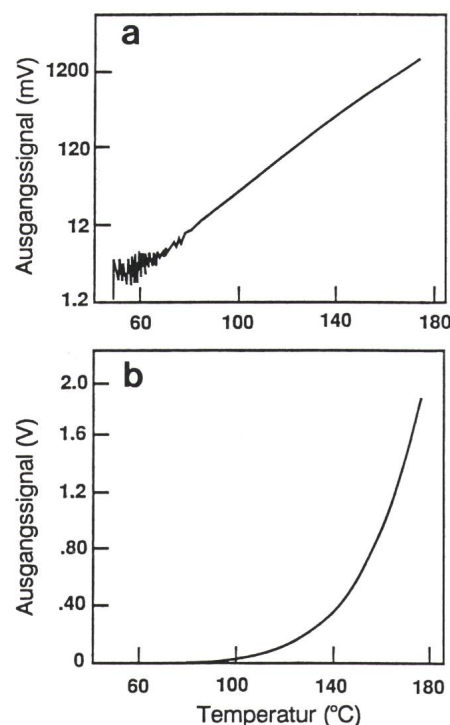
– Eine kurze Gesamtlänge des Lichtwellenleiters, um die Transmission zu erhöhen: Im Spektralbereich oberhalb von  $1,6\text{ }\mu\text{m}$  ist die Faserdämpfung der ökonomisch günstigen Quarzglasfasern nicht mehr zu vernachlässigen. Ausserdem muss die Gesamtabsorption des Lichtwellenleiters genügend klein bleiben, um die zu detektierende Wärmestrahlung nicht so stark zu dämpfen, dass sie von der thermischen Eigenstrahlung der Faser überdeckt wird. In der Praxis kommen für die Strahlungsdetektion Faserlängen bis zu  $20\text{ m}$  in Frage.

– Die zu verwendende Photodiode muss im wesentlichen eine hohe spektrale Empfindlichkeit (Quantenwirkungsgrad) im Infraroten aufweisen: Eine Photodiode auf InGaAs-Basis hat eine spektrale Empfindlichkeit von etwa  $0,8\text{ A/W}$  im Bereich von  $0,9$  bis etwa  $1,6\text{ }\mu\text{m}$ .

– Geringes Eigenrauschen der Photodiode: Diese Forderung wird idealerweise ebenfalls von einer InGaAs-Photodiode erfüllt. Das Eigenrauschen einer Halbleiterphotodiode kann beschrieben werden durch ein thermisches Widerstandsrauschen des Diodeninnenwiderstands, der bei  $300\text{ }\mu\text{m}$  Querschnittsdurchmesser der aktiven Photodiodenoberfläche typischerweise  $1...3\text{ G}\Omega$  beträgt. Durch Kühlung lässt sich dieser Rauschanteil verringern.



– Niedriger Eingangsstrom (Bias) des hochwertigen Transimpedanz-Verstärkers: Das Eigenrauschen des Verstärkers (Widerstandsrauschen am Gegenkopplungswiderstand) kann bei einem hohen Gegenkopplungswiderstand gegenüber dem Diodenrauschen praktisch vernachlässigt werden.



**Bild 2** Sensorsignal des pyrometrischen Temperatursensors in Funktion der Temperatur

Das Bild 2 zeigt das Ausgangssignal eines faseroptischen Pyrometriesensors als Funktion der Temperatur. Dieser Sensor-Prototyp besteht aus einer etwa 10 m langen Quarzglasfaser von 200  $\mu\text{m}$  Kerndurchmesser mit Polymercladding und einer numerischen Apertur von 0,37. Der typische Photostrom bei 60°C beträgt etwa 20 fA, was ein Ausgangssignal von 2 mV bei Verwendung eines 100-G $\Omega$ -Gegenkopplungswiderstandes ergibt. In der logarithmischen Darstellung (Bild 2a) ist deutlich der nahezu exponentielle Signalanstieg mit ansteigender Temperatur zu sehen. So ändert sich der Signalpegel von 2 mV auf 2 V für einen Temperaturanstieg von 150°C. Ein Vergleich des gemessenen mit dem theoretisch zu erwartenden Signalverlauf ergibt eine weitgehende Übereinstimmung. Diese exponentielle Signal-Temperatur-Charakteristik eignet sich ideal für Anwendungen als Temperatur-Schwellwertschalter, was

besonders im linear aufgetragenen Massstab (Bild 2b) deutlich wird.

Aus dem Bild 2a ist auch zu entnehmen, dass für niedrige Temperaturen die Temperaturauflösung des pyrometrischen Sensors durch Rauschen limitiert ist. Dieses Rauschen rührt hauptsächlich von der Photodiode her (Dunkelstrom und thermische Eigenstrahlung der Photodiode) und kann durch Kühlen oder durch Begrenzen der elektronischen Bandbreite minimiert werden. Dadurch wird auch der Einsatz des pyrometrischen Temperatursensors auf Messtemperaturen beschränkt, die wesentlich höher sind als die Diodentemperatur. Im Temperaturbereich der Detektoreinheit von -20°C bis +60°C beträgt die Genauigkeit bei einer Sensortemperatur oberhalb von 100°C etwa  $\pm 10^\circ\text{C}$ . Im Temperaturbereich von 10°C bis 30°C ist die Genauigkeit  $\pm 3^\circ\text{C}$ . Unterhalb einer Sensortemperatur von 90°C wird die Genauigkeit (wie auch die Auflösung) hauptsächlich vom Rauschen begrenzt. Eine Verbesserung der Genauigkeit des Sensorsystems kann entweder durch eine Temperaturstabilisierung der Detektoreinheit erreicht werden oder durch ein numerisches Temperaturkompensationsverfahren mit Hilfe der zusätzlich gemessenen Detektortemperatur.

## Halbleiter-Etalon-Temperatursensor

Für eine Temperaturmessung unterhalb von 90°C ist der pyrometrische Temperatursensor nur bedingt verwendbar. Für solche Aufgaben ist ein Halbleiter-Etalon-Temperatursensor besser geeignet, dessen Empfindlichkeit an den jeweiligen Temperaturbereich angepasst werden kann.

Das Funktionsprinzip des Halbleiter-Etalon-Temperatursensors basiert auf der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex  $n(T)$  eines Halbleiterplättchens und seiner thermischen Ausdehnung  $L(T)$  [1; 2]. Beide Effekte bewirken eine Änderung der Phase

$$\Phi = 4\pi / \lambda \cdot n(T) L(T) \cos \beta \quad (2)$$

von Licht, das sich unter einem Winkel  $\beta$  in der planparallelen Halbleiterschicht (Etalon) ausbreitet und an den Grenzflächen vielfach reflektiert wird. Durch die Interferenz der vielfach reflektierten Lichtwellen tritt bei Temperaturänderung eine drastische Än-

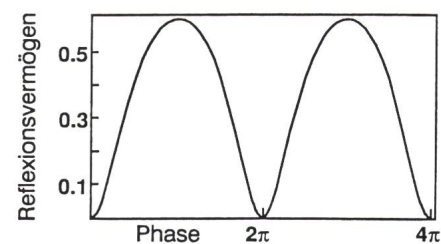
derung der reflektierten wie auch der transmittierten Lichtintensität auf, obwohl der Brechungsindex sich nur geringfügig verändert. Diese Änderung der Lichtintensität ist periodisch mit der Phase und lässt sich für kleine Einfallswinkel beschreiben durch:

$$R(\Phi) = \frac{4r^2 \sin^2(\Phi/2)}{1 - r^2 + 4r^2 \sin^2(\Phi/2)}$$

$$\text{mit } r = \frac{n_{\text{etalon}} - n_0}{n_{\text{etalon}} + n_0} \quad (3)$$

In Bild 3 ist das mit dieser Formel gerechnete Reflexionsvermögen als Funktion der Phase aufgetragen. Die verwendeten Brechungsindizes sind:  $n_{\text{etalon}} = 3,7$ ,  $n_0 = 1,5$ . Die Reflexionsminima sind schmäler als die Maxima. Diese Eigenschaft ist besonders ausgeprägt bei grossem  $r$ , d.h. bei grossem Brechungsindexunterschied von Etalon und Umgebung.

Die maximale Reflexionsänderung  $\Delta R = 4r^2/(1+3r^2)$  tritt für eine Phasenänderung von  $\Delta\Phi = \pi$  auf. Ein hoher Brechungsindexunterschied zwischen Etalon und angrenzendem Medium bewirkt daher einen hohen Reflexionsunterschied, d.h. eine gros-



**Bild 3** Gerechnetes Reflexionsvermögen eines Etalons (mit  $r = 0,5$ ) in Funktion der Phase

se Modulationstiefe des Signals und ist grundsätzlich wünschenswert. In der Praxis treten allerdings erhebliche Abweichungen vom maximal erzielbaren Modulationshub auf, da Verlust- und Mittelungseffekte zu einer Verschmierung und Verringerung der Modulation führen:

– Verluste treten auf, weil erstens das Etalon oder das einfallende Licht nicht absolut parallel ist und Licht nach mehrmaliger Reflexion nicht



wieder in die Faser eingekoppelt wird, zweitens das Etalonmaterial Licht aufgrund von Absorption und Streuung dämpft und drittens die Oberflächenrauigkeiten an den Grenzflächen Licht streuen. Die Verluste führen hauptsächlich zu einer Erhöhung des Reflexionsminimums.

– Mittelungseffekte gilt es zu berücksichtigen, wenn das einfallende Licht nicht streng monochromatisch ist oder eine endliche Divergenz hat. Weil die Phase vom Winkel des einfallenden Lichtes abhängt, führt eine Mittelung über die Winkelverteilung des aus der Faser austretenden und durch die numerische Apertur begrenzten Lichtbündels zu einer Verschmierung.

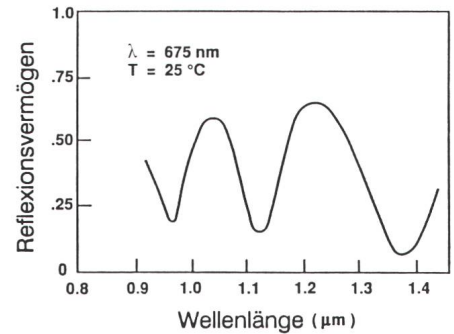
Beide Effekte hängen entscheidend von der Etalondicke  $L$  und dem Brechungsindex des Etalons ab.

Für grosses  $L$  im Bereich bis zu einigen Millimetern lassen sich Verluste und Mittelung minimieren, wenn das Etalon als ein teilverspiegeltes Monomode-Faserstück realisiert wird, das an eine Zuleitungsfaser gespleisst wird [3]. Ein solches Etalon weist eine extrem hohe Empfindlichkeit auf, da bereits kleinste Änderungen des Brechungsindex zu grossen Phasenänderungen  $\Delta\Phi \gg \pi/2$  führen. Die Beziehung zwischen Brechungsindexänderung und Reflexionssignal ist dabei allerdings nicht mehr eindeutig. Durch Zählen der schmalbandigen Interferenzminima lässt sich jedoch eine Temperaturzuordnung erzielen (digitaler Sensor).

Für ein Etalon mit geringer Dicke im Bereich von  $1\ \mu\text{m}$  sind Lichtführungseigenschaften nicht erforderlich

[2]. Ein hoher Brechungsindex von etwa 3.7 führt bereits zu einem grossen Modulationshub von 60% und zu einer erheblichen Verringerung des Divergenzwinkels des Lichtes, das aus einer Multimodefaser mit  $NA = 0.2$  austritt (von etwa  $\beta = 11.5^\circ$  auf etwa  $3.3^\circ$ ). Zusätzlich wird die Empfindlichkeit gegenüber einer Frequenzänderung des einfallenden Lichtes drastisch verringert. Das bedeutet, dass man in der Praxis nicht unbedingt monochromatisches Laserlicht verwenden muss, sondern aus Kostengründen breitbandigeres Licht – z.B. aus einer Leuchtdiode (Bandbreite = 50 nm) oder Weisslicht gefiltert mit einem Interferenzfilter (3...10 nm Bandbreite) – verwenden kann. Ein solch einfaches Sensorsystem ist schematisch in Bild 4 dargestellt.

Als Etalon-Material bietet sich im Prinzip jeder Halbleiter mit hohem Brechungsindex und grosser Temperaturabhängigkeit an. Ein idealer Halbleiter ist Silizium. Neben der chemischen Beständigkeit und der geringen Absorption unterhalb der indirekten Bandlücke sind vor allem die Verfügbarkeit und die technologische Reife als Vorteile zu sehen. Zur Herstellung eines Silizium-Etalons bieten sich zwei Möglichkeiten an. Kostengünstige nasschemische Ätzverfahren wie auch Trockenätzverfahren lassen sich verwenden, um aus einkristallinen Siliziumwafern von 5...20 cm Durchmesser dünne bis  $1\ \mu\text{m}$  dicke Siliziumschichten herauszuätzen. Anschliessend wird der Wafer in kleine Etalons geteilt und die Etalons werden auf die Faserspitzen geklebt. Eine

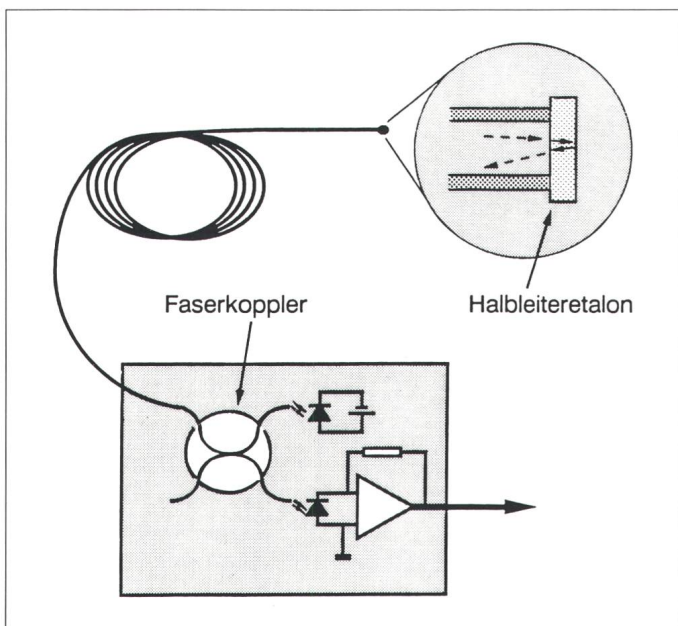


**Bild 5 Reflexionsvermögen eines 675 nm dünnen Silizium-Etalons in Funktion der Wellenlänge**

zweite Möglichkeit der Etalonherstellung ist das direkte Aufdampfen von Silizium auf das Faserende. Dieses Verfahren hat auch den Vorteil einer batchartigen Fabrikationsweise, in der ein ganzer Satz von Glasfasern in einem Aufdampfschritt bearbeitet werden kann. Nach dem Aufdampfprozess muss das amorphe Silizium getempert werden, um ein thermisch langzeitstabiles polykristallines Silizium zu erhalten. Es können beliebige Schichtdicken erzeugt werden, die durch interferometrische On line-Dickenkontrolle mit einer Referenzfaser während des Aufdampfens kontrolliert werden.

Bild 5 zeigt das Reflexionsvermögen eines  $0.675\ \mu\text{m}$  dünnen, auf eine Multimodefaser aufgedampften Silizium-Etalons in Abhängigkeit der Wellenlänge. Der grosse Signalhub im Wellenlängenbereich von  $1.1...1.4\ \mu\text{m}$  demonstriert den geringfügigen Einfluss der Mittelungseffekte des divergenten Lichtes der Multimodefaser. Hingegen führt die, wenn auch geringe, Interbandabsorption des indirekten Halbleiters Silizium zu einem graduellen Anstieg der Reflexionsminima und begrenzt die Verwendung von Silizium auf Wellenlängen oberhalb von etwa 900 nm.

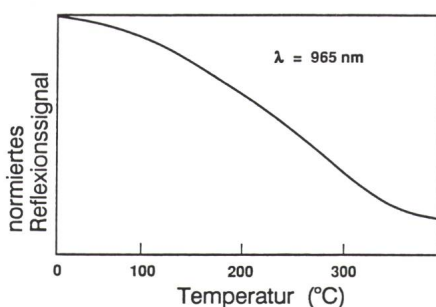
Das Bild 6 zeigt ein typisches Sensorsignal als Funktion der Temperatur bei fester Wellenlänge von 965 nm. Die Dicke von  $0.675\ \mu\text{m}$  ergibt für die Wellenlänge von 975 nm eine im gesamten Temperaturbereich von  $0^\circ\text{C}$  bis  $400^\circ\text{C}$  eindeutige Signal-Temperatur-Beziehung. Der für die Sensorfunktion wichtige Signalhub zwischen maximaler und minimaler Temperatur beträgt fast 60%. Die maximal erreichbare Temperaturauflösung hängt vom Signal-Rausch-Verhältnis ab und liegt bei etwa  $3^\circ\text{C}$ .



**Bild 4 Schematischer Aufbau eines faseroptischen Etalon-Tempersensors**

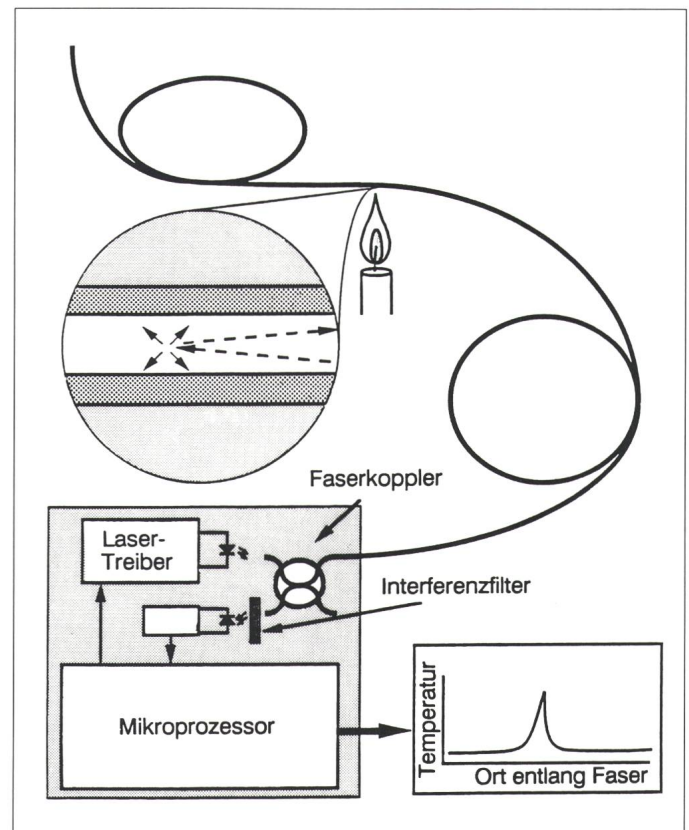


Ein Nachteil des analogen Sensorkonzeptes liegt in der mangelnden Streckenneutralität begründet. Schwankungen der transportierten Lichtintensität aufgrund von Faserkrümmung (Biegeverluste) sowie Schwankungen von Lichtquellen und Faserkoppelgliedern (thermische Veränderungen) führen zu verfälschten Interpretationen. Diese Probleme können mit Hilfe eines Referenzkanals vermieden werden. Dieser Referenzkanal muss so gewählt werden, dass das Verhältnis von Messsignal zu Referenzsignal temperaturabhängig ist. Durch die Division der beiden Signale (Normierung) heben sich die linearen Intensitätsänderungen der Streckenverluste beider Kanäle heraus. Dadurch kann die unverfälschte Temperaturabhängigkeit des Sensors ermittelt werden. Eine solches Zweikanalkonzept kann in der Zeitdomäne durch die Detektion mit zwei zeitlich versetzten Zeitfenstern realisiert werden, um z.B. eine Lumineszenzabklingzeit zu bestimmen (Beispiel: Degussa-Temperatursensor). In der Frequenzdomäne wird das vom Sensor zurückkommende Signal bei zwei verschiedenen Wellenlängen gemessen (Beispiel: Takaoka(Asea)-Temperatursensor). Beide Kanäle erleiden praktisch den gleichen Streckenverlust, falls die beiden Wellenlängen nicht zu verschieden sind. Für den Etalonsensor kann ein solches Zweikanalkonzept einfach realisiert werden, indem man mit einer LED breitbandig anregt und anschliessend zwei Spektralkomponenten detektiert, die mittels zweier Interferenzfilter aus dem reflektierten Licht gefiltert werden. Idealerweise wählt man die Durchlasswellenlänge des Sensorsignals beim Reflexionsmaximum und die des Referenzsignals beim Reflexionsminimum, um einen möglichst grossen Signalhub des normierten Si-



**Bild 6** Reflexionssignal eines Silizium-Etalon-Temperaturensors in Funktion der Temperatur

**Bild 7**  
Schematischer  
Aufbau eines  
faseroptischen  
verteilten  
Temperaturensors



gnals zu erzielen. Die Etalondicke wird dann durch diese beiden Bedingungen festgelegt.

### Faseroptischer verteilter Temperatursensor

Der verteilte faseroptische Temperatursensor ist ein typisches Beispiel für einen intrinsischen Fasersensor, der die gesamte Faser als aktive Sensorelement verwendet und mit dem man ein Temperaturprofil entlang der Faser erhalten kann [4; 5; 6]. Der verteilte Temperatursensor basiert auf einer intrinsischen Eigenschaft jedes Festkörpers, also auch eines Lichtwellenleiters: die Wechselwirkung von Licht mit den atomaren Schwingungen. Bei diesem sogenannten Raman-Effekt wird Licht mit einer bestimmten Wellenlänge durch die schwingenden Atome nicht nur in eine andere Richtung gestreut, sondern auch noch in der Wellenlänge verändert. Das gestreute Licht ist dann sowohl zu höheren (Stokes-Licht) als auch zu niederen (Anti-Stokes-Licht) Wellenlängen verschoben und kann durch spektrale Selektion mittels Interferenzfilter detektiert werden. Das Verhältnis von Anti-Stokes zu Stokes Komponente hängt stark von der Temperatur ab

(thermische Besetzung der Zustände) und kann als Mass für die Temperatur benutzt werden.

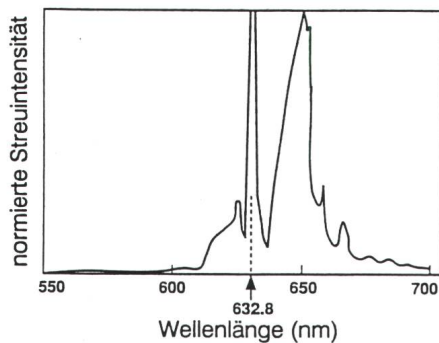
$$I_{AS}/I_S = \exp(-\Delta E/kT) \quad (4)$$

wobei  $E$  die Energieverschiebung (aufgrund der Wellenlängenverschiebung) von gestreutem zu einfallendem Licht ist.

Das Bild 7 zeigt einen schematischen Aufbau des verteilten Temperaturensors. Kurze Lichtimpulse mit einer Pulsdauer von einigen Nanosekunden werden von einer Laserdiode über einen Faserkoppler in den Messwellenleiter (Standard-Multimodefaser) eingekoppelt. Der Lichtimpuls breitet sich in der Faser mit der Geschwindigkeit  $c/n$  aus, wobei  $n$  der effektive Brechungsindex ist, und wird überall entlang der Faser elastisch (Rayleigh-Streuung) wie auch inelastisch (Raman-Streuung) gestreut. Das rückgestreute Raman-Licht wird mittels Interferenzfilter vom rückgestreuten Rayleigh-Licht diskriminiert und zeitaufgelöst detektiert. Die zeitliche Korrelation des Ramansignals mit dem in der Faser entlanglaufenden Lichtimpuls liefert eine eindeutige Zuordnung zum jeweiligen Ort der Streuung. Die Ortsauflösung ist dann

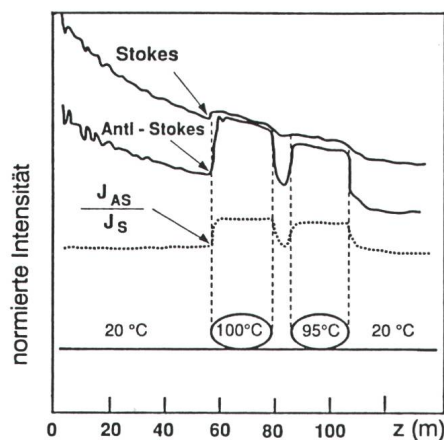


im wesentlichen durch die halbe räumliche Ausdehnung des Lichtimpulses gegeben (ca. 1 m bei 10 ns Impulsdauer). Die Gesamtlänge der Faser ist dadurch begrenzt, dass mit zunehmender Länge eine Abschwächung der Lichtimpulse (Rayleigh-Streuung) wie auch eine Verbreiterung (Dispersion) eintritt, die die Güte des Messsignals und damit die Auflösung stark beeinträchtigen. Gebräuchliche Gesamtlängen der Glasfaser liegen im Bereich von 1000 m.



**Bild 8** Rückstreuungsspektrum einer Standard-Multimodefaser, erzeugt von einem HeNe-Laser (Wellenlänge von 632,8 nm)

Das Bild 8 zeigt ein typisches Ramanspektrum einer Gradientenindexfaser bei 25°C. Deutlich sind die beiden wellenlängenverschobenen Streubanden zu sehen. Das um mehrere Zehnerpotenzen grössere Rayleigh-Signal bei der Laserwellenlänge von 632,8 nm ist hier stark unterdrückt worden. Das Bild 9 zeigt das rückgestreute Ramansignal einer 150 m lan-



**Bild 9** Stokes- und Anti-Stokes-Streuintensität aufgetragen über dem Abstand z entlang der Faser

Die gepunktete Linie ist das Verhältnis von Anti-Stokes- zu Stokes-Signal und entspricht dem Temperaturprofil der Faser.

gen Testfaser, von der zwei jeweils 20 m lange Teilstücke um zwei Heizöfen herumgewickelt sind. Deutlich ist das Anti-Stokes- und Stokes-Raman-Signal zu sehen. Wie erwartet ist das Stokes-Signal im Gegensatz zum Anti-Stokes-Signal wenig temperaturabhängig. Deutlich ist auch der Effekt der Rayleigh-Streuung zu sehen, der mit zunehmender Distanz zu einer Abschwächung des Anregungsimpulses und damit zu geringerer Raman-Rückstreuung führt.

Ein verteilter Temperatursensor ist bei ABB erfolgreich in einer Drosselwicklung erprobt worden [6]. Mittlerweile sind auch kommerzielle Geräte von York und von Cossor Electronics auf den Markt gekommen.

## Faseroptischer Gasdichtesensor

Gasisolierte Hochspannungsschaltanlagen (GIS-Anlagen), in denen sich ein Isoliergas (SF<sub>6</sub>) zwischen dem zylindrischen Aussenleiter und dem stabförmigen Innenleiter befindet, werden aufgrund der kompakten, platzsparenden Bauweise, der Geräuscharmheit und der Feuersicherheit bevorzugt in Ballungszentren eingesetzt. In diesen coaxialen Rohrleitern befindet sich das SF<sub>6</sub>-Gas unter einem Druck von etwa 5 bar, was einer Gasdichte von 30 kg/m<sup>3</sup> entspricht und zu einer Isolierfestigkeit führt, die grösser ist als diejenige von Transformatorenöl. Die Isoliereigenschaften des SF<sub>6</sub>-Gases werden charakterisiert durch die elektrische Durchbruchfeldstärke. Diese hängt nur von der Gasdichte ab, nicht aber vom Druck: Temperaturschwankungen von ± 40°C in einer geschlossenen Röhre ändern zwar den Gasdruck um ± 14%, haben aber keinerlei Einfluss auf die Durchschlagsfestigkeit. Die Gasdichte von SF<sub>6</sub> ist daher ein wichtiges, sicherheitsrelevantes Mass für den Isolationszustand einer GIS-Anlage. Eine Messung der Gasdichte ermöglicht zusätzlich zur Prüfung der Isolierfestigkeit:

- eine Füllkontrolle (Optimierung des Einfüllvorganges bei allen Temperaturen),
- eine Leckratenvorhersage (Optimierung der Wartungsintervalle),
- eine Druckanalyse (Erhöhung der Berstsicherheit).

Der Aussenleiter einer GIS-Anlage liegt üblicherweise auf Erdpotential.

Während eines Blitzeinschlages oder bei einer Notabschaltung können hingegen hohe Spannungstransienten am Nulleiter auftreten und galvanisch nicht getrennte Sensorsysteme zerstören. Daher ist eine Potentialtrennung von Sensorkopf und Auswerteelektronik für eine betriebssichere Sensorfunktion entscheidend. Faseroptische Sensoren erfüllen diese Voraussetzungen in idealer Weise.

Die Gasdichte lässt sich in einfacher Weise durch einen mechanischen Resonator bestimmen: Ein in einem Gas schwingender Resonator (z.B. ein Stimmgabelquarz) der Dichte  $\rho_R$  muss einen Teil des umgebenden Gases mit der Dichte  $\rho$  und der Viskosität  $\eta$  beschleunigen; die träge Gasmasse addiert sich zur Resonatormasse, und die Vakuumresonanzfrequenz  $\nu_0$  erniedrigt sich proportional zur Gasmasse [7; 8; 9]. Die Frequenzverschiebung hängt also nur von der Gasdichte ab (nicht aber vom Gasdruck) und beträgt:

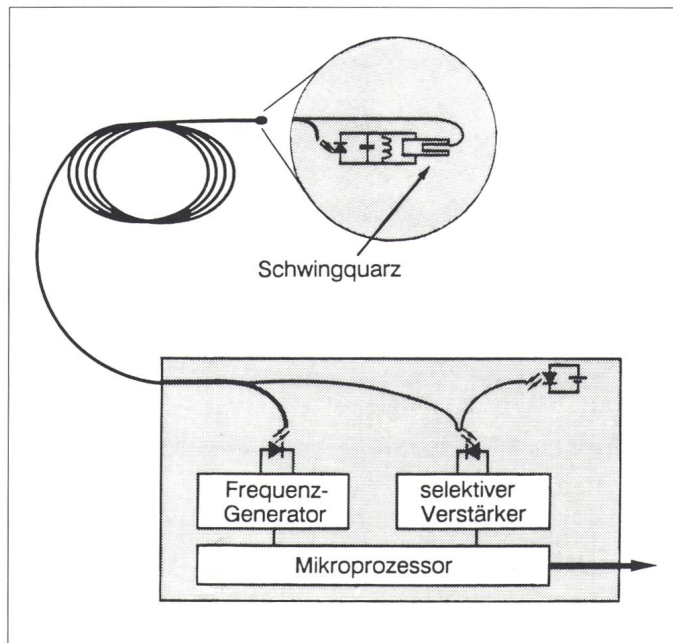
$$\Delta\nu = -\nu_0 \frac{\rho}{2\rho_R w} \cdot \left[ c_1 + \frac{c_2}{t} \left( \frac{2\eta}{\rho 2\pi\nu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (5)$$

wobei die Geometriekoeffizienten für einen Stimmgabelquarz  $c_1 \approx 1,6$  und  $c_2 \approx 15$  sind.  $t$  ist die Zinkendicke und  $w$  die Zinkenbreite des Stimmgabelquarzes. Gleichzeitig mit der Frequenzverschiebung wird der Resonator aufgrund der erhöhten Reibung mit dem Gas stärker gedämpft. Dieser parasitäre Effekt kann bei geschickter Wahl der Resonatorgeometrie minimiert werden.

Die schematische Darstellung eines faseroptischen Gasdichtesensors zeigt das Bild 10. Der gezeigte Sensor ist ein typisches Beispiel eines hybriden (optoelektrischen) Sensors. Periodisch modulierte Licht wird über eine Glasfaser zum Sensorkopf transportiert. Dort wird es mit einer Photodiode zu einem modulierten Photostrom umgewandelt. Mittels eines impedanzwandelnden Netzwerkes wird eine Wechselspannung erzeugt, die einen Stimmgabelquarz (wie in jeder Armbanduhr zu finden) betreibt. Die Schwingungsamplitude des Quarzes wird mit einer zweiten Glasfaser optisch abgetastet: Ein Teil des Lichtes von konstanter Lichtintensität wird von der schwingenden Stimmgabel in die Faser zurückreflektiert, auf der Auswerteseite des Sensorsystems aus-

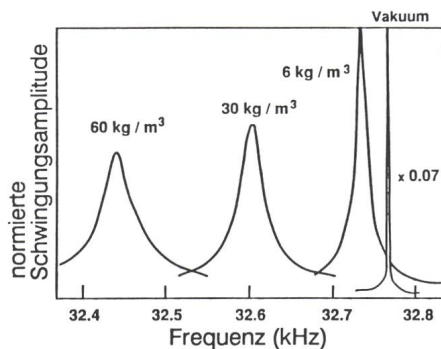


**Bild 10**  
Schematischer  
Aufbau eines  
faseroptischen  
Gasdichtesensors



gekoppelt und in ein elektrisches Signal umgewandelt. Wird nun die Modulationsfrequenz des anregenden Lichtes durchgestimmt, so erhält man die Resonanzkurve des Quarzresonators, deren Maximum die Resonanzfrequenz bestimmt.

Das Bild 11 zeigt typische Resonanzkurven bei verschiedenen Gasdichten von  $\text{SF}_6$ . Deutlich ist die star-

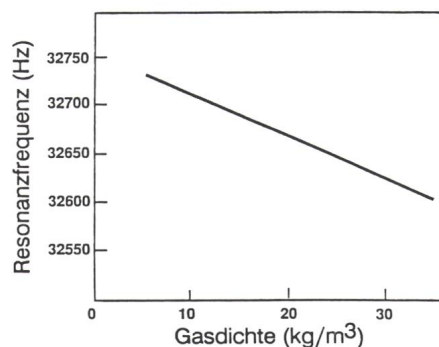


**Bild 11** Faseroptisch abgetastete  
Schwingungsspektren eines  
Stimmgabelquarzes für verschiedene  
Gasdichten

ke Verschiebung der Resonanzfrequenz um 330 Hz bei einer Dichtezunahme von  $60 \text{ kg/m}^3$  zu sehen. Allerdings nimmt auch die Dämpfung des Quarzstimmgabelresonators beträchtlich zu, was an der Verbreiterung der Resonanzkurven und der starken Abnahme des Schwingungsamplitudenmaximums zu sehen ist. Die damit zusammenhängende Energiedissipation des Resonators muss durch eine er-

höhte Anregungsleistung ausgeglichen werden.

In Bild 12 ist die Resonanzfrequenz, gewonnen aus dem Maximum der Schwingungsamplitude gegenüber der Gasdichte aufgetragen. Der weitgehend lineare Zusammenhang von Resonanzfrequenz und Gasdichte ist in der geringen Bedeutung des  $c_2$ -Terms begründet und ergibt einen Umrechnungsfaktor von etwa  $4.6 \text{ Hz/kg/m}^3$ . Bei hochpräzisen Gasdichtemessungen muss in der Praxis allerdings berücksichtigt werden, dass auch eine Temperaturänderung die Quarzresonanzfrequenz erniedrigt (um 1% bei einer Temperaturänderung von 20 auf  $60^\circ\text{C}$ ). Hier kann eine einfache Temperaturkompensation (Differenzbildung mit einem zweiten, im Vakuum schwingenden Quarz) die Genauigkeit verbessern. Weitere Temperatureinflüsse, die in der Resonator-Gas-Wechselwirkung begründet



**Bild 12** Resonanzfrequenz eines  
Stimmgabelquarzes in Funktion der  
Gasdichte bei  $25^\circ\text{C}$

liegen, müssen durch eine zusätzliche Temperaturmessung und anschließende numerische Korrektur eliminiert werden.

Besonders interessant an hybriden faseroptischen Sensoren ist ihre Kompatibilität mit rein elektronischen Sensorsystemen. Diese Eigenschaft erschliesst äusserst kostengünstige Varianten, weil das faseroptische Zwischenglied durch einfache Drähte oder falls nötig durch Potentialtrennstufen (Optokoppler) ersetzt werden kann. Die Entwicklung kann also aufgeteilt werden in einen elektronischen Sensor und in ein universell zu verwendendes faseroptisches Kommunikationssystem und erleichtert kostengünstige Entwicklungslösungen.

## Danksagung

Teile der hier vorgestellten Arbeit wurden von der Kommission zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung gefördert. Danken möchte ich Dr. J. Nehring und Dr. H. Brändle für hilfreiche Diskussionen und die Durchsicht des Manuskripts sowie H. Amstutz, M. Kaufmann und W. Gribi für die tatkräftige Unterstützung bei den Entwicklungsarbeiten.

## Literatur:

- [1] G. Beheim: Fiber-optic thermometer using semiconductor-etalon sensor, *Electron. Lett.* (1986)22, p. 238...239.
- [2] L. Schultheis, H. Amstutz und M. Kaufmann: Fiber-optic temperature sensing with ultrathin silicon etalons, *Optics Letters* (1988)13, p. 782...784.
- [3] P.A. Leilabady und M. Corke: All-fiber-optic remote sensing of temperature: employing interferometric techniques, *Optics Letters* (1987)12, p. 772...774.
- [4] J.P. Dakin, D.J. Pratt, G.W. Bibby und J.N. Ross: Distributed optical fibre Raman temperature sensor using semiconductor light source and detector, *Electron. Lett.* (1985)21, p. 570...571.
- [5] A.H. Hartog, A.P. Leach und M.P. Gold: Distributed temperature sensing in solid core fibres, *Electron. Lett.* (1985)21, p. 1061...1062.
- [6] H. Schad und P. Boss: Faseroptische Messung des Temperaturprofils einer Transformatormodellspule, *Bull. SEV/VSE* 80(1989)7, S.377...379.
- [7] L. Landau und E.M. Lifshitz: Fluid mechanics, chapters 2 and 8, Pergamon Press, London (1959)
- [8] M. Christen: Air and gas damping of quartz tuning forks, *Sensors and Actuators* (1983)4, p. 555...
- [9] K. Kokubun, M. Hirata, M. Ono, H. Murakami und Y. Toda: Frequency dependence of a quartz oscillator and gas pressure, *J.Vac.-Sci.Technol. A3* (1985), p. 2184.



**EUROPEAN TRANSACTIONS ON TELECOMMUNICATIONS  
AND RELATED TECHNOLOGIES  
(ETT)**

*Six issues a year*

Published by: AEI (Associazione Elettrotecnica ed Elettronica Italiana), in cooperation with: AEE (Asociation Electrotécnica y Electrónica Española); AIM (Association des Ingenieurs Electriciens sortis de l'Institut Montefiore, Université de Liège), ASN/CPEF (The Consulting Committee of the Professional Electroengineers' Organization in Finland), KIVI (Koninklijk Instituut van Ingenieurs Afd. elektrotechniek), ODE (Ordem dos Engenheiros, Portugal), SEV/ASE (Schweizerischer Elektrotechnischer Verein), SRBE/KBVE (Société Royale Belge des Electriciens - Koninklijke Belgische Vereniging der Elektrotechnici), VDE (Verband Deutscher Elektrotechniker)

with the support of the Commission of the European Communities (CEC)

*The first European scientific review in telecommunications enters the 2nd year of publication with increased international dissemination and reputation.*

**Contents of ETT N. 1, vol. II, 1991: special issue on  
"Major Issues in Telecommunications for the 1990's"**

L. O. Barbosa, N.D. Georganas: Multimedia services and applications  
M. Guglielmo, G. Modena, R. Montagna: Speech and image coding for digital communications  
C. Mossotto: Integrated services digital networks; narrowband networks  
M. Listanti, A. Roveri: Integrated services digital networks: broadband networks  
M. Gerla, L. Fratta, J. Bannister: Evolution of LANs and MANs towards high speeds:  
Gigabits per second and beyond  
D. J. Goodman: Evolution of wireless information networks  
A. Patavina: Broadband switching systems: first generation  
G. Fantauzzi, P. Tiribelli: Network operation and support systems

**ETT focus issues scheduled for 1991**

Nos. 2 and 3: Focus on Broadband Communication Networks and Services  
No. 4: Focus on Synthetic Aperture Radars (SAR) Data

***A personal offer to you, as a SEV/ASE Member:***

***a sample copy of ETT N. 1, 1991***

cut along the dotted line

*As a SEV/ASE Member I am entitled to subscribe to scientific review "European Transactions on Telecommunications and Related Technologies" (ETT) at the reduced rate for Members of the signatory Societies mentioned above.*

*Please send me a free sample copy of ETT, No. 1, vol. II, 1991*

Name .....

Address .....

.....

City, zip .....

Signature .....

Secretary of ETT Boards  
Ufficio Centrale AEI  
viale Monza 259

20126 Milano  
(ITALY)