

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 41 (1968)
Heft: 5

Artikel: Submillimeterwellen-Technik
Autor: Moser, J.-F. / Steffen, H. / Kneubühl, F.K.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113907>

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: 11.07.2025

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

Submillimeterwellen-Technik

von **J.-F. Moser**, **H. Steffen** und **F. K. Kneubühl**

Laboratorium für Festkörperphysik der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Zürich

(29. II. 68)

Zusammenfassung. Eine Übersicht des gegenwärtigen Standes der Submillimeterwellen-Technik und Spektroskopie wird gegeben. Quellen, Detektoren und Spektrometer werden auf Grund eigener Erfahrung diskutiert.

Résumé. On présente la situation actuelle de l'évolution de la technique et spectrométrie des ondes submillimétriques. Performances et développements des sources, détecteurs et spectromètres sont discutés et comparés aux résultats obtenus dans notre laboratoire.

Summary. The present state of the art of submillimeterwaves is reviewed. Performance and development of sources, detectors and spectrometers are discussed and compared with results obtained at our laboratory.

Einleitung

Das Gebiet der Submillimeterwellen erstreckt sich im elektromagnetischen Spektrum von 200 cm^{-1} bis 10 cm^{-1} . Infolge der enormen spektroskopischen und technischen Schwierigkeiten setzte rege Tätigkeit in diesem Spektralbereich im Vergleich zum angrenzenden Ultrarot und zu den Mikrowellen erst spät ein. Seit über 50 Jahren konnten keine merklichen Verbesserungen breitbandiger Strahler erzielt werden. Dagegen stehen uns heute in Form von Gaslasern ($\lambda \leq 0,774\text{ mm}$) und Carcinotrons ($\lambda \geq 0,4\text{ mm}$) relativ intensive, monochromatische Quellen zur Verfügung. Auch wurden in letzter Zeit gewaltige Anstrengungen in der Spektrometer- und Filtertechnik unternommen, welche zur Konstruktion von grossdimensionierten Interferometern und Gitterspektrometern führten. Trotzdem bleiben die bis jetzt erreichten spektralen Auflösungen mit breitbandigen Strahlern als Quellen in bescheidenem Rahmen, zum Beispiel $0,08\text{ cm}^{-1}$ bei 35 cm^{-1} .

Da wir uns mit der Submillimeterwellen-Spektroskopie von Festkörpern, Flüssigkeiten und mit Gaslasern befassen, scheint es notwendig, die Möglichkeiten der heutigen Submillimeterwellen-Technik zu überprüfen, wobei wir uns auf eigene Erfahrungen stützen können.

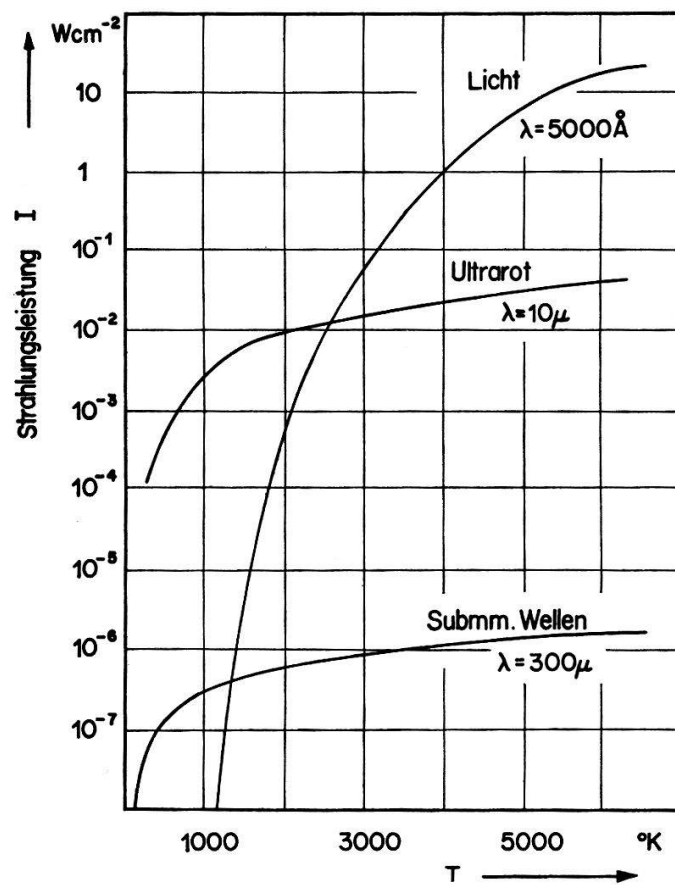
Quellen

Voraussetzung für jede Spektroskopie sind breitbandige oder kontinuierlich abstimmbare Quellen. Im Ultrarot liefern die thermischen Strahler und die Hg-Lampe ein breitbandiges Leistungsspektrum. Im Gegensatz dazu kann die Frequenz der Mikrowellengeneratoren nur in schmalen Bereichen bis etwa 1 mm Wellenlänge kontinuierlich variiert werden. Die Leistungslücke zwischen $0,1\text{ mm}$ und 1 mm Wellenlänge wird heute allmählich überbrückt. Die Elektronik dringt von den Mikrowellen her zu immer höheren Frequenzen vor, wobei viele der verwendeten Generatoren

noch in der Entwicklung stehen: Reflexklystrons, Carcinotrons, Rückwärtswellen-Resonanzoszillatoren, Ubitrons, Tornatrons, Mikrotrons, Smith-Pourcell-Strahler, Cerenkov-Strahler, Froome-Frequenzvervielfacher, Klystronvervielfacher, Tunnel-dioden, Gunn-Oszillatoren, Josephson-Supraleiter-Übergänge, ferrmagnetische Resonanzoszillatoren, Massenstrahler u. a. m. Vom Ultrarot her sind die Gaslaser mit Erfolg in den Submillimeterwellenbereich vorgestossen. Im folgenden Überblick besprechen wir Vor- und Nachteile dieser Quellen, wobei eigene Erfahrungen mit dem Hg-Hochdruckbrenner und dem Gaslaser in Betracht gezogen werden.

1. Rein thermische Anregung

Der **schwarze Körper** bildet die vollkommene Impedanzanpassung einer thermischen Quelle an das Vakuum. Er emittiert die für einen thermisch angeregten Körper maximal erreichbare spektrale Strahlungsleistung jeder Wellenlänge. Der Nernst-Stift, der Globar und der Welsbach-Mantel [1, 2] erreichen im ultraroten Spektralbereich annähernd diese maximale spektrale Strahlungsleistung. Figur 1 zeigt für drei Wellenlängen die nach dem Planckschen Gesetz berechnete Strahlungsleistung pro Raumwinkeleinheit in Funktion der Temperatur bei einer Bandbreite von $\lambda/\Delta\lambda = 100$ und einer strahlenden Fläche von 1 cm^2 . Im nahen Ultrarot verursacht eine Temperaturerhöhung von 500°K auf 3000°K eine Zunahme der Strahlungsleistung um mehrere Zehnerpotenzen, während im Submillimeterbereich die Grenze von $1 \mu\text{Wcm}^{-2}$ auch bei 7000°K kaum überschritten wird.



Figur 1

Strahlungsleistung des schwarzen Körpers in Funktion der Temperatur für drei charakteristische Wellenlängen bei der spektralen Bandbreite $\lambda/\Delta\lambda = 100$.

Der schwarze Körper ist für die Submillimeterspektroskopie wenig geeignet, da die intensive Emission im nahen Ultrarot weggefiltert werden muss.

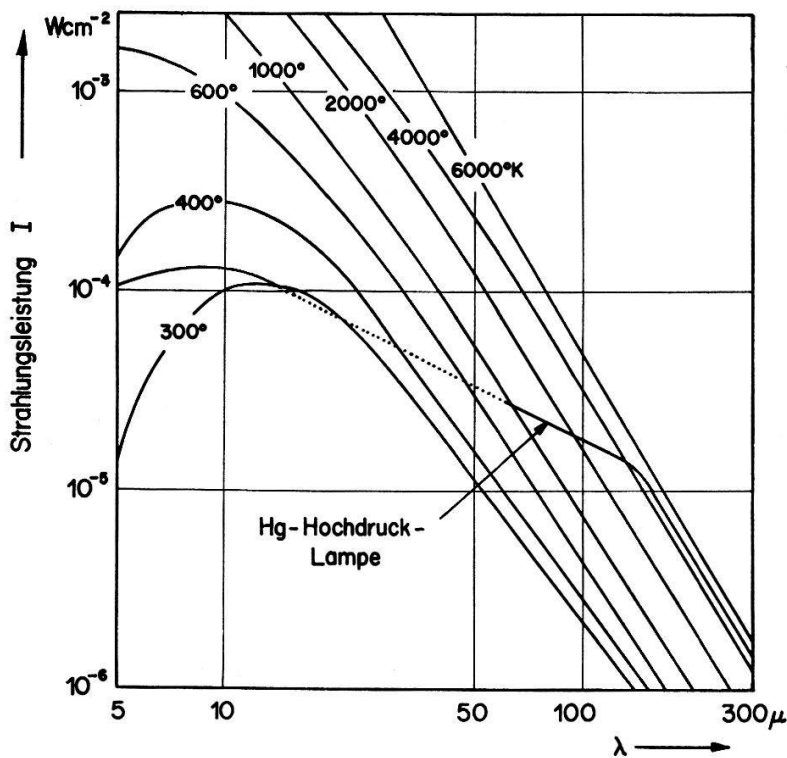
Jeder thermische Strahler ist einer statistischen Schwankung der spektralen Energiedichte unterworfen. Diese Erscheinung gibt Anlass zu einem Rauschpegel, der sich in der experimentellen Spektroskopie negativ auswirkt. Das mittlere relative Schwankungsquadrat der spektralen Energiedichte ϱ_λ beträgt

$$\frac{(\Delta\varrho_\lambda)^2}{\varrho_\lambda} = e^{(hc/k)(10^4/\lambda T)} \Delta N \text{ mit } \Delta N = \frac{8\pi 10^{14}}{\lambda^3} V,$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum, k die Boltzmann-Konstante, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, T die Temperatur in $^\circ\text{K}$, λ die Wellenlänge der emittierten Strahlung in μ , ΔN die Anzahl der Photonen in der Bandbreite $\lambda/d\lambda = 100$ und V das Volumen des Strahlungshohlraumes bedeuten. Das Photonenrauschen ist bei der Temperatur $T = 5000^\circ\text{K}$ für $\lambda = 300 \mu$ etwa 10^8 mal kleiner als für 1μ . Daraus ergibt sich, wie später gezeigt wird, dass das Photonenrauschen im Submillimeterwellengebiet gering ist und im Vergleich zum Rauschen des Detektors und der Empfangselektronik vernachlässigt werden kann.

2. Gasentladungen

Der **Quecksilber-Hochdruckbrenner** wurde erstmals 1911 von H. RUBENS [3, 4] als Quelle für Submillimeterwellen verwendet. Noch heute, über 50 Jahre später, sind wir in der Submillimeterspektroskopie immer noch auf den Hg-Brenner angewiesen. Figur 2 zeigt die Strahlungscharakteristik des Brenners im Vergleich zu derjenigen des schwarzen Körpers bei verschiedenen Temperaturen. Obwohl die



Figur 2

Das Bogenkontinuum des Hg-Hochdruckbrenners (nach BOHDANSKI [5]) im Vergleich zur Strahlungsleistung des schwarzen Körpers. Bandbreite $\lambda/d\lambda = 100$.

Strahlungsintensität im Gebiet $\lambda > 140 \mu$ proportional zu λ^{-4} abnimmt, strahlt der Hochdruckbrenner für $\lambda > 90 \mu$ intensiver als die im ultraroten Bereich gebräuchlichen Strahlungsquellen [5]. Der kurzwellige Anteil der Strahlung bleibt gering: bei 20μ zum Beispiel ist die Emission des Bogens gleich der Emission des schwarzen Körpers bei 300°K . Den ausgezogenen Kurvenstücken entsprechen gemessene Strahlungsleistungen der Brenneremission. Das punktierte Kurvenstück stellt eine Interpolation des wegen des Quarzfensters nicht zugänglichen Spektralbereiches dar. Die Intensitätsabnahme für $\lambda > 140 \mu$ der im Zentrum des Bogenplasmas von ca. 5300°K entstehenden Strahlung ist der Selbstabsorption in kälteren Randzonen des Plasmas zuzuschreiben. Die Experimente lassen zwei Erklärungen zu: Erstens den «Quasimolekül»-Strahlungsprozess (d.h. Übergänge in schwach gebundenen Hg-Molekülen) [6] und zweitens die Bremsstrahlung von Elektronen im Felde positiver Ionen [7]. Der steile Anstieg der Intensität der Bogenstrahlung ohne Selbstabsorption ab 60μ zu kürzeren Wellenlängen hin lässt auf den Bremsstrahlungsprozess schliessen, während die gefundene Druckabhängigkeit der spektralen Strahlungsintensität eher für Quasimolekülstrahlung spricht.

Wie beim schwarzen Körper besteht auch beim Quecksilber-Hochdruckbrenner das Problem der Wegfilterung unerwünschter, kurzwelliger Strahlung.

3. Laufzeitröhren

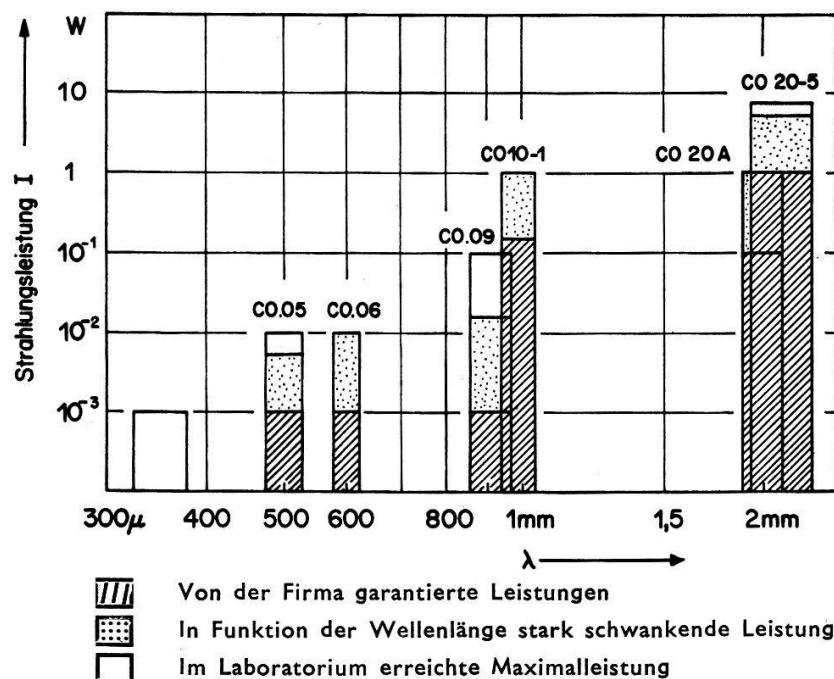
Während man in der Mikrowellentechnik für Wellenlängen bis $\lambda = 1 \text{ cm}$ Quellen relativ starker Leistungen in Form von Laufzeitröhren wie Magnetrons, Klystrons und Lauffeldröhren herstellen kann, ist die Erzeugung von Submillimeterwellen mit fast unüberwindbaren technischen Schwierigkeiten verbunden [8–11]. Es bieten sich zwei verschiedene Möglichkeiten: Die Verkleinerung der geometrischen Abmessungen der frequenzbestimmenden Bauelemente der Laufzeitröhren oder die Benützung der elektromagnetischen Eigenstrahlung gebremster Elektronenpakete. Dabei stellen sich bei den Laufzeitröhren folgende Probleme: Die Verkürzung der zu erzeugenden Wellenlänge λ bedingt eine zu $\lambda/2$ proportionale Abnahme der geometrischen Dimensionen der frequenzbestimmenden Bauelemente, eine Zunahme der Hochfrequenzverluste mit $1/\sqrt{\lambda}$ und ein Anwachsen der zur Schwingungsanregung erforderlichen Stromdichte mit $1/\lambda^2$ bis $1/\lambda^{5/2}$. Dazu kommen die Abführung der Hochfrequenzverlustwärme, die Strahlfokussierung und die Verhinderung elektrischer Durchschläge [12].

Man erwartet bei der formgetreuen Verkleinerung eines **Magnetrons** [13] für die Wellenlänge λ/n bei gleicher Anodenspannung, gleichem Anodenstrom und n -facher Magnetfeldstärke die gleiche Hochfrequenzleistung. Um die mit \sqrt{n} steigende Verlustleistung abführen zu können, muss bei hohen Leistungen vom CW-Betrieb des Magnetrons abgesehen werden. Durch Ausfilterung der dritten Oberwelle eines gepulsten Magnetrons ist es zum Beispiel gelungen, bei $\lambda = 1,1 \text{ mm}$ einen Scheitelwert der Impulsleistung von $9 \cdot 10^{-4} \text{ W}$ bei einer Repetitionsfrequenz von 1000 Hz zu erreichen [14].

Zur Zeit liegt die untere Wellenlängengrenze der **Reflexklystrons** [15] bei $\lambda = 2,3 \text{ mm}$ mit einer Hochfrequenzleistung von etwa 20 mW . Die Daten des verwendeten Klystrons sind: Kathodenfläche $0,6 \text{ mm}$, Kreisöffnung des Resonators $0,15 \text{ mm}$, Durchmesser des Resonators 1 mm , Höhe $0,5 \text{ mm}$, Betriebsspannung 2500 V .

Bei der Erzeugung von kürzeren Wellen mit **Lauffeldröhren** liegt die Schwierigkeit in der mechanischen Herstellung von genügend feinen Verzögerungsleitungen und hohen Elektronenstromdichten. Bis jetzt wurden folgende Röhrentypen entwickelt: Die MILLMAN-Röhre [16], Rückwärtswellenröhren oder Carcinotrons [17, 18], Rückwärtswellen-Resonanzoszillatoren [19, 20], Cyclotron-Resonanz-Rückwärtswellenoszillatoren [21–23].

Der erfolgreichste Typ ist das *Carcinotron* [17, 18]. Die Typ-«O»-Carcinotrons der Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil überdecken das Gebiet von 8 mm bis ca. 0,4 mm. Figur 3 zeigt das gegenwärtige Entwicklungsstadium der «O»-Carcinotrons. Die einzelnen Typen sind jeweils über einen kurzen Wellenlängenbereich abstimmbare. So lässt sich der käufliche CO.05-Typ von 475 μ bis 527 μ durchstimmen bei einer Leistungsabgabe von 1 bis 5 mW. Gemäss den heutigen Resultaten scheinen «O»-Carcinotrons die theoretische Grenzwellenlänge noch nicht erreicht zu haben [18]. Mittels Erhöhung der Gleichspannung hofft man, in naher Zukunft 200- μ -Wellen im Impulsbetrieb zu erzeugen. Die Herstellung der Verzögerungsleitungen für kurzweilige Carcinotrons stellt aber extreme mechanische und metallurgische Anforderungen [17]. Leider ist die Lebensdauer der Carcinotrons je nach Typ auf etwa 250 bis 1000 Stunden beschränkt.



Figur 3

Strahlungsleistung im Submillimeterwellengebiet der Typ «O»-Carcinotrons der Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil. Stand 1966 (private Mitteilung).

Ein *Rückwärtswellen-Resonanzoszillator* [19, 20] entsteht aus einem Rückwärtswellen-Oszillator, wenn beide Enden der Verzögerungsleitung kurzgeschlossen werden. Dann können sich in der Verzögerungsleitung stehende Wellen ausbilden. Der Elektronenstrahl steht mit den vor- oder rückwärtslaufenden Teilwellen in Wechselwirkung und facht die Schwingung an. Bei sehr kurzer Verzögerungsleitung entspricht der Rückwärtswellen-Resonanzoszillator in seiner Struktur weitgehend dem Klystron. Die Vorteile dieses Oszillators sind: geringere Anforderungen an die

Qualität der Verzögerungsleitung, kleines Magnetfeld und einfaches Justieren. Im Jahre 1961 [20] wurden einige 100 mW bei 8 mm erreicht.

Der *Cyclotronresonanz-Rückwärtswellenoszillator* (Cyclotron Resonance BWO) [21–23] arbeitet ohne materielle Verzögerungsleitung und besitzt somit Vorteile gegenüber anderen Lauffeldröhren. Der Elektronenstrahl wird längs der Achse eines Mikrowellen-Hohlleiters eingeschossen. Ein Magnetfeld parallel zum Strahl bewirkt spiralförmige Elektronenbahnen. Die Oszillation wird angefacht und verstärkt durch Kopplung der Elektronen mit der Welle im Hohlleiter. Dabei ist die Strahlungsfrequenz aufrechterhalten durch

$$\omega = \frac{\omega_c}{1 - (v_e/v_p)},$$

wobei ω_c die Cyclotronfrequenz, v_e die Geschwindigkeit der Elektronen im Strahl und v_p die Phasengeschwindigkeit der Hochfrequenzwelle im Hohlleiter bedeutet. Man kann somit die Strahlungsfrequenz durch Änderung der Beschleunigungsspannung oder des Magnetfeldes direkt beeinflussen. Für $\lambda = 1$ mm ist jedoch eine Magnetfeldstärke von 10^5 Gauss notwendig.

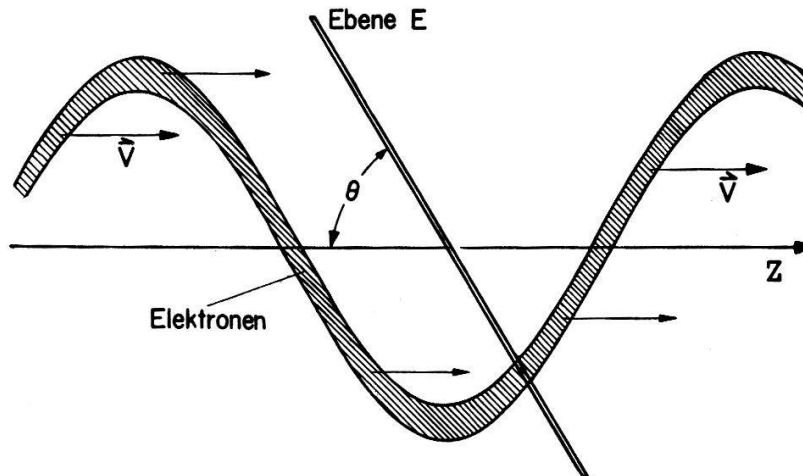
4. Generatorröhren mit gebremsten Elektronen

Die Schwierigkeit der Erzeugung von Submillimeterwellen mit gebremsten Elektronenpaketen liegt in der Herstellung eines dichtemodulierten oder phasen-fokussierten («bunched») Elektronenstrahls. Die Kohärenzbedingung verlangt, dass die Dimension des Wellenpakets kleiner ist als die halbe Wellenlänge der gewünschten Strahlung. Eine hohe Verdichtung der Elektronenpakete kann mit Hilfe von relativistischen Megavolt-Elektronen realisiert werden. Die dichtemodulierten Elektronenstrahlen werden zur Zeit Rebatrons, Mikrotrons und Ablenkungsmodulatoren entnommen. Neben der Grundwelle besitzt jeder dichtemodulierte Elektronenstrahl auch eine enorme Anzahl Oberwellen, welche hauptsächlich zur Erzeugung der elektromagnetischen Strahlung herbeigezogen werden. Die elektromagnetische Strahlung wird vom Elektronenstrahl mit Harmodotrons, Annihilationsstrahler, Smith-Pourcell-Strahler, Cerenkov-Strahler, sinusförmige Wellenleiter und Fabry-Pérot-Strahler ausgekoppelt. Während im allgemeinen verschiedene Kombinationen zwischen den erwähnten Strahlmodulatoren und den Auskopplungsvorrichtungen benützt werden, sind beim Klystronvervielfacher und beim Tornadotron beide vereint.

Bei der **Rebatron-Harmodotron**-Kombination liefert das Rebatron [24, 25] einen hochenergetischen, dichtemodulierten Elektronenstrahl, der einen Harmodotron-Resonator [26–28] durchläuft. Im Rebatron wird ein Elektronenstrahl stark beschleunigt und parallel zum oszillierenden elektrischen Feld durch ein Mikrowellenresonator geleitet, wodurch seine Dichte moduliert wird. Das Harmodotron ist ein zylindrischer Resonator, der so abgestimmt ist, dass eine seiner höheren Eigenschwingungen (TM_{018}) gerade einer höheren Harmonischen des dichtemodulierten Elektronenstrahls entspricht. Mit der 34. Oberwelle der Rebatron-Grundfrequenz ist es gelungen, eine Emission bei der Wellenlänge von 3,18 mm nachzuweisen. Leistungen werden aber in der Literatur nicht angegeben.

Eine andere Kombination umfasst einen **Ablenkungsmodulator** [29, 30] und einen Fabry-Pérot-Resonator [31], welcher aus einem Dielektrikum zwischen zwei planparallelen Metallspiegeln besteht. Beim Ablenkungsmodulator läuft ein schneller,

hochenergetischer Elektronenstrahl durch einen Mikrowellen-Hohlraumresonator senkrecht zum oszillierenden elektrischen Feld mit der Bedingung, dass die transversale Geschwindigkeitskomponente der Elektronen am Ausgang verschwindet. Der Elektronenstrahl verlässt den Modulator in Gestalt eines Wellenzuges, wobei die Elektronen in der ursprünglichen Strahlrichtung fliegen (Fig. 4). Denkt man sich eine Ebene unter dem Winkel θ von etwa 45° in den schlangenförmigen Strahl gestellt, so ist die Anzahl der pro sec durch die Ebene hindurchtretenden Elektronen moduliert. Dieser Effekt wird ausgenutzt, indem der Strahl unter dem Winkel θ durch einen Kanal im Dielektrikum des Fabry-Pérot-Resonators geführt wird, wodurch in diesem eine Hochfrequenzschwingung angefacht wird.



Figur 4

Schlangenförmiger Elektronenstrahl, der vom Ablenkungsmodulator erzeugt wird. Schraffur: Elektronen; v : Geschwindigkeit der Elektronen; θ : Winkel zwischen der z-Achse und der fiktiven Ebene E.

Die mit dieser Vorrichtung erzeugte erreichbare Wellenlänge beträgt $\lambda = \delta/\beta$, wobei δ die Strahldicke und $\beta = v/c$ bedeuten. Bis jetzt konnte mit dieser Kombination 0,3 mW bei 8,3 mm Wellenlänge erzeugt werden.

In der obigen Kombination kann das **Mikrotron** [32–34] den Ablenkungsmodulator ersetzen. Das Mikrotron ist verwandt mit dem Cyclotron. Die Elektronen werden im Mikrotron so gelenkt, dass alle ihre Bahnen einen gemeinsamen Punkt an der Peripherie tangential berühren. Ein solches Mikrotron liefert im Gegensatz zum Zyklotron etwa 0,1 bis 0,3 mm lange Elektronenpakete mit 6 MeV. Diese werden zur Strahlungsauskopplung durch einen Fabry-Pérot-Resonator [31, 35] mit Reflexionsgitter [36] geführt. Bei einer Wellenlänge von etwa 4 mm wird eine Leistung von 10 mW erzielt.

Im «**Klystronvervielfacher**» [37, 38] werden die höheren Harmonischen eines dichtemodulierten Elektronenstrahls im ersten Resonator mit einem zweiten Hohlraumresonator ausgekoppelt. Die Vorrichtung arbeitet dann als «Frequenzvervielfacher». Wenn das Eingangssignal und die Laufzeit zwischen den beiden Hohlraumresonatoren in geeigneter Weise gewählt werden, können gewisse Harmonische des geschwindigkeitsmodulierten Strahles stark auftreten. Mit einer Beschleunigungsspannung von 25 KV und der Wahl eines grösseren Strahlquerschnittes und einem flachen Hohlraumresonator ist eine Dauerleistung von 35 mW bei einer Wellenlänge

von 0,87 mm erreicht worden [38]. Die hohen Ansprüche, welche an die Genauigkeit (der Hohlraumresonator besitzt ein Volumen von $0,1 \text{ mm}^3$) und an die Oberflächenqualität der frequenzbestimmenden Bauteile gestellt werden, erfordern aber die Anwendung von speziellen Fabrikationsmethoden, wie Honen, «optisches Fräsen» und Diffusionsschweissen.

Bei **Smith-Pourcell-Strahler** wird ein Elektronenstrahl über eine Oberfläche mit periodischer Struktur geführt und dadurch zur Emission elektromagnetischer Strahlung angeregt [39, 40].

Die Wellenlänge der Emission ist durch

$$\frac{d}{v} - \frac{d \cos \theta}{c/n} = \frac{n \lambda}{c}$$

gegeben. Dabei bedeutet d die Gitterkonstante der periodischen Struktur, v die Geschwindigkeit des Elektronenstrahls, n der Brechungsindex des Mediums, in dem sich die Strahlung ausbreitet, θ der Winkel zwischen Elektronenstrahl und beobachteter Emission der Wellenlänge λ . Demnach sollte für eine Beschleunigungsspannung von $V = 5 \text{ KV}$ und eine Gitterkonstante $d = 10 \mu$ eine Smith-Pourcell-Emission der Wellenlänge 60μ stattfinden. Die Strahlungsintensität ist proportional zu

$$n l^2 \frac{\cos^2 \theta}{d^4} L V^{3/2} J,$$

wobei V die Beschleunigungsspannung, $l/2$ der Abstand Elektronenstrahl-Oberfläche, L die Länge der periodischen Struktur und J der Elektronenstrom bedeutet. ISHIGURO und TOKO haben für ihre Apparatur [41] eine theoretische Leistung von $500 \mu\text{W}$ für die Wellenlänge 50μ berechnet. Eines der Probleme der Smith-Pourcell-Strahler liegt in der raschen Erhitzung, so dass nur kurze Betriebszeiten möglich sind. Bei der Version von BRADSHAW [42] läuft ein dichtemodulierter Elektronenstrahl über eine Reihe von Halbkugeln. Eine andere Ausführung des Smith-Pourcell-Strahlers ist das von RUSIN und BOGOMOLOV [43] beschriebene Orotron.

Die Erzeugung von Submillimeterstrahlung mit Hilfe des **Cerenkov-Effektes** wird an isotropen Dielektrika [44, 45], Plasmen im Magnetfeld [46–48] oder an anisotropen Medien wie Ferrit [49] versucht. Die Strahlungscharakteristik hängt davon ab, ob ein Elektronen-Gleichstrom-Strahl oder ein dichtemodulierter Elektronenstrahl benützt wird. Die Bedingungen für maximale Emission für den Fall, dass der Elektronenstrahl ein unendlich ausgedehntes, isotropes Dielektrikum in einem Kanal durchläuft, wurden von COLEMAN und ENDERBY [50] angegeben. Da diese Bedingungen nicht simultan erfüllt werden können, sind nur geringe Submillimeter-Leistungen zu erwarten. Theoretische Überlegungen [51] zeigen, dass optimale Verhältnisse durch hohe Strahlgeschwindigkeiten, kleine ε und μ , kleine Kanaldurchmesser und grosse, mit der Dichtemodulation verträgliche Wechselwirkungslängen erreicht werden können. ULRICH [44] untersuchte die Strahlungseigenschaften eines Cerenkov-Gleichstrom-Strahlers im Submillimeterwellengebiet bis 460μ . Die Strahlungsleistung beträgt bei der Verwendung eines kleinstmöglichen Strahlabstandes von ca. 200μ etwa 10^{-9} W für $\lambda = 460 \mu$ bei einer Bandbreite von $\lambda/\Delta\lambda = 12,5$ und liegt somit unter der Strahlungsleistung des Quecksilber-Hochdruckbrenners bei der gleichen Wellenlänge. Unter besten Verhältnissen, bei Strahlabstand 162μ , wurde von 600 bis 1000μ eine spektrale Leistung zwischen $6 \cdot 10^{-8}$ und 10^{-7} W gemessen. Diese Leistung liegt

um 10^{-1} bis 10^{-2} unter der theoretischen Erwartung. Dichtemodulation könnte zu wesentlichen Strahlungssteigerungen führen.

Im **Cyclotronresonanzstrahler** werden schnelle Elektronen auf Cyclotronspiralen mit kleinen Radien gebracht. Dabei erreicht man eine «adiabatische Kompression» des Elektronenstrahles durch ein starkes, longitudinales Magnetfeld [52]. Unter Abgabe von Strahlung der Frequenz $\omega_c = e H/m c$ wird der Strahl in einem feldfreien Resonator expandiert. Diese Methode der Strahlerzeugung ermöglicht Leistungen um 1 W bei 3,7; 2,85 und 2,1 mm und mehr als 10 mW zwischen 1,06 und 1,44 mm.

Beim **Tornadotron** [53, 54] wird die Emission elektromagnetischer Wellen erzielt durch schlagartige Verkleinerung der Radien von Cyclotronelektronen mit Hilfe von starken Magnetfeldimpulsen von mehreren 100 000 Gauss. Bis jetzt wurde Strahlung mit Wellenlängen unter 3 mm nachgewiesen [54].

5. Frequenzvervielfachung an nichtlinearen Elementen

Harmonische Frequenzvervielfachung im mm- und Submm-Bereich wurde mit unterschiedlichem Erfolg an vielen nichtlinearen Elementen untersucht: Halbleiterdioden [55], Plasmen [56–58], phasenfokussierte Elektronenstrahlen [25, 29, 32], Antiferromagnete (theoretisch) [59], Ferrite [60–63], Ferroelektrika [64], Supraleiter [65, 66], Elemente mit Cyclotronresonanzeffekt und Elemente mit mehrfachen Photonenprozessen [67]. Aus dieser Vielfalt sollen nur die zur Submillimeterwellenerzeugung erfolgreichsten Vorrichtungen kurz besprochen werden.

Für Elemente mit reinem Reaktanzverhalten kann der Konversionswirkungsgrad von Grundwelle zur Oberwelle theoretisch 100% sein, während für Elemente mit reinem Widerstandsverhalten die Leistung der n -ten Oberwelle proportional $1/n^2$ ist. Experimente zeigen, dass der Konversionswirkungsgrad für Submm-Wellen tiefer ist als für Mikrowellen. Ursachen dafür sind niedrige Q -Werte der nichtlinearen Elemente, schwierige Impedanzanpassungen sowie Einspeisung grosser Leistungen. Grosse Eingangsleistungen führen zu Problemen der Wärmeabführung, der Überschläge und der Energiespeicherung.

Schon 1954 drangen GORDY und Mitarbeiter [68] mit **Frequenzvervielfachung an Silizium-Dioden** in das Submillimeterwellengebiet bis 770μ als 16. Harmonische der Grundwelle vor. Durch Verbesserung des Diodenmaterials, der Abtastspitze aus Wolfram und der Verkleinerung der Diode [69] gelangen spektroskopische Messungen bei 587μ mit der 21. Harmonischen. Mit Hilfe eines 5-mm-Klystrons wurde der Wellenlängenbereich bis 430μ erweitert [70]. Die Klystron-Frequenzvervielfachung an Dioden hat verschiedene Vorteile: u. a. sehr hohe Stabilität der Frequenz ($10^{-5} \text{ } \text{ } /_{\text{oo}}$) und bequeme, wenn auch geringe Frequenzverschiebung. Diese Eigenschaften ermöglichen eine sehr genaue Bestimmung der Rotationskonstanten von Molekülen, welche lineare oder symmetrische Kreisel darstellen. Obwohl diese Methode in der Molekularspektroskopie nie erreichte Auflösungen erzielt [71], wird sie in der Festkörperspektroskopie wegen der geringen Strahlungsleistung und der minimalen Abstimbarkeit kaum zur Anwendung kommen.

Die Mischung der höheren Harmonischen von Klystrons mit kontinuierlichen Laseremissionen ermöglicht eine bisher unerreichte Präzision der Laserspektroskopie im Submillimeterwellen-Bereich [99–101].

Der **Froome-Frequenzvervielfacher** beruht auf der Gleichrichtung der durch Einkoppelung von Mikrowellen erzeugten Feldemissionsmodulation eines Metallplasma-Überganges [72, 73] in Ar unter 600 Atü Druck. Das «nichtlineare» Verhalten wird auf einem 1 bis 5 μ breiten Flecken der Kathode erzeugt. Nach FROOME [72] wirken sich Streukapazitäten auf die Leistungsausbeute der Oberwellen sehr nachteilig aus. Diese Streukapazitäten begrenzen zusammen mit dem Plasmawiderstand die Emissionsleistung von Submillimeterwellen. Für den stabilen Betrieb des Bogens ist zudem ein grosser Justierungsaufwand notwendig. Eine Veränderung der Grundfrequenz verlangt eine Neujustierung der Elektroden und der Ein- und Auskopplungselemente, wodurch ein kontinuierliches Durchstimmen der Wellenlänge verunmöglicht wird. Berechnungen unter Vernachlässigung der Streukapazitäten zeigen, dass die Leistung der n -ten Oberwelle mit $(n^2 - 1)^{-2}$, also für grosse n mit n^{-4} abnimmt. Bei 714 μ beträgt die Leistung 1 W, bei 428 μ 10 mW und bei 298 μ 1 mW [72]. KNAPP und MARTIN [74, 75] beobachteten für die 8. bis 21. Oberwelle folgende Leistungsabhängigkeit: $P_n = 1,5 \cdot 10^{-4}/n^4$ W.

6. Quantenoszillatoren (Maser und Laser)

Quantenoszillatoren arbeiten mit Übergängen zwischen atomaren und molekularen Energieniveaus, deren Besetzungen invertiert sind. Den Submillimeterwellen entsprechen Energiedifferenzen von 1,24 meV bis 12,4 meV. Für Quantenoszillatoren im Submillimeterwellenbereich wurden bis jetzt folgende Systeme und Inversionsmechanismen verwendet oder vorgeschlagen: Molekular- und Gasstrahlmaser mit räumlicher Trennung der Molekel und Atome in verschiedenen Quantenzuständen, Mikrowellen-gepumpte Festkörpermaser mit Magnetfeldimpulsen zur Vergrösserung der Energiedifferenz zwischen den invertierten Zuständen, Festkörpermaser mit optischen Pumpfrequenzen und Molekül- und Gaslaser mit Elektronenstossanregung.

Bei den **Molekülstrahl- oder Gasstrahlmasern** [78, 79] werden die verschiedenen Quantenzustände der Moleküle oder Atome durch einen Gradienten des elektrischen oder magnetischen Feldes getrennt. Zum Beispiel werden beim HCN-Maser [102] die Moleküle mit $J = 1$ mit Hilfe eines inhomogenen elektrischen Feldes ausgeblendet und in einen Resonator geführt, dessen Eigenfrequenz ($\lambda = 3,49$ mm) dem Übergang $J = 1$ zu $J = 0$ entspricht. Gasstrahlmaser liefern nur geringe Leistungen (10^{-9} W), weil nur wenige Moleküle im Gasstrahl vorhanden sind (10^{16} Moleküle/sec). Molekülstrahlmaser besitzen daher höchstens als Frequenznormale Bedeutung.

Bei den **Festkörpermasern** besitzt neben dem optisch und Mikrowellen-gepumpten Rubinmaser auch der $\text{TiO}_2:\text{Fe}^{3+}$ -Maser für die Erzeugung hoher Frequenzen eine gewisse Rolle. Beim *optisch gepumpten Rubinmaser* [76, 77, 80] strahlt man die Rubinlaserlinie $R_1(1/2)$ auf Rubin von 4,2°K und in einem Magnetfeld zwischen 6 und 11 kOe ein. Dabei muss der Winkel zwischen dem Rubin und dem Magnetfeld so gewählt werden, dass die Energiedifferenz zwischen $-1/2 \bar{E}$ und $+1/2 {}^4A_2$ der Pumpfrequenz entspricht. Durch Sättigung der Absorption sinkt die Besetzung des $+1/2 {}^4A_2$ unter diejenige des $+3/2 {}^4A_2$ -Niveaus. Frequenzen bis zu 50 GHz wurden mit Impulsleistungen von 10^{-4} W erreicht [80]. Beim *Mikrowellen-gepumpten Rubinmaser* [81, 103] wird die Populationsinversion zwischen den beiden untersten Zeeman-Niveaus durch Einstrahlen von Mikrowellen entsprechend dem Übergang zwischen dem untersten und drittuntersten Zeeman-Niveau des Grundzustandes erreicht. Das

Magnetfeld wird darauf schlagartig vergrössert, derart dass der Abstand der beiden untersten Niveaus einer möglichst hohen Eigenfrequenz des Resonators entspricht. NOMO et al. [103] gelang es mit dieser Methode, Maserfrequenzen bis zu 75 GHz zu erzeugen. Der $TiO_2:Fe^{3+}$ -Maser [104] arbeitet mit einer Pumpfrequenz, welche unterhalb der Maserfrequenz liegt. Von den 6 Zeeman-Niveaus des Fe^{3+} -Grundzustandes werden 5 verwendet, wobei Magnetfeld und Kristallorientierung so gewählt werden, dass $E_5 - E_3 = E_3 - E_1 = E_4 - E_2 = h \nu_{Pump}$ erfüllt ist. Bei der Sättigung der Absorption werden die Populationen von E_5 , E_3 , E_1 und diejenigen von E_4 , E_2 ausgeglichen. Es entsteht eine Populationsinversion zwischen den Niveaus E_5 und E_2 , deren Übergangsfrequenz (96 GHz) grösser ist als die Pumpfrequenz (65 GHz).

Seit 1964 wurden eine Reihe von **Gaslasern** entwickelt, welche Emissionen mit Wellenlängen zwischen 0,1 und 0,774 mm aufweisen. Tabelle 1 gibt eine Übersicht über verwendete Gase, die beobachteten Wellenlängen und Intensitäten. Folgende maximale Wellenlängen wurden erreicht: mit Ne 132μ , mit D_2O 171μ , mit D, C und N enthaltenden Gasen 204μ , mit H_2O 220μ , mit H, C und N enthaltenden Gasen 372μ und mit ICN (+ H) enthaltenden Gasen 774μ . Die Mechanismen der H_2O - [101] und HCN-, DCN-Laser [98–100] konnten erst vor kurzem aufgeklärt werden. Die beobachteten Emissionen können mit grosser Sicherheit Rotations-Vibrationsübergängen zugeordnet werden. Unsere Untersuchungen mit ICN-Dämpfen und verschiedenen Zumischungen führten zur Entdeckung sehr langwelliger Emissionen bis zu 0,774 Wellenlänge [89, 92–94, 105].

Resonatoren von Submillimeterwellen-Lasern sind gekennzeichnet durch kleine Fresnelzahlen der Grössenordnung 0,2 bis 2. Die üblichen Beugungstheorien für die optischen Gaslaser sind wegen des Einflusses des Glasrohres nicht mehr anwendbar. Wir führten experimentelle Studien der Resonanzeigenschaften von Submillimeterwellen-Laserresonatoren mit runden ebenen und runden konkaven Spiegeln durch [97, 105, 221, 222]. Für konkave Spiegel fanden wir Resonanzeigenschaften [222], welche in gutem Einklang mit den Beugungstheorien von BOYD und KOGELNIK [223] stehen. Für runde ebene Spiegel erwies es sich als notwendig, eine spezielle Theorie mit Berücksichtigung der Glaswand des Resonators zu entwickeln [105]. Im Zusammenhang mit den Resonatoruntersuchungen fanden wir auch eindeutige Beziehungen zwischen dem zeitlichen Intensitätsverlauf der Impulse und den angeregten Moden. Dabei spielt die Abweichung der Resonatorlänge von den Resonanzlängen der verschiedenen Moden eine dominante Rolle [224, 105].

Submillimeterwellen-Gaslaser wurden bereits bei der Zyklotronresonanz an Halbleitern [225], paramagnetischer Resonanz [226] und bei der Frequenzmischung mit höheren Harmonischen von Klystrons [99–101] erfolgreich eingesetzt. Versuche zur Ultraschallerzeugung für Frequenzen bis 10^{12} Hz mit solchen Lasern sind im Gange (ETH).

Der **Gunn-Effekt** [106, 107, 110] entsteht bei Anlegen einer Gleichspannung an bestimmte n -leitende III-V- bzw. II-VI-Halbleiter wie GaAs, InP [107], CdTe [108] und ZnSe [111]. Er kann bei Halbleitern auftreten, welche neben dem Hauptminimum noch andere Nebenminima in der Leitungsbandstruktur aufweisen. Die Seitenminima müssen zudem grössere effektive Massen und kleinere Elektronenbeweglichkeiten als das Hauptminimum besitzen. Die Elektronentemperatur wird durch ein elektrisches Feld so stark erhöht, dass Übergänge vom Hauptminimum in die Seitenminima auf-

Tabelle 1

Wellenlänge [μ]	Gase mit	Leistung [W]		Literatur
		kont.	gepulst	
101,257	H, C, N		0,2	[88]
103,33	D ₂ O		?	[96]
106,02	Ne	$5 \cdot 10^{-9}$		[85]
107,71	D ₂ O	?	0,1	[86, 91]
108,88	D ₂ O		?	[96]
110,24	H, C, ¹⁵ N		?	[88]
110,46	D ₂ O		?	[96]
111,74	D ₂ O		?	[96]
112,006	H, C, N		0,2	[88]
113,311	H, C, ¹⁵ N		?	[88]
115,42	H ₂ O		$7 \cdot 10^{-4}$	[86]
116,132	H, C, N		0,2	[88]
118,591019	H ₂ O	10^{-3}	$2 \cdot 10^{-2}$	[84, 87]
120,08	H ₂ O		?	[86]
124,4	Ne	$5 \cdot 10^{-9}$		[85]
126,1	Ne	$5 \cdot 10^{-9}$		[85]
126,164	H, C, N		3	[88]
128,629	H, C, N	?	9	[88, 95]
130,838	H, C, N		4	[88]
132,8	Ne	10^{-9}		[85]
134,932	H, C, N		0,8	[88]
138,768	H, C, ¹⁵ N		?	[88]
165,150	H, C, ¹⁵ N		?	[88]
169	I, C, N, H		?	[105]
171,6	D ₂ O	?	?	[91]
181,789	D, C, N		0,1	[88]
189,949	D, C, N		0,1	[88, 100]
190,0080	D, C, N	?		[100]
194,83	D, C, N		0,02	[88, 100]
194,7644	D, C, N	?		[100]
201,059	H, C, N		0,05	[88]
204,3872	D, C, N		0,04	[88, 100]
211,001	H, C, N	?	0,2	[88, 95]
220,22797	H ₂ O	10^{-6}	0,02	[90, 101]
222,949	H, C, N		0,08	[88]
268	I, C, N, H		?	[105]
284	H, C, N	?		[99]
309,7140	H, C, N	?	0,4	[88, 99]
310,8870	H, C, N	?	1	[88, 95, 99]
335,1831	H, C, N	?		[99]
336,1	H, C, N		1	[97]
336,5578	H, C, N	0,1	10	[84, 99]
372,5283	H, C, N	?	0,6	[88, 99]
465	I, C, N, H			[105]
538,2 (split)	I, C, N, H		0,5	[89]
545,4	I, C, N, H		?	[92]
676	I, C, N, H		0,02	[94]
773,5	I, C, N, H		0,02	[93]

treten. Dabei wird der differentielle Widerstand negativ, und es entstehen Domänen verschiedener elektrischer Raumladungsdichten, welche mit der Diffusionsgeschwindigkeit v_d der Elektronen durch den Kristall wandern. Der Strom variiert deshalb mit der Hauptperiode $\tau = l/v_d$, wobei l die Probenlänge bedeutet.

Für den Gunn-Effekt eignet sich zur Zeit GaAs am besten, da die Bänderstruktur am geeignetsten ist und die Technologie am weitesten entwickelt wurde. Die höchsten Leistungen im kontinuierlichen Betrieb [109] sind 90 mW im Bereich von 1–2 GHz, 25 mW bei ca. 10 GHz, 110 mW bei 11 GHz und 1 mW bei 35 GHz. Die höchsten Impulsleistungen [112] sind 180 bis 205 Watt bei ca. 1 GHz und 40 mW bei 40 GHz. Abschätzungen [113] zeigen, dass die höchste erreichbare Oszillationsfrequenz um 200 GHz liegt.

COPELAND [114] gelang es durch Begrenzung der entstehenden Raumladungsdichten, Oszillatoren zu bauen, deren Frequenz nicht von der Kristalldimension abhängt. Dadurch erreicht er Leistungen von 20 mW bei 88 GHz mit einer Ausbeute von 2%, welche mit dem Gunn-Oszillator nicht erreicht wurden.

Am **Josephson-Supraleiterkontakt** [116–118] tunnelieren Cooper-Paare ohne Widerstand und Energieverlust durch die Oxydschicht, welche dünner sein muss als die Kohärenzlänge der Cooper-Paare. Ein Gleichstrom fließt daher schon bei verschwindender Spannung $U = 0$. Legt man eine endliche Spannung U an den Kontakt, so ist das Tunnelieren eines Cooper-Paares verbunden mit der Energieabgabe oder -aufnahme in Form elektromagnetischer Strahlung $n h \nu = 2 eU$, wobei n eine ganze Zahl ist. Die Wellenlänge der emittierten Strahlung beträgt $\lambda[\mu] = 621 n/U[\text{mV}]$. Da die Übergangsspannung zwischen einem Mikrovolt und mehreren Millivolt beträgt, sollte die Frequenz der Oszillation in grossen Bereichen abstimmbare sein. Da die Zwischenschicht als Resonator wirkt, erwartet man für Wellenlängen, die den Schwingungszuständen des Resonators entsprechen, relativ hohe Emissionsleistungen. Die bis jetzt höchste Strahlungsleistung von 10^{-10} Watt wurde mit einem Tantal-Supraleiter bei der Wellenlänge 3,26 cm erreicht [118]. Dabei wurde der Josephson-Effekt an einem Punktkontakt benutzt und als Resonator eine Mikrowellenkavität verwendet.

7. Andere Methoden

Das Prinzip des **Massenstrahlers** beruht auf einer Idee von Arkadiew: In einer Funkenstrecke werden Metallpartikel zu Schwingungen angeregt. Dabei wirken die Metallpartikel als Hertzsche Dipole und emittieren elektromagnetische Wellen. Der Massenstrahler wurde erstmals von GLAGOLEWA-ARKADIEWA 1924 verwirklicht [119]. Die unbefriedigenden Ergebnisse veranlassten ECKHARDT [120], 1960 eine verbesserte Version zu bauen. Die Resultate sind aber im Vergleich zum Konstruktions- und Betriebsaufwand bescheiden. Der Massenstrahler gestattet, Spektren im Bereiche $\lambda \gtrsim 1,5$ mm aufzunehmen. Im Gebiete $1,5 \text{ mm} \gtrsim \lambda \gtrsim 800 \mu$ ist der Massenstrahler dem Hg-Brenner unterlegen. Entgegen den Beobachtungen von COOLEY [121] hat ECKHARDT unterhalb 800μ keine Strahlung festgestellt. Die Impulsstrahlungsleistung des Massenstrahlers pro cm^2 strahlende Fläche und pro Raumwinkel beträgt nach den Daten von ECKHARDT 10^{-4} W/cm^2 bei der Wellenlänge $\lambda = 1,6$ mm. Bedeutend höhere Emissionsleistungen sind nach einem Vorschlag von HUTTER [122] zu erwarten. Das Frequenzspektrum des Massenstrahlers ist breit, da die Eigenschwingungen einer

Metallkugel infolge Abstrahlung sehr rasch abklingen (Q -Faktor von Grössenordnung 1).

Die mit Hilfe eines pulsierenden Magnetfeldes gewonnene Energieerhöhung bei der **ferrimagnetischen Resonanz** kann unter Umständen in Form von kohärenten Millimeterwellen wieder abgestrahlt werden [123–125]. Unter der Bedingung, dass die Anstiegszeit des Magnetfeldpulses kleiner ist als die Relaxationszeit des Ferrits, kann theoretisch mit einer fast vollständigen Umsetzung der Energie des Magnetfeldimpulses in Strahlungsenergie gerechnet werden [123]. Durch Verwendung von Magnetfeldimpulsen im nsec-Bereich [126], wird der Übergang der vom Magnetimpuls gelieferten Energie in Spinwellen vermieden [127–130]. Da die Frequenz der emittierten Strahlung proportional zur Feldstärke des Magnetfeldpulses anwächst, ist die Erzeugung von Millimeterwellen trotz den relativ langen Relaxationszeiten der kleinen benützten YIG-Einkristall-Kügelchen mit Schwierigkeiten verbunden. Eine Impedanzanpassung an den Ferrit-Einkristall für alle Frequenzen zwischen der eingestrahnten Resonanzfrequenz und der Emissionsfrequenz ist dabei notwendig. Theorie und Technologie der Ferrite haben es ermöglicht, für die Wellenlänge von 9 mm Impulsleistungen bis zu 0,1 mW bei einer Pulsdauer von 25 nsec [131] zu erzeugen.

Zum Schluss soll auf weitere Möglichkeiten der Erzeugung von Submillimeterwellen hingewiesen werden [132–134], welche noch weitgehend unerforscht sind.

8. Folgerungen

In den vergangenen zwei Jahren konnte die Leistungslücke der Strahlungsquellen zwischen dem Ultrarot und den Mikrowellen mit Hilfe der Carcinotrons (Abschnitt 3) und der Gaslaser (Abschnitt 6) weitgehend geschlossen werden. Diese Quellen sind jedoch schmalbandig und lassen sich nur wenig oder gar nicht abstimmen. Für die übliche Spektroskopie kommt vorläufig nur der Hg-Brenner zur Anwendung.

Detektoren

Die meisten Detektortypen der Optik wie auch der Mikrowellen-Technik können auf den Submillimeterbereich übertragen werden. Aus dem ultraroten Spektralbereich stammen thermische Empfänger, wie Thermosäulen, Thermoelemente, Bolometer und pneumatische Detektoren. Dazu kommen die in den letzten Jahren entwickelten photoleitenden Detektoren, Photowiderstände wie InSb und GaAs, pyroelektrische Detektoren, dotierte Ge- oder Si-Kristalle. Aus der Mikrowellentechnik haben sich Kontaktgleichrichter [68, 135] aus InSb und GaAs zum Nachweis von Submillimeterwellen ebenfalls bewährt. Übersichten der heute benutzten Submillimeter-Detektoren wurden vor kurzem publiziert [136, 137].

Abgesehen von den Betriebsbedingungen lässt sich die Eignung der verschiedenen Detektoren aufgrund von vier Grössen diskutieren [138]: der Empfindlichkeit R , der kleinsten nachweisbaren Strahlungsleistung NEP («noise equivalent power»), der Detektivität D^* («detectivity») und der Zeitkonstanten τ . Die Empfindlichkeit («responsivity») ist gegeben durch

$$R = \frac{\Delta V}{\Delta W}.$$

ΔV bedeutet die Änderung der Effektivspannung V in Volt am Ausgang des Detektors für die Änderung ΔW der auf den Detektor fallenden Strahlungsleistung W in Watt.

Zusammen mit der Angabe von R muss die Unterbrecherfrequenz f , die Bandbreite des Verstärkers Δf und die Spektralverteilung der Strahlung spezifiziert werden. Die Zeitkonstante («response time») τ gibt ein Mass für die Ansprechgeschwindigkeit des Detektors. Die kleinste nachweisbare Strahlungsleistung NEP ist die Strahlungsleistung in Watt, für welche das Signal/Rauschen-Verhältnis des Detektors gleich eins wird. Auch für diese Grösse müssen Bandbreite, Unterbrecherfrequenz und Spektralverteilung der Strahlung angegeben werden. Für die Abschätzung der NEP müssen im wesentlichen drei Rauschquellen berücksichtigt werden: das Strahlungsrauschen, das Eigenrauschen des Detektors und das Verstärkerrauschen. Das Strahlungsrauschen entsteht durch das Photonenrauschen und die Schwankung der Temperaturstrahlung des Raumes, das Eigenrauschen des Detektors durch das Phononenrauschen und das Nyquist-Rauschen [139, 140]. Da das Rauschen der einzelnen Quellen nicht korreliert ist, erhält man für das mittlere Schwankungsquadrat der totalen Rauschspannung:

$$\overline{\Delta V^2} = \overline{\Delta V_S^2} + \overline{\Delta V_D^2} + \overline{\Delta V_V^2},$$

wobei sich die Indizes S , D bzw. V auf das Strahlungsrauschen, Detektorrauschen bzw. Verstärkerrauschen beziehen.

Da im Submillimetergebiet die verfügbaren Strahlungsleistungen der breitbandigen Quellen sehr schwach sind, müssen die Detektoren hohe Empfindlichkeiten und möglichst kleine NEP-Werte aufweisen. Der ideale Detektor erfüllt somit die Ungleichung

$$\overline{\Delta V_S^2} \gg \overline{\Delta V_D^2} + \overline{\Delta V_V^2}.$$

In vielen Fällen ist man ausserdem bestrebt, die Zeitkonstante niedrig zu halten. Wegen der Schwierigkeit der Strahlungsfokussierung im Submillimeterbereich auf kleine Empfängerflächen tritt zu den obigen Forderungen der Wunsch nach grossflächigen Detektoren hinzu. Dieser Wunsch lässt sich aber ohne Einbusse an Empfindlichkeit und Ansprechgeschwindigkeit kaum erfüllen.

1. Thermische Empfänger

Thermische Detektoren besitzen im Submillimeterbereich zwei charakteristische Eigenschaften: frequenzunabhängige Empfindlichkeit und grosse Zeitkonstanten.

So kann beispielsweise der **pneumatische Detektor** [141, 142] für den sichtbaren, den ultraroten und den mm-Bereich benützt werden. Bei den *Golay-Zellen* [143, 144], den meistbenützten Submillimeterdetektoren, liegt die minimale nachweisbare Strahlungsleistung NEP für die günstige Unterbrecherfrequenz $f = 11$ Hz und für die Bandbreite $\Delta f = 0,1$ Hz unter $5 \cdot 10^{-11}$ W, wobei die Grenze $\text{NEP} = 3 \cdot 10^{-11}$ W wohl nicht unterschritten werden kann. Die Strahlung wird von einer auf eine Kunststoffhaut aufgedampften, dünnen Al-Schicht absorbiert, dessen Absorption [143, 145] vom Ultravioletten bis zum mm-Bereich praktisch konstant ist. Die Fenster der Golay-Zellen müssen dabei dem zu analysierenden Spektralbereich angepasst sein. So werden für Wellenlängen $\lambda > 50 \mu$ 0,5 mm dicke Quarzfenster benützt. Die Empfindlichkeit R ist deshalb vom Ultravioletten bis in den Millimeterbereich praktisch konstant und liegt zwischen $R = 3 \cdot 10^5$ und $R = 4 \cdot 10^5$ V/W mit $f = 11$ Hz und $\Delta f = 0,1$ Hz. R nimmt ab, wenn die Wellenlänge der einfallenden Strahlung mit dem Durchmesser des Al-Films vergleichbar wird. Die Linearität von R der UNICAM-Detektoren

für Strahlungsleistungen $< 3 \cdot 10^{-6} \text{ W}$ ist besser als 1% [146]. Die Zeitkonstante $\tau \cong 15 \text{ msec}$ ist für thermische Detektoren typisch. Die Vorteile des pneumatischen Detektors sind: Konstante und hohe Empfindlichkeit über grosse Wellenlängenbereiche und Betrieb bei Zimmertemperaturen. Zu den Nachteilen zählen die relativ grosse Zeitkonstante, die Empfindlichkeit gegenüber mechanischen Schwingungen und etwas geringere NEP-Werte als bei gekühlten thermischen Detektoren.

Bolometer [147, 148] bestehen aus einem Material mit hohem Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes α , derart, dass die Strahlungsabsorption zu einer Vergrösserung des Widerstandes führt. Das Verhalten eines Bolometer-elementes in Funktion von α , der angelegten Spannung V , der Wärmekapazität C des benützten Elementes, der vom Material absorbierten elektrischen Leistung Q und der thermischen Leitfähigkeit κ zwischen dem Detektormaterial und dem umgebenden Wärmereservoir lässt sich wie folgt beschreiben

$$R = \frac{\alpha V}{\kappa - \alpha Q} \text{ und } \tau = \frac{\alpha C}{\kappa - \alpha Q}$$

mit $\omega \tau < 1$, wo ω die Strahlungsfrequenz bedeutet. Um grosse Empfindlichkeiten R zu erhalten, muss α gross und κ klein gewählt werden. Kleine κ ergeben hingegen grosse Zeitkonstanten, die aber durch die Wahl von C wieder erniedrigt werden können. Bolometerelemente müssen deshalb klein und dünn sein und gleichzeitig eine wirksame Absorption der Strahlung aufweisen. Eine beträchtliche Erniedrigung von C kann durch Kühlung des Bolometerelementes auf He-Temperatur erreicht werden.

Als *Kohlebolometer* [149–154] eignen sich kommerzielle Kohlewiderstände (Allen-Bradley), welche unterhalb 20° K ein grosses α aufweisen. Der NEP-Wert der Kohlebolometer übertrifft denjenigen der Golay-Zelle zwei- bis viermal. Typische Werte sind für $\Delta f = 1 \text{ Hz}$ und die Betriebstemperatur $T = 2,1^\circ \text{ K}$: $\text{NEP} = 1 \cdot 10^{-11} \text{ W}$, $R = 2,1 \cdot 10^4 \text{ V/W}$, $\tau = 1 \text{ bis } 10 \text{ msec}$.

Supraleiter- und Halbleitermaterialien sind als Bolometerelemente besonders geeignet. Die *supraleitenden Bolometer* weisen in der Nähe der Sprungtemperatur grosse α -Werte auf. Das von MARTIN und BLOOR [155] entwickelte Zinnbolometer arbeitet bei $3,7^\circ \text{ K}$ und besitzt bei $\Delta f = 1 \text{ Hz}$ für Submillimeterwellen einen NEP-Wert von $3 \cdot 10^{-12} \text{ W}$. Die Zeitkonstante $\tau = 1,25 \text{ sec}$ ist aber ungünstig. Theoretische Erwägungen zeigen, dass das Zinnbolometer verbessert werden kann. Insbesondere sollte eine Steigerung der Absorption auf Werte $> 1\%$ möglich sein.

Als Spektrometerdetektoren werden aber vorwiegend *Ge-Bolometer* [151, 153, 154, 156–158] verwendet. Um hohe Absorptionsvermögen zu erreichen, muss das Germanium so stark dotiert werden, dass bei 4° K noch freie Ladungsträger im Leitungsband übrigbleiben. Bei stark dotierten Halbleitermaterialien sind die Leitungselektronen stark an das Gitter gekoppelt und können somit die absorbierte Strahlungsenergie an das Gitter abgeben. Germanium mit 10^{17} cm^{-3} Gallium hat sich als Bolometerelement günstig erwiesen. Die kommerziellen Ge-Bolometer von TEXAS INSTRUMENTS besitzen für f zwischen 10 und 15 Hz und bei $4,2^\circ \text{ K}$ NEP-Werte zwischen $30 \cdot 10^{-13}$ und $5 \cdot 10^{-13} \text{ W}$ je nach Bauart des Elementes. Die Ge-Bolometer sind in der Empfindlichkeit 5- bis 9mal besser als die Golay-Detektoren [151, 159] im Temperaturbereich von $4,2^\circ$ bis $1,5^\circ \text{ K}$. In-dotierte Germanium-Elemente [160] sind bei $1,2^\circ \text{ K}$ mindestens dreimal besser als die besten Kohlebolometer.

Pyroelektrische Detektoren [227, 228] bestehen aus dünnen Plättchen pyroelektrischer Kristalle (TGS, SbSI, BaTiO₃), welche beidseitig mit leitenden Metallschichten bedampft sind. Die Schicht auf der Vorderseite des Kristalls muss die Strahlung absorbieren und die Wärme auf den Kristall übertragen. Dazu eignet sich besonders eine «schwarze» Goldschicht [229]. Die von der Strahlung hervorgerufene Temperaturänderung des Kristalls beeinflusst seine spontane elektrische Polarisation und die damit verknüpfte Spannung zwischen den beiden Metallschichten. Dieser Effekt ist am grössten in der Nähe der Curie-Temperatur.

Pyroelektrische Detektoren erreichen z. B. mit TGS-Kristallen im fernen Ultrarot etwa folgende Daten [227]: $NEP = 5 \cdot 10^{-9} \text{ W}$, $D^* = 2 \cdot 10^9 \text{ W}^{-1} \text{ sec}^{-1/2} \text{ cm}$ und $\tau = 40 \mu\text{sec}$. Dieser eher bescheidenen Charakteristik stehen aber Anspruchslosigkeit und Handlichkeit gegenüber, da keine Kühlung verlangt wird. Auch können pyroelektrische Detektoren mit geringen Dimensionen gebaut werden ($0,1 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$).

2. Photoleitende Empfänger

Zwei Prozesse sind für die Änderung der elektrischen Leitfähigkeit eines üblichen Halbleiter-Photodetektors [161, 162] bei Strahlungsabsorption verantwortlich: strahlungsinduzierte Eigen- und Störstellenleitung. Zum Beispiel eignet sich Sb-dotiertes Ge als Detektor bis $\lambda = 120 \mu$ [163]. Diese Empfänger können aber nur im Gebiete zwischen 10 bis 150 μ benützt werden.

Im Gegensatz dazu beruht beim **InSb-Detektor** [139, 164, 165] die Änderung der Leitfähigkeit auf der Absorption der Strahlung durch freie Ladungsträger, wodurch diese aufgeheizt werden. Damit ist eine Änderung der Beweglichkeit verknüpft. Zur Erreichung einer hohen Empfindlichkeit muss die Temperatur unter 4°K gehalten werden, da dann die Änderung der Elektronenbeweglichkeit mit der Schwankung der Elektronentemperatur besonders stark und die Kopplung zwischen Elektronen und Gitter gering wird. Auch hat es sich gezeigt, dass ein Magnetfeld über 4 kGauss die Empfindlichkeit des Detektors erhöht. Unter diesem Schwellwert wird nur die bekannte magnetische Widerstandsänderung wirksam, während darüber zusätzliche Effekte auftreten. Infolge der Kontraktion der Elektronenwellenfunktionen wird nach Putley das Störband und das Leitungsband getrennt, was zur Störstellenleitfähigkeit Anlass gibt. Wegen der Landau-Quantelung treten Resonanzeffekte auf, und die Transportgrössen der Ladungsträger ändern sich wesentlich. Die Daten der photoleitenden Empfänger wurden von PUTLEY [136] eingehend beschrieben. Für InSb liegt der günstigste Arbeitsbereich um 1 mm Wellenlänge. Dabei werden theoretisch NEP-Werte von $5 \cdot 10^{-13} \text{ W}$ und experimentell Zeitkonstanten $\tau < 1 \mu\text{sec}$ erreicht. Die kurzen Zeitkonstanten konnten von uns mit Impulsen von Submillimeterwellen-Lasern bestätigt werden.

Vor kurzem wurde von DIMMOCK et al. (letter to be published in Appl. Phys. Lett., August 1968) ein photoleitender Detektor auf **GaAs**-Basis entwickelt, der bei 300 Hz mit einer Bandbreite von 1 Hz NEP-Werte von $1,2 \cdot 10^{-11} \text{ W}$ bei 195 μ , $1,4 \cdot 10^{-11} \text{ W}$ bei 337 μ und $6 \cdot 10^{-11} \text{ W}$ bei 902 μ aufweist und eine Zeitkonstante unter 1 μsec besitzt. Der Detektor besteht aus einer hochreinen, epitaxialen Schicht von *n*-Typ GaAs, aufgedampft auf GaAs:Cr.

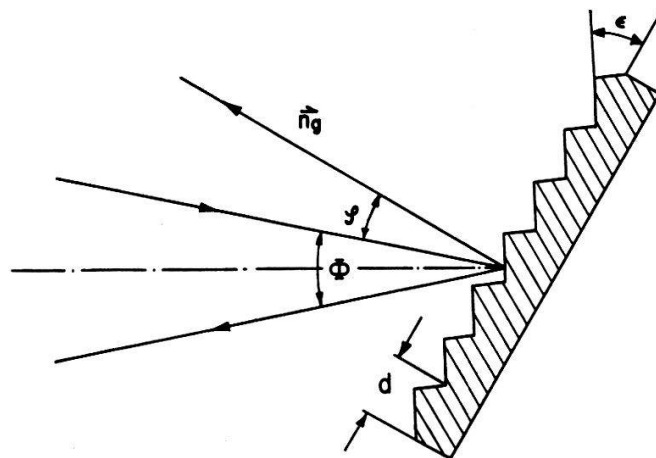
In der Submillimeterspektroskopie werden zur Zeit sowohl der Golay-Detektor wie auch InSb- und Ge-Detektoren verwendet.

Spektrometer

Im Gegensatz zur konventionellen Optik sind zur Submillimeterwellenspektroskopie von den Prismenspektrometern, Gitterspektrometern und Interferometern nur die beiden letzteren geeignet. Für die Gitterspektrometer werden meistens die Littrow-, die symmetrische Ebert- oder die Czerny-Turner-Anordnung verwendet. Bei den Interferometern unterscheidet man verschiedene Typen: den aperiodischen Michelson-Interferenzmodulator, den aperiodischen Laminargitter-Interferenzmodulator, den periodischen Michelson-Interferenzmodulator, den periodischen Laminargitter-Interferenzmodulator und das Fabry-Pérot-Interferometer. Die Ansichten über die zu verwendenden Spektrometer, Gitterspektrometer oder Interferometer, divergieren. Die in der letzten Zeit entwickelten Geräte zeigen, dass die Leistungen der Gitterspektrometer und der Interferometer vergleichbar sind. Im folgenden sollen theoretische wie experimentelle Aspekte der beiden Spektrometertypen betrachtet werden. Zudem werden auch unsere Erfahrungen mit einem selbstgebauten Gitterspektrometer beigezogen.

1. Das Gitterspektrometer

Da kommerzielle Spektrometer hoher spektraler Auflösung für das Submillimeterwellengebiet nicht erhältlich sind, waren wir gezwungen, ein eigenes, grossdimensioniertes Gitterspektrometer zu bauen. Eine ausführliche Beschreibung der Komponenten des Gerätes wurde bereits [166, 167] publiziert. Deshalb soll nur auf einige wesentliche Punkte hingewiesen werden.



Figur 5

Daten des Echelette-Gitters. n_g : Normale zur Gitterebene; d : Gitterkonstante; ϕ : Konstanter Ablenkwinkel und Einfallswinkel der Strahlung.

Für den Monochromator wurde die CZERNY-TURNER-Anordnung [168] gewählt. Die Vorteile dieses der EBERT-Anordnung [169] verwandten Systems wurden bereits von FASTIE [170] diskutiert. Die am Austrittsspalt beobachtete Wellenlänge λ wird bei der Verwendung eines Gitters mit der Gitterkonstanten d durch folgende Dispersionsformel beschrieben:

$$2 \cos \frac{\phi}{2} \sin \left(\frac{\phi}{2} - \varphi \right) = m \frac{\lambda}{d},$$

wobei ϕ den konstanten Ablenkungswinkel, φ den veränderlichen Winkel zwischen der auf das Gitter einfallenden, kollimierten Strahlung und der Gitternormalen (Fig. 5) und m die Beugungsordnung kennzeichnet. Somit lässt sich die durch die Spaltbreite s begrenzte Auflösung $A_s = \lambda/\Delta\lambda$ bei vorgegebener Brennweite f der Monochromatorspiegel wie folgt darstellen:

$$A_s = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{f}{s} \frac{1}{\sqrt{1/m^2 (d/\lambda)^2 \cos^2 \phi/2 - 1/4}}$$

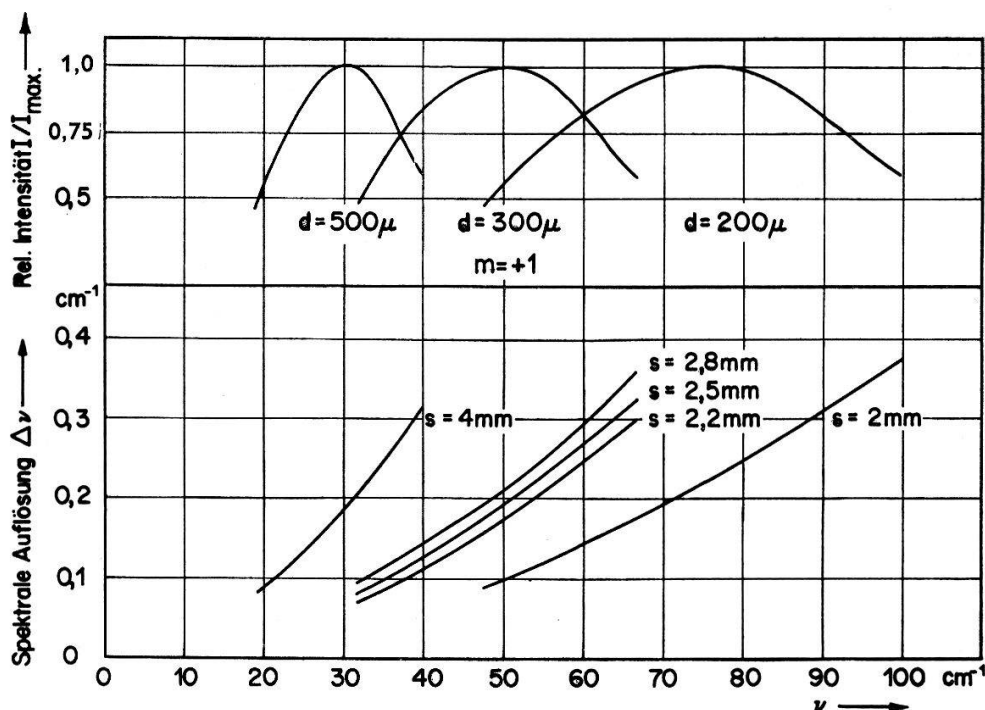
Berücksichtigt man das Auflösungsvermögen

$$A_g = \frac{m n}{\cos \varphi} = \frac{m}{\cos \varphi} \frac{D}{d}$$

des jeweils verwendeten Echelettegitters, wo n die Anzahl der interferierenden Strahlen und D der Durchmesser der Monochromatorspiegel bedeutet, so setzt sich das totale theoretische Auflösungsvermögen A eines Gitter-Monochromators wie folgt zusammen:

$$\frac{1}{A} = \frac{d \cos \varphi}{m D} + \frac{s}{f} \sqrt{\frac{1}{m^2} \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 \cos^2 \frac{\phi}{2} - \frac{1}{4}}$$

In Figur 6 ist die theoretische, spektrale Auflösung $\Delta\nu$ unseres Monochromators mit den festen Grössen $f = 1220$ mm, $\phi = 22,5^\circ$, $D = 300$ mm und $m = +1$ in Funktion der Frequenz ν für verschiedene Gitter wiedergegeben. Die Kurven sind für einige, für das betreffende Frequenzgebiet typische, experimentelle Spaltbreiten s und den jeweiligen Arbeitsbereich der Gitter aufgetragen. Die Frequenzgrenzen der Arbeitsbereiche der Echelettegitter werden von den auf den Eintrittspalt fallenden Intensi-



Figur 6

Oben: Relative Intensitätsverteilung der Beugung an Monochromatorgittern mit den Furchenabständen $d = 500, 300$ und 200μ . Unten: Theoretische, spektrale Auflösung $\Delta\nu$ des selbstgebauten Monochromators für typische, experimentelle Spaltbreiten s .

tät, von der Registerempfindlichkeit des Spektrometers und vor allem von der Intensitätsverteilung der Beugungsordnung + 1 der Gitter diktiert. Experimentell ergibt sich, dass der günstige Arbeitsbereich unserer Echelettegitter durch

$$0,95 \leq \nu \text{ [cm}^{-1}\text{]} \cdot d \text{ [cm]} \leq 2$$

gegeben ist. Auch das theoretisch vorausgesagte Maximum bei $\nu \cdot d = 1,5$ der Intensitätsverteilung [171] ist experimentell bestätigt. Für die in der Figur 6 eingetragenen Intensitätsverteilungen ist das spektrale Emissionsvermögen des Quecksilber-Hochdruckbrenners nicht berücksichtigt worden. Aus dieser Figur geht auch hervor, dass spektrale Auflösungen $\Delta\nu \leq 0,10 \text{ cm}^{-1}$ erreicht werden können.

Die Beugungseffekte am Spalt können bei kleinen Spaltbreiten empfindliche Intensitätsverluste verursachen. Die Verkleinerung der Spaltbreite bewirkt eine Steigerung der spektralen Auflösung, solange die Spaltbreiten und Frequenzen der Beziehung

$$\nu \text{ [cm}^{-1}\text{]} \cdot s \text{ [cm]} \geq 8,15$$

genügen. Sonst treten Verluste auf, die um so beträchtlicher sind, je kleiner das Produkt $\nu \cdot s$ ist. Bei einer Spaltbreite von 2,2 mm z. B. steigen die Verluste schon ab $\nu < 37 \text{ cm}^{-1}$ an. Da kleine Spaltbreiten neben den Beugungsverlusten die verfügbare Quellenintensität empfindlich beschränken, gibt die obige Beziehung die minimale Spaltbreite bei vorgegebener Frequenz. Die Existenz einer minimalen Spaltbreite der Grössenordnung von mm ist für die Gitterspektrometer des Submillimeterbereichs typisch. Daraus folgt, dass für die Erreichung einer grossen Auflösung A das Auflösungsvermögen A_g durch die Wahl von grossflächigen Echelettegittern gesteigert werden muss. Dazu sind Spiegel mit grossen Durchmessern notwendig, wobei die Brennweite f wegen Komafehlers und des gewünschten hohen Auflösungsvermögens A_s ebenfalls gross sein soll. Grossdimensionierte Monochromatoren sind deshalb kleinen Gitterspektrometern im Submillimeterwellengebiet überlegen.

Die Grenze der experimentellen, spektralen Auflösung des Gitterspektrometers lässt sich anhand der Aufnahme von Wasserdampfspektren analysieren. Ausser den schon publizierten [166] Wasserdampf-Testspektren wurden Ausschnitte des Spektrums mit eng benachbarten Linien von uns näher untersucht. Berechnungen des reinen Rotationsspektrums des Wasserdampfes [172–174] zeigen, dass im Gebiete um 38 cm^{-1} ein Absorptionstriplett vorhanden ist. Dieses Triplett besteht aus den Linien $38,45$; $38,64$ und $38,79 \text{ cm}^{-1}$, die den Übergängen 2_{21} nach 3_{12} , 5_{41} nach 6_{34} und 3_{12} nach 3_{21} zugeordnet sind. Das Triplett wird von unserem Gitterspektrometer aufgelöst [207]. Das Verhältnis Signal/Rauschen liegt bei einer Untersuchung im Spektralbereich des Überganges von 5_{41} nach 6_{34} zwischen 3:1 und 2:1. Für die beiden letzten Linien geben HALL und Mitarbeiter [173] $38,642$ und $38,764 \text{ cm}^{-1}$ an.

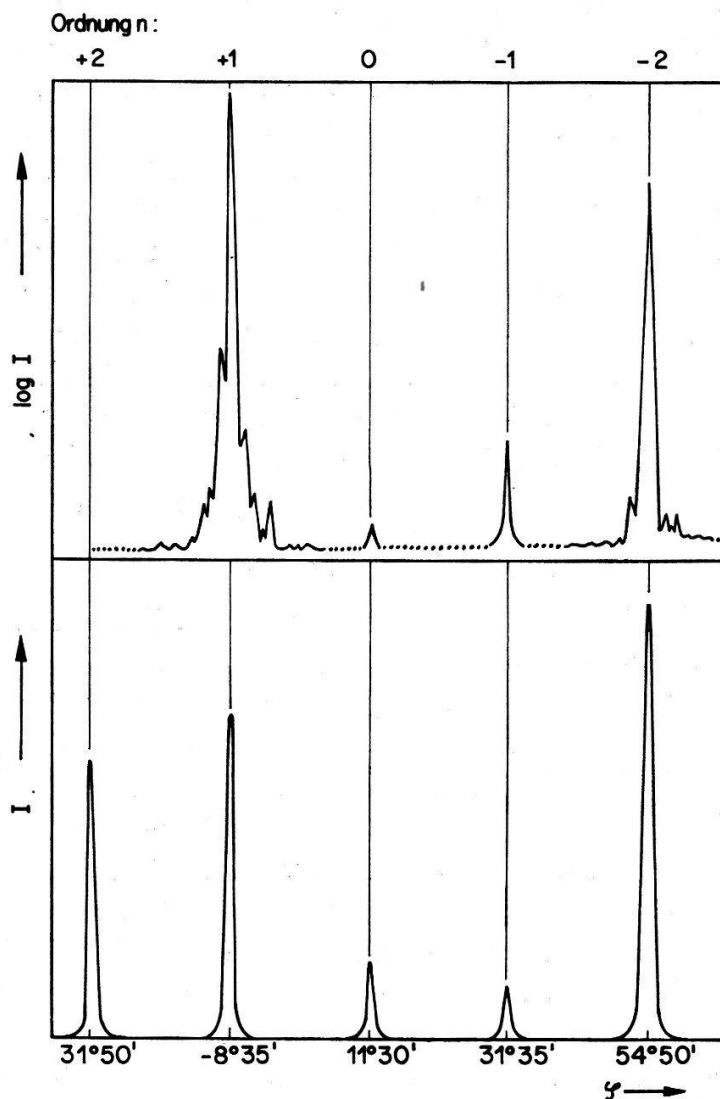
Die Qualität der Echelettegitter spielt für die Auflösung A_g eine entscheidende Rolle. Die Theorie [172] zeigt, dass der Furchenwinkel ε durch die Beziehung

$$\sin \varepsilon = \frac{m \lambda_0}{2 d}$$

gegeben ist, wobei λ_0 eine bezüglich Dispersion günstige Wellenlänge ist. Berücksichtigt man weitere, aus der Echelettegitter-Theorie resultierende Bedingungen, so er-

hält man $\lambda_0 = 2/3 d$. Wird das Gitter in der Ordnung $m = +1$ benützt, so ergibt sich ein Winkel $\varepsilon = 20^\circ$. Die im Monochromator benützten Echelettegitter haben eine Fläche von 330×355 mm und sind alle für einen Furchenwinkel $\varepsilon = 20^\circ$ geschnitten¹⁾. Für diesen Wert besitzt die in die erste Ordnung gebeugte Strahlung der Wellenlänge λ_0 ein Intensitätsmaximum; dabei steht das Echelettegitter in der Glanzwinkelposition («blaze»). Für ein 300μ -Gitter ist die «blaze» Wellenlänge $\lambda_0 = 200 \mu$. Für eine auf das Gitter einfallende monochromatische Strahlung wird das am Austrittsspalt des Monochromators gemessene Gitterspektrum somit nur aus einzelnen, den verschiedenen Beugungsordnungen m zugeordneten Intensitätsspitzen bestehen, wobei die Spitze für $m = +1$ besonders gross sein sollte.

Um dieses Verhalten der Echelettegitter zu überprüfen, haben wir Modellmessungen [171] im Mikrowellengebiet für $\lambda/d = 0,67$ durchgeführt. Das benützte



Figur 7

Oben: Messungen am Modell im Mikrowellengebiet ($\lambda = 3$ cm) der Beugungsordnungen eines Echelettegitters mit $d = 4,48$ cm. Unten: Messungen der Beugungsordnungen eines Echelettegitters der Gitterkonstanten $d = 500 \mu$ mit Hilfe der $\lambda = 337 \mu$ -Strahlung des Lasers. Für beide Messungen beträgt der konstante Ablenkwinkel $\phi = 24^\circ$.

¹⁾ Die Gitter wurden in Zusammenarbeit mit der Uhrenfabrik LANCO, Langendorf SO, hergestellt.

Gitter hatte die Daten: $d = 4,48$ cm, $\varepsilon = 20^\circ$, Fläche $1 \times 1,55$ m². Der konstante Ablenkungswinkel ϕ betrug 24° , die Distanz Quelle–Gitter und Gitter–Detektor etwa 100 m. Diese Messungen wurden später mit Hilfe der Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 337$ μ des Submillimeterwellen-Lasers an einem Echelettegitter mit $d = 500$ μ (d.h. $\lambda/d = 0,67$) und $\varepsilon = 27^\circ$ wiederholt, wobei der gleiche Winkel ϕ gewählt wurde. Figur 7 zeigt die Gegenüberstellung beider Messungen. Neben dem normalen, starken Intensitätsmaximum für $m = +1$ treten intensive Maxima für $m = -2$ und $m = +2$ auf. Die Intensitäten der Ordnungen $m = -1$ und $m = 0$ sind, wie erwartet, schwach. Dieser Effekt ist den Woodschen Anomalien [175] zuzuschreiben. Es wäre somit die Möglichkeit gegeben, ohne Intensitätsverluste gegenüber der 1. Ordnung das Echelettegitter in der zweiten Ordnung zu benützen und damit eine Vergrößerung der Auflösung zu erzielen.

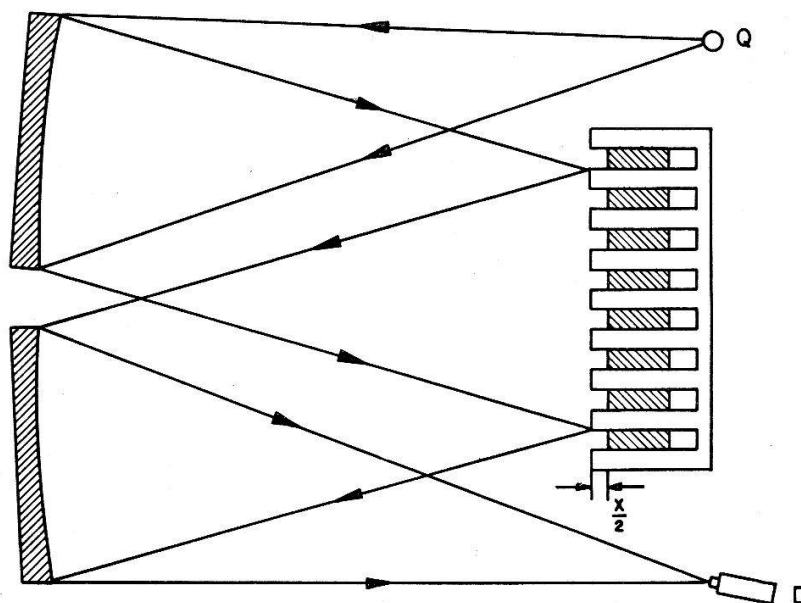
Eine wirksame Ausfilterung der höheren Harmonischen ist im Gitterspektrometer unerlässlich. Bevor die von dem Quecksilber-Hochdruckbrenner emittierte Strahlung in den Monochromator eintritt, passiert sie Reflexionsfilter und YOSHINAGA-Filter [176–179]. Als Reflexionsfilter werden für $\lambda > 100$ μ Echelettegitter in nullter Ordnung und für $\lambda < 100$ μ Reststrahlplatten eingesetzt. Die Gitterkonstanten d_F der Filtergitter sind für den Arbeitsbereich der jeweiligen Monochromatogitter abgestimmt. Die Dimensionierung $d_F = d/3$ basiert auf Untersuchungen von ROBERTS und COON [180] über die Filterwirkung der Echelettegitter in nullter Ordnung für ein Gitterpaar. Wir haben mit Hilfe des Submillimeterwellen-Lasers das Reflexionsverhalten nachgeprüft. Die von ROBERTS und COON für ein Gitterpaar gewonnenen Daten stimmen mit unseren Messungen an einzelnen Filtergittern überein. Für die von einem Monochromator der Gitterkonstanten d überstrichene Wellenlängenoktave lassen die Filtergitter die Gitterkonstanten $d_F = d/3$ nur einen sehr geringen Anteil an falscher Strahlung durch, nämlich weniger als 0,1% der registrierten Intensitäten.

2. Das Interferometer

Interferenzmodulation ist schon seit langem bekannt. Sie wurde von MICHELSON 1891 [181] erfunden. Er zeigte, dass die als Funktion des Gangunterschiedes am Ausgang eines Zweistrahl-Interferometers aufgenommene Intensität, das sogenannte Interferogramm, die Fouriertransformierte des Quellspektrums darstellt. Wegen der Reziprozitätsbeziehung der Fouriertransformation lässt sich das untersuchte Spektrum aus einer cos-Transformation der Interferogrammfunktion ermitteln. RUBENS und WOOD berechneten 1910 die Rücktransformation von Interferogrammen mit Hilfe der numerischen Analyse. Da die Rücktransformation einer komplizierten Interferogrammfunktion ausserordentlich zeitraubend ist, erlangte die Fourierspektroskopie ihre Bedeutung erst nach der Entwicklung schneller, elektronischer Rechenmaschinen (IBM 7094, CDC 6000). Obwohl die Gitterspektrometer und die Interferometer auf Interferenz beruhen, sind die den beiden Instrumenten zugrundeliegenden Prinzipien doch verschieden. Während im Gitterspektrometer die Anzahl der interferierenden Strahlen gleich der Furchenzahl des Gitters ist, werden im Interferometer nur zwei Strahlen zur Interferenz gebracht. Das Gitterspektrometer untersucht die Strahlung durch sukzessive Analyse der Spektralelemente, ein Interferometer durch gleichzeitige Analyse sämtlicher vorgegebener Spektralelemente. Im ersten Fall wird jedes der Spektralelemente während der Messdauer T beobachtet. Da im Submillimeter-

wellengebiet die Empfindlichkeitsgrenze der Strahlungsanalyse nicht durch das Photonenrauschen, sondern durch das Rauschen des Detektors gegeben ist, resultiert bei gleichzeitiger Analyse sämtlicher Spektralelemente ein Gewinn von $\sqrt{N}/2$ im Signal/Rausch-Verhältnis, genannt «Fellgett- or multiplex-advantage» [182]. Eine gleichzeitige Beobachtung und nachträgliche Unterscheidung von N -Spektralelementen verlangt nach der Informationstheorie für jedes der N -Spektralelemente eine Modulation, wobei die N -Modulationen zueinander orthogonal sein müssen. Die beim Interferometer auftretende Interferenzmodulation erfüllt diese Bedingung. Unterwirft man das Detektorsignal, welches proportional zur Intensität der Strahlung sein soll, einer harmonischen Analyse, so werden die Elemente nacheinander analysiert, und der Fellgett-Gewinn ist verloren. Wird hingegen das ganze Interferogramm für jede zu messende Frequenz dem Analysator unterbreitet, so hängt die Messung des einzelnen Spektralelementes von seinem während der ganzen Beobachtungszeit T gegebenen Beitrag ab.

Über die verschiedenen Methoden in der Fourier-Spektroskopie sind zahlreiche theoretische Arbeiten erschienen [183–186]. STRONG, VANASSE und GEBBIE haben das Prinzip der Interferenzmodulation auf den Submillimeterwellenbereich angewendet [187–189]. Es hat sich herausgestellt, dass sich für dieses Wellenlängengebiet besonders zwei Interferometertypen eignen: das klassische Michelson-Interferometer und der Laminargitter-Interferenzmodulator. Das Michelson-Interferometer wurde von GEBBIE [190] und der Laminargitter-Interferenzmodulator von STRONG und VANASSE [183, 191] entwickelt. Heute existieren im Submillimetergebiet eine ganze Reihe ausgezeichneter Interferometer: die Michelson-Interferometer von GEBBIE [192], RICHARDS [160], YOSHINAGA [193] und PERRY [151], die Laminargitter-Interferometer von RICHARDS [160] und HALL [173], wobei das letzte die bis jetzt höchste spektrale Auflösung erzielt. Während im Michelson-Interferometer die beiden interferierenden Strahlen durch eine Amplitudenaufteilung erzeugt werden, wird im Laminargitter-Interferometer (Fig. 8) die Aufteilung der Wellenfront benützt.



Figur 8

Strahlengang des Laminargitter-Interferometers. x : variable Furchentiefe, Q : Quelle, D : Detektor.

Die in der **Fourier-Spektroskopie** allein bestimmbare Funktion ist das Interferogramm. Dies lässt sich aus der Betrachtung der Strahlteilung beim Michelson-Interferometer [182] oder beim Laminargitter-Interferometer [183, 191] berechnen. Das dem Interferometer zur Analyse vorgelegte, unbekanntes Spektrum habe die spektrale Intensitätsdichte $E(k)$. Die von einem idealen Interferometer gemessene Intensität $I(x)$ beim Gangunterschied x beträgt:

$$I(x) = 1/2 I(0) + F(x) = 1/2 I(0) + \int_0^{\infty} E(k) \cos kx \, dk$$

mit $k = 2\pi\nu$. Da die Interferogrammfunktion $F(x)$ und $E(k)$ ein Fourier-Transformationspaar bilden, lässt sich das wahre Spektrum $E(k)$ aus der Transformation

$$E(k) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} F(x) \cos kx \, dx$$

gewinnen. Aus zwei Gründen lässt sich jedoch nur eine Approximation $E'(k)$ von $E(k)$ bestimmen: Einerseits lässt sich das Interferogramm nur bis zu einem vorgegebenen maximalen Gangunterschied x_{max} messen. Andererseits gestattet vorläufig nur eine Digital-Analyse von $F(x)$ eine volle Ausnutzung des Fellgett'schen Multiplex-Vorteils [188, 194]. Bei der Berechnung von $E'(k)$ müssen somit für alle Weglängenintervalle Δx Stützwerte in der Interferogrammfunktion abgetastet werden («sampling»). Das Interferogramm wird demzufolge nicht kontinuierlich, sondern nach gleich grossen Zuwachsen Δx des Gangunterschiedes gemessen. $E'(k)$ hat demnach die Form [151, 193]:

$$E'(k) = \frac{2}{\pi} \left[1/2 F(0) + \sum_{n=1}^{n=x_{max}/\Delta x} F(n \Delta x) \cos(k n \Delta x) \right] \Delta x .$$

Diese beiden experimentellen Beschränkungen haben für die praktische Fourier-Spektroskopie weittragende Konsequenzen, die im folgenden erläutert werden sollen.

Die mit Hilfe eines Interferometers erreichbare **Auflösung** $\Delta\nu$ hängt mit dem Verlust der Informationen für $x > x_{max}$ eng zusammen. Der Zusammenhang zwischen $\Delta\nu$ und x_{max} lässt sich unter Annahme einer Punktquelle und eines idealen Interferometers durch folgende Betrachtung ableiten. Besteht $E(k)$ nur aus einer streng monochromatischen Linie der Frequenz $k_1 = 2\pi\nu_1$, so gilt für das Interferogramm

$$I(x) = a (1 + \cos k_1 x) .$$

Die Rücktransformation

$$E'(k) = \int_0^{x_{max}} a (1 + \cos k_1 x) \cos kx \, dx$$

weist für die zu betrachtende Umgebung $k \approx k_1$ nur noch den Term

$$E'(k \approx k_1) = \frac{a x_{max}}{2} \frac{\sin(k_1 - k) x_{max}}{(k_1 - k) x_{max}}$$

auf, der von der Form der Beugungsfunktion $\sin X/X$ ist. Diese Apparatfunktion bildet das durch das Instrument erzeugte Bild der ursprünglich monochromatischen

Linie k_1 . In der Praxis wird eine möglichst gute spektrale Auflösung, d.h. eine möglichst schmale Apparatefunktion angestrebt. Die erste Nullstelle der Apparatefunktion ist durch

$$(k_1 - k) = \Delta k = \frac{\pi}{x_{max}}$$

gegeben. Die Breite Δk der Apparatefunktion ist somit proportional zu x_{max}^{-1} und wird deshalb mit steigendem x_{max} schmaler. Die maximale theoretische Auflösung eines Interferometers ist daher dem Reziproken der maximalen Gangdifferenz der beiden interferierenden Strahlen proportional. Dieses Resultat gilt allgemein für alle Spektrometertypen. Ebenso wird die theoretische Auflösung A_g beim Gitterspektrometer durch den Gangunterschied der Randstrahlen der äussersten Furchen des Gitters bestimmt. Nimmt man die Breite der Apparatefunktion auf etwa halber Höhe, so erhält man als theoretische maximale Auflösung [183]

$$\Delta \nu = \frac{1}{x_{max}}.$$

Benützt man hingegen die Rayleighsche Definition des Auflösungsvermögens, wonach zwei gleich intensive Linien gerade aufgelöst sind, wenn das Maximum der einen Linie mit dem Minimum der anderen Linie übereinstimmt, so erhält man für die maximale Auflösung

$$\Delta \nu = 0,72 \frac{1}{x_{max}}.$$

Die praktisch erreichbaren Gangunterschiede liegen zwischen 10 und 16 cm. Die theoretische Auflösungsgrenze liegt also bei einem idealen Interferometer zwischen 0,1 und 0,063 cm^{-1} . Bei Spiegelverschiebungen über 8 cm treten mechanische Schwierigkeiten [173] und infolge der endlichen Quellendimensionen unvermeidbare Intensitätsverluste auf [184]. Die Apparatefunktion $\sin X/X$ weist neben dem Hauptmaximum für $X = 0$ noch weitere Nebenmaxima und negative Minima auf. Während das Hauptmaximum die Auflösung bestimmt, können die Erscheinung der Nebenmaxima und die negativen Bereiche die Reinheit der Spektren beeinträchtigen.

Durch die Einführung der **Apodisation** kann man die negativen Bereiche der Apparatefunktion beseitigen. Dies geschieht durch Multiplikation von $I(x)$ mit einer Apodisationsfunktion [183, 185, 195, 196]. Eine lineare Apodisationsfunktion

$$A(x) = 1 - \frac{x}{x_{max}} \quad \text{mit } 0 < x < x_{max}$$

erzeugt die Apparatefunktion eines Gitterspektrometers

$$\left(\frac{\sin(X/2)}{X/2} \right)^2.$$

Diese Apparatefunktion weist keine negativen Bereiche mehr auf. Die Benützung einer Apodisationsfunktion oder einer Apodisationsblende verschlechtert aber die theoretische Auflösung. Im obigen Fall wird die Auflösung um den Faktor $1/\sqrt{2}$ verringert, dafür liefert die apodisierte Interferogrammfunction ein «rauschärmeres» Spektrum. Dieser Zusammenhang zwischen Apodisation und Auflösung gilt allgemein. Eine Verbesserung des Signal-Rauschen-Verhältnisses lässt sich prinzipiell nur auf

Kosten der Auflösung erzielen [197]. Die Anwendung von verschiedenen Apodisationsfunktionen und deren Effekt auf die Spektren wird von LLEWELLYN-JONES [198] diskutiert.

Obwohl die Rücktransformation von $F(x)$ auf $E'(k)$ auch mit Analog-Computern durchführbar ist, wird heute meist die Digital-Analyse angewendet. Die minimale Anzahl der schrittweise gemessenen Stützwerte der Interferogrammfunction, die für die optimale Ermittlung von $E'(2\pi\nu)$ notwendig sind, wird durch das Abtasttheorem der Informationstheorie («sampling theorem») [199] vorgeschrieben. Es werden sämtliche verfügbare Informationen für $E(2\pi\nu)$ im Bereiche $0 < \nu < \nu_{max}$ aus dem Interferogramm gewonnen, wenn $I(x)$ in Intervallen $\Delta x \leq 1/2 \nu_{max}^{-1}$ abgetastet wird. Das Abtasttheorem verlangt für experimentell realisierbare, endliche Intervalle Δx eine obere Frequenzgrenze ν_{max} des wahren Spektrums.

Im Zusammenhang mit der endlichen Schrittweite $\Delta x = 1/2 \nu_{max}^{-1}$ kann $E(k)$ periodisch fortgesetzt werden mit den Bedingungen $E(-k) = E(k)$ und $E((k+nk)_{max}) = E(k)$. Dabei ist aber zu beachten, dass Spektralbereiche mit den wirklichen Frequenzen $\nu^* > \nu_{max}$ wegen «Umklappprozessen» [200] zu Geisterlinien im Bereich $0 < \nu < \nu_{max}$ des rücktransformierten Spektrums $E'(k)$ Anlass geben. Das rücktransformierte Spektrum $E'(2\pi\nu)$ wird deshalb bei der Frequenz ν falsche Intensitäten aufweisen, welche von den wirklichen Frequenzen

$$\nu^* = \nu_{max} \pm \nu$$

herrührt.

Um ein eindeutiges Spektrum $E'(2\pi\nu)$ zu erhalten, wird somit an $E(2\pi\nu)$ die Forderung

$$E(2\pi\nu) = 0, \text{ für } \nu > \nu_{max}$$

gestellt. In der Praxis wird dieser Forderung mit Hilfe von Transmissions- und Reflexionsfiltern entsprochen.

In der Wahl von ν_{max} ist man weitgehend frei. Meist wird aber ν_{max} den vorhandenen Filtersätzen angepasst. Dies gilt besonders für das Michelson-Interferometer, wo man in der Wahl der «beam splitter» praktisch auf Mylar-Folien beschränkt ist. ν_{max} wird im allgemeinen [151] nach einem der Absorptionsmaxima des Strahlteilers festgelegt. Beim Laminargitter-Interferometer wird ν_{max} zwischen 100 und 125 cm^{-1} gewählt, was einem maximalen Weglängenschritt von $(\Delta x)_{max} = 40$ bis 50 μ entspricht. Es wurde empfohlen [185], Intervalle der Länge $1/5 (\Delta x)_{max}$ zu benutzen. Kleinste verwendete Schrittlängen scheinen 10 μ [173] und 8 μ zu sein [151, 193]. Die Grösse dieser Weglängenintervalle gestattet, Gesamtspektren von 0 bis $\nu_{max} = 1/2 (\Delta x)^{-1}$ oder 0 bis 625 cm^{-1} aufzunehmen. Solche Gesamtspektren sind aber nur als Übersichtsspektren zu gebrauchen, da hohe ν_{max} das Photonenrauschen des Detektor erhöhen und somit das Signal/Rauschen-Verhältnis verschlechtern.

Die Zeit zur Aufnahme eines Interferogramms hängt von der Anzahl der abzutastenden Stützwerte des Interferogramms und von der verlangten Auflösung ab. Für eine Auflösung $\Delta\nu = 0,09 \text{ cm}^{-1}$ und für $\Delta x = 30 \mu$ sind etwa 3700 Stützwerte notwendig. Berücksichtigt man eine Integrationszeit von 2 bis 8 sec pro Abtastintervall und die «Totzeit», während der die Furchentiefe um Δx verändert wird, so ergibt sich eine Aufnahmezeit von 6 Stunden. Der IBM-7094-Computer braucht für die Umrechnung von 6250 Punkten von $E'(k)$ nach der Methode von FORMAN [201] etwa 24 Minuten. Das Spektrum $E'(k)$ ist also erst nach ca. 6,5 Stunden erhältlich. Diese relativ

lange Wartezeit kann sich in den Fällen, wo eine hohe Auflösung der Struktur eines nur schmalen Spektralgebietes $\delta\nu$ verlangt wird, im Vergleich zum Gitterspektrometer nachteilig auswirken.

Die von HALL vorgeschlagene Methode [202] zur Beseitigung dieses Nachteils stützt sich auf folgende Überlegung. Die Anzahl der Abtastpunkte im Interferogramm ist dem von den Filtern hindurchgelassenen Frequenzintervall $\delta\nu$ proportional [185]. Gelingt es, aus $E(k)$ den Bereich $\delta\nu$ zu isolieren, so kann man eine drastische Erniedrigung der Anzahl der Abtastpunkte erzielen. Als Beispiel sollen folgende Daten gelten: $\delta\nu = 1 \text{ cm}^{-1}$ und $\Delta\nu = 0,1 \text{ cm}^{-1}$. Nach dem Abtasttheorem erhält man $\Delta x = 0,5 \text{ cm}$. Für die vorgeschriebene Auflösung ist $x_{max} = 10 \text{ cm}^{-1}$. Somit müssen 21 Punkte gemessen werden. Die Aufnahme dieser Punkte beansprucht eine Zeit von ca. 5 min plus die «Totzeit» des Interferometers. Der Fellgettsche Multiplexvorteil ist ab $x_{max}/\Delta x > 4$ gesichert. Diese Methode würde also zu einer beträchtlichen Zeitersparnis führen. Diese Betrachtungsweise ist aber rein theoretischer Natur, da schmale Bandfilter im Submillimeterwellengebiet trotz grossen Anstrengungen in der Entwicklung von Interferenzfiltern [203, 204] nicht existieren. Wäre ein Interferenzfilter mit einem Bandpass von 1 cm^{-1} erhältlich, so liesse sich der Spektralbereich $\delta\nu$ mit einem Fabry-Pérot-Interferometer mit höherer Auflösung und viel kleinerem Aufwand als mit einem Laminargitter-Interferometer analysieren.

Das Problem des **Rauschens** in der Fourier-Spektroskopie ist schon ausführlich behandelt worden [185, 205]. Diese Untersuchungen stützen sich aber ausschliesslich auf den allgemeinen Fall, wo das Rauschen dem Interferogramm *additiv* überlagert wird. Unter diesen Umständen beträgt das Verhältnis R des Signal/Rauschen-Verhältnisses $(s/r)_S$ im Spektrum zum Signal/Rauschen-Verhältnis $(s/r)_I$ im Interferogramm [185]:

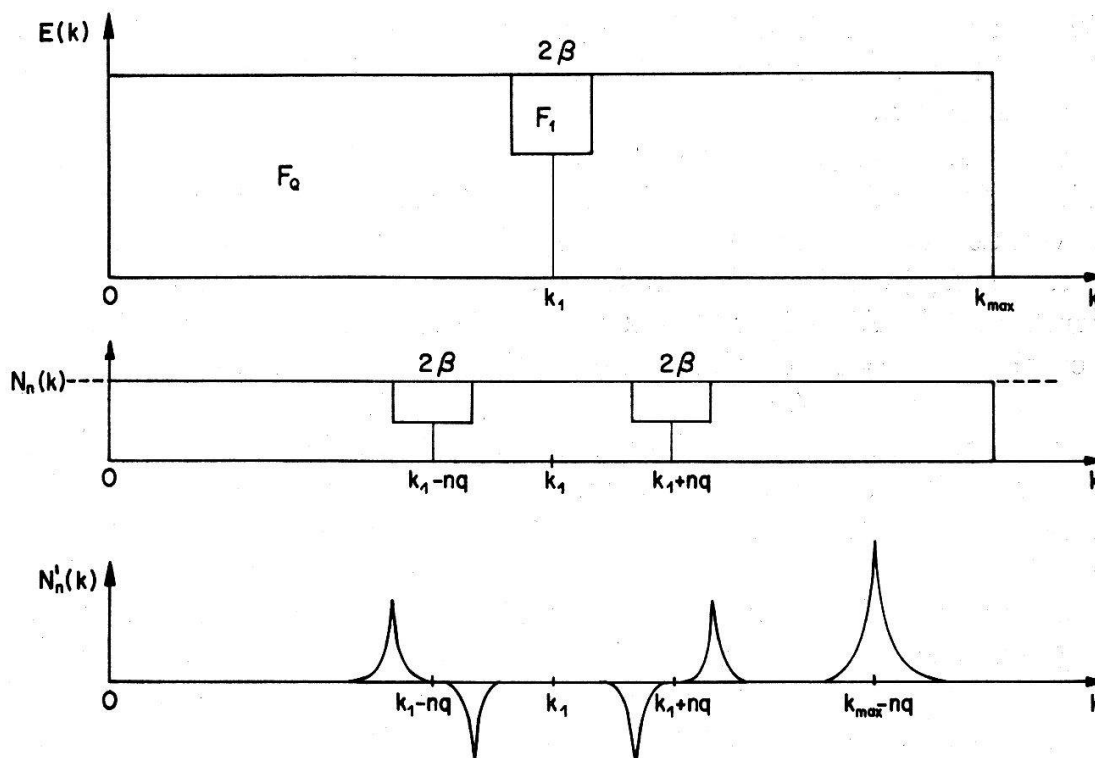
$$R = 1/2 A \sqrt{\frac{T}{\tau}},$$

wo A ein von der Apodisationsfunktion abhängiger, numerischer Wert bedeutet. Ohne Apodisation ist $A = 1$, für die lineare Apodisationsfunktion ist $A = 0,87$. T bedeutet die Aufnahmedauer des Interferogramms und die Zeitkonstante des für die kontinuierliche Aufnahme von $I(x)$ benützten elektrischen Filters. Für $A = 1$, $T = 6$ Stunden und $\tau = 8 \text{ sec}$ ergibt sich zum Beispiel $R = 25$. Je länger die Aufnahmezeit T des Interferogramms ist, desto besser ist $(s/r)_S$ im Vergleich zu $(s/r)_I$. Bei der schrittweisen Messung von $I(x)$ wird für jedes Intervall Δx das Signal über die Zeit gemittelt. Die obige Betrachtung gilt auch für diesen Fall [185]. So erzeugt beispielsweise Brumm mit der Frequenz ν_1 eine falsche Linie bei $k = 2\pi \cdot \nu_1$ im Spektrum von $E'(k)$.

Bei längeren Aufnahmezeiten können sich die Inkonzanz der Elektronik, welche etwa durch Temperaturschwankungen hervorgerufen wird, oder Schwankungen der Lichtquellenintensität im Interferogramm bemerkbar machen. Diese Schwankungen modulieren das Interferogrammsignal, und zwar *multiplikativ*. Als Beispiel betrachten wir die Wirkung einer während der Aufnahmezeit T schwankenden Verstärkung auf das rücktransformierte Spektrum $E(k)$.

Vorgegeben sei das in Figur 9 dargestellte Spektrum

$$E(k) = F_Q R(k, 0, k_{max}) - F_1 R(k, k_1 - \beta, k_1 + \beta),$$



Figur 9

Effekt einer Verstärkungsschwankung im rücktransformierten Spektrum. $E(k)$: vorgegebenes Spektrum; $N_n(k)$ und $N'_n(k)$: Störungen, die sich nach Rücktransformation $E(k)$ überlagern.

wobei

$$R(k, k_u, k_0) = \begin{cases} \frac{1}{k_0 - k_u} & \text{für } k_u \leq k \leq k_0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

eine Rechteckfunktion, F_0 die Fläche des Quellenspektrums und F_1 die Fläche der Absorption beschreibt. Die dazugehörige Interferogrammfunction lautet:

$$I(x) = \int_0^{k_{max}} E(k) \cos kx \, dk = F_0 \frac{\sin k_{max} x}{k_{max} x} - F_1 \frac{\sin \beta x}{\beta x} \cos k_1 x,$$

wobei x eine lineare Funktion der Zeit t ist. In den Funktionen der Form $\sin X/X$ widerspiegelt sich die «Linienform» und in $\cos k_1 x$ die Lage der Absorption. Als zeitlich schwankende Verstärkung $A(t) = A(t(x)) = A(x)$ darf man die Fourierdarstellung

$$A(x) = A_0 \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos nqx + b_n \sin nqx \right)$$

mit $q = 2\pi/x_{max}$ wählen. A_0 ist ein konstanter Verstärkungsfaktor, den wir gleich 1 setzen. $[A(x) - 1]$ beschreibt eine Verstärkungsschwankung um den Wert 1 und besitzt die Periode x_{max} . Diese variierende Verstärkung moduliert die Interferogrammfunction, so dass nicht mehr $I(x)$, sondern die effektive Interferogrammfunction

$$I_{eff}(x) = A(x) I(x)$$

registriert wird. Um den Effekt der Schwankung $A(x) - 1$ auf $E(k)$ zu analysieren, muss die Rücktransformation

$$E_R(k) = \int_0^{\infty} I_{eff}(x) \cos kx \, dx$$

durchgeführt werden, wobei mit $E_R(k) \approx E(k)$ angedeutet wird, dass die neue Spektralfunktion $E_R(k)$ gegenüber der wahren Funktion $E(k)$ gewisse Veränderungen aufweist. Die Rücktransformation führt auf folgenden Ausdruck:

$$E_R(k) - E(k) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n N_n(k) + b_n N'_n(k)$$

mit

$$N_n(k) = F_Q R(k, nq - k_{max}, nq + k_{max}) - 1/2 F_1 R(k, k_1 + nq - \beta, k_1 + nq + \beta) \\ - 1/2 F_1 R(k, k_1 - nq - \beta, k_1 - nq + \beta)$$

und

$$N'_n(k) = \frac{F_Q}{4 k_{max}} \ln \frac{k + k_{max} + nq}{k + k_{max} - nq} \frac{k - k_{max} - nq}{k - k_{max} + nq} \\ - \frac{F_1}{8 \beta} \ln \frac{k + k_1 - nq - \beta}{k + k_1 + nq - \beta} \frac{k + k_1 + nq + \beta}{k + k_1 - nq + \beta} \frac{k - k_1 - nq - \beta}{k - k_1 + nq - \beta} \frac{k - k_1 + nq + \beta}{k - k_1 - nq + \beta}.$$

Der Verlauf von $N_n(k)$ und $N'_n(k)$ ist in Figur 10 dargestellt. Der Term $a_n N_n(k)$ verursacht im Spektrum $R(k)$ zwei Effekte: Eine langsame Schwankung der Intensität, die sich nur auf den allgemeinen Verlauf von $E(k)$ auswirkt und zwei neue Absorptionen der Breite 2β und Fläche $1/2 a_n F_1$. Wegen der Pole im Term $N'_n(k)$ treten im Spektrum $E_R(k)$ Intensitätsspitzen auf, welche auf beiden Seiten der Absorptionslinie bei k_1 liegen ($k = k_1 \pm nq$). *Aus diesem Grund muss bei der Beurteilung des Rauschens und der spektralen Auflösung eines Fourier-Spektrums nicht nur die eigentliche Spektrallinie, sondern auch ihre weitere Umgebung betrachtet werden.*

In Wirklichkeit wird aber die Aufnahme eines Interferogramms bei $x = x_{max}$ abgebrochen. In diesem Fall muss das Integral

$$E'_R(k) = \int_0^{x_{max}} I_{eff}(x) \cos kx \, dx$$

betrachtet werden. Für die Terme $N_n(k)$ erscheint der früher besprochene, zusätzliche Effekt der Apparatfunktion der Form $\sin X/X$. Die Terme $N'_n(k)$ erhalten wegen der Aufspaltung der Integrationsgrenzen:

$$\int_0^{x_{max}} I_{eff}(x) \cos kx \, dx = \int_0^{\infty} I_{eff}(x) \cos kx \, dx - \int_{x_{max}}^{\infty} I_{eff}(x) \cos kx \, dx$$

einen Zusatz vom zweiten Integral. Unter der Berücksichtigung der Approximation

$$\int_X^{\infty} \frac{\cos X}{X} dX \cong \frac{\sin X}{X}$$

für $X \gg 1$, erhält man als Zusatz:

$$- \frac{FQ}{4 k_{max}} \sum_{n=1}^{\infty} b_n \left(\frac{\sin(k_{max} + n q + k) x_{max}}{(k_{max} + n q + k) x_{max}} + \dots \text{ähnliche Funktionen der Form } \sin X/X \right).$$

Da die Approximation nur für grosse x gültig ist, sind diese Zusatzterme vernachlässigbar. Die Begrenzung der oberen Integrationsgrenze ändert somit an der Betrachtung für $x_{max} = \infty$ nichts. Ebensovienig beeinflusst die Apodisation

$$E''_R(k) = \int_0^{x_{max}} I_{eff}(x) \left(1 - \frac{x}{x_{max}}\right) \cos kx \, dx$$

die Pole bei $k = k_1 \pm n q$.

In der Literatur über die Fourier-Spektroskopie werden weitere Fehlerquellen diskutiert [185, 206], weshalb wir nicht weiter darauf eingehen.

Fourier-Spektren mit den bis jetzt höchsten Auflösungen wurden von HALL, VRABEC und DOWLING publiziert [173]. Leider zeigen die Autoren nur enge Ausschnitte der massgebenden Spektralbereiche, derart, dass bei den Spektrallinien die für die Beurteilung des Rauschens notwendigen Flanken fehlen.

Aus der Literatur und privaten Mitteilungen entnehmen wir, dass die von den Gitterspektrometern und Fourier-Spektrometern bis jetzt erreichten spektralen Auflösungen (von etwa $0,08 \text{ cm}^{-1}$ bei 35 cm^{-1}) vergleichbar sind [160, 167, 173, 202, 207]. Als Beispiel möchten wir das H_2O -Triplet bei $38,50 \text{ cm}^{-1}$ [160, 167, 173] und das Dublett bei $59,9 \text{ cm}^{-1}$ [173, 207] erwähnen. Das entspricht unserer bereits früher publizierten [167] Feststellung, dass im fernen Ultrarot kein wesentlicher Unterschied bezüglich spektraler Auflösung zwischen Gitterspektrometer und Interferometer besteht.

3. Das Fabry-Pérot-Interferometer

Bei den Fabry-Pérot-Etalons für den sichtbaren und ultraroten Wellenlängenbereich [208–212] teilen zwei plane, zueinander parallel justierte Platten den einfallenden Strahl durch mehrfache Reflexionen in unendlich viele interferierende Teilstrahlen. Fällt der Strahl unter dem Winkel α bezüglich der Interferometerachse ein, so sind die hinter dem Interferometer beobachteten Intensitätsmaxima der Wellenlänge λ gegeben durch die Beziehung

$$2 n x \cos \alpha = m \lambda,$$

wobei $m = 1, 2, 3, \dots$, x den variablen Plattenabstand und n den Brechungsindex des zwischen den Platten befindlichen Mediums bedeuten. Die Veränderung der vom Interferometer hindurchgelassenen Wellenlängen lässt sich durch Variation von n , α oder x erzielen, wobei die Änderung von x besondere Ansprüche an die Mechanik stellt.

Fabry-Pérot-Interferometer für Submillimeterwellen benötigen Platten oder Reflektorflächen, welche den von der Airyschen Transmissionsfunktion geforderten Bedingungen genügen [203, 213]. Nach GENZEL eignen sich als Reflektorflächen dünne Metallnetze, zum Beispiel Kreuzgitter- oder Drahtnetze (Fig. 10) [214, 215, 216].

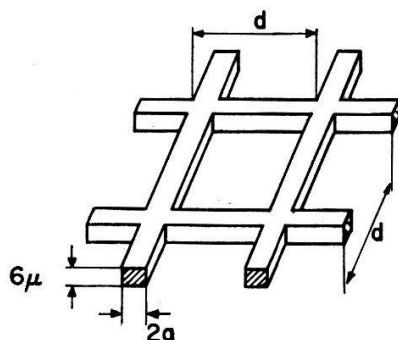
Die mit einem Fabry-Pérot-Interferometer erreichbare **Auflösung** A_F ist neben der Abhängigkeit von der Ordnung m eng mit dem Reflexionsverhalten, der «Finesse» F , der verwendeten Metallnetze verknüpft:

$$F = \frac{\pi}{2 \arcsin(1 - R/\sqrt{R})} \approx \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R},$$

wobei R den spektralen Reflexionskoeffizienten bedeutet. Der Approximationsfehler ist $< 3\%$ für $R \geq 0,6$. Die Auflösung A_F oder Kreisgüte Q ist im wesentlichen gegeben durch:

$$A_F = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m F = Q.$$

Hohe Auflösungen lassen sich somit prinzipiell durch hohe Ordnungszahlen m und grosse F -Werte erzielen. Die Wahl dieser beiden Grössen wird in der Praxis aber von den vorgegebenen Strahlungsleistungen und verfügbaren Filtern diktiert.



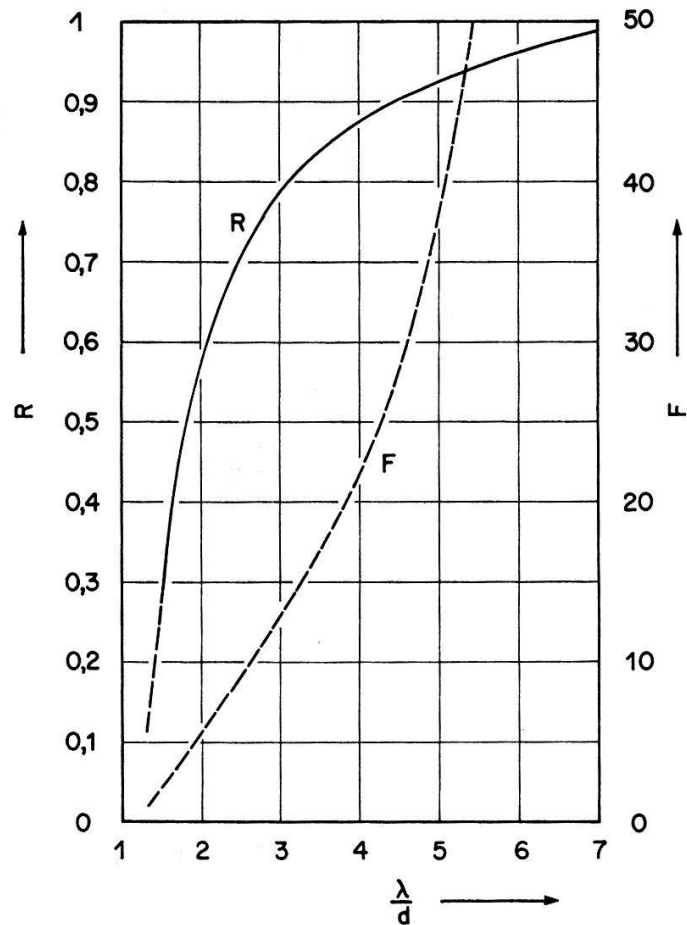
Figur 10

Konstanten der benützten Fabry-Pérot-Metallnetze.

Für Metallnetze aus Kupfer nach Figur 10 mit $\lambda/d > 1,5$ und $d/a \gg 1$, wobei d die Gitterkonstante und $d - 2a$ die Lochbreite des Kreuzgitters ist, sind der Absorptionskoeffizient A [220] und die Beugungseffekte [213] vernachlässigbar. In diesem Fall gilt wegen $T + R = 1$ das in Figur 11 dargestellte Reflexionsverhalten bei senkrechtem Einfall und einer Dicke des Netzes von 6μ . Aus der in Funktion von λ/d aufgetragenen «Finesse» lässt sich somit das theoretische Auflösungsvermögen sofort bestimmen. Bei fester Wellenlänge kann man durch Auswechseln der Metallnetze die Auflösung verändern. Bei zunehmendem Auflösungsvermögen nimmt aber der Strahlfluss durch das Interferometer ab.

Benützt man das Fabry-Pérot-Spektrometer zur Analyse eines *breiten Spektralbereichs* in hohen Ordnungen, so vermag es die höheren wie die tieferen Harmonischen nicht zu unterscheiden. In der Ordnung m kann daher nur der Spektralbereich $\lambda_0 < \lambda < \lambda_0(1 + 1/m)$ untersucht werden. Weil im Submillimeter-Gebiet scharfe Bandfilter fehlen, darf das Fabry-Pérot-Interferometer unter obiger Voraussetzung nur in 1. Ordnung betrieben werden. Eine Steigerung der Auflösung lässt sich dabei allein durch einen grossen F -Wert, d. h. hohen Reflexionskoeffizienten, erzielen. Da man bei niedriger Strahlungsleistung auf einen möglichst grossen Transmissionskoeffizienten angewiesen ist, muss man anhand der verfügbaren Strahlungsleistungen und der benützten Detektoren einen Kompromiss schliessen. Die praktisch erreichbare Auflösungsgrenze liegt bei $1,6 \text{ cm}^{-1}$ [213, 217, 218] für den Frequenzbereich von 20 bis

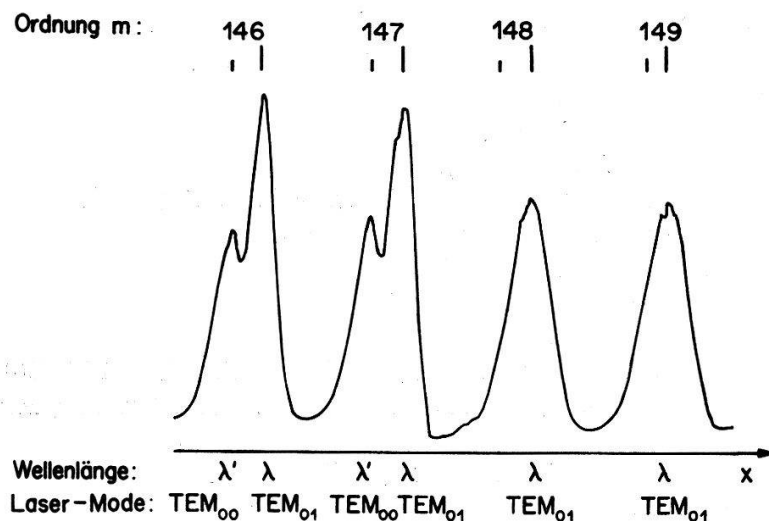
100 cm^{-1} . Typische Daten der benützten Metallnetze sind: $d = 50 \mu$, $d/a = 8$ und Dicke 8μ . Neben den erwähnten Schwierigkeiten begrenzen zusätzlich die mechanischen Genauigkeiten der Ebenheit und der Parallelität $\Delta x < \lambda/4 F$ der Reflektorflächen die Auflösung.



Figur 11

Spektraler Reflexionskoeffizient und «Finesse» der benützten Metallnetze in Funktion der Wellenlängen (nach ULRICH [213]).

Für die Analyse eines begrenzten Spektralbereichs mit schmalen, intensiven Emissionslinien eignet sich das Fabry-Pérot-Interferometer besonders gut. Da beide Werte m und F gross gewählt werden können, erreicht man Auflösungen, die von keinem anderen Spektrometer erzielt werden. Das Interferometer kann zum Beispiel zur Analyse von komplizierteren Interferogrammen des Submillimeter-Gaslasers eingesetzt werden [99, 219]. Das in Figur 12 dargestellte Interferogramm ist eine Superposition verschiedener Resonanzzustände des Laser-Resonators für die Wellenlängen $\lambda = 0,3366 \text{ mm}$ und $\lambda' = 0,3361 \text{ mm}$ des CH_3SCN -Lasers. Sie zeigt die Ordnungen 146 bis 149 der Fabry-Pérot-Resonanzen dieser Laseremissionen. Bei den Ordnungen 146 und 147 wurde die Laserlänge so gewählt, dass die Emission der Wellenlänge λ im TEM_{01} -Mode und diejenige bei λ' im TEM_{00} -Mode stattfinden. Beim Übergang von der Ordnung 147 zu 148 wurde die Laserlänge leicht geändert, so dass bei den Ordnungen 148 und 149 nur noch die Emission bei λ im TEM_{01} -Mode erscheint. Das Auflösungsvermögen beträgt bei diesem Experiment 675, während aus der Metallnetzkonstante $d = 170$, der «Finesse» $F = 5$ und der Ordnung $m = 146$ eine theoretische Auflösung von 730 resultiert.



Figur 12

Ausschnitt aus dem Fabry-Pérot-Interferogramm der CH_3SCN -Laserstrahlung. Laser-Betriebsbedingungen: 0,15 Torr CH_3SCN , 6 Pulse von 20 KV pro sec Resonatorlänge 3,63 m²).

Aus den obigen Betrachtungen ergeben sich folgende *spezifische Anwendungsbereiche der drei Spektrometertypen*:

Fourier-Spektrometer eignen sich besonders zum Studium breitbandiger Spektren, welche sich über mehrere Oktaven erstrecken.

Gitterspektrometer werden mit Vorteil dort eingesetzt, wo schwache Spektrallinien in engen Wellenlängenbereichen wiederholt unter verschiedenen experimentellen Bedingungen studiert werden müssen.

Fabry-Pérot-Interferometer bewähren sich vor allem bei der Analyse von Emissionen der Submillimeter-Laser.

Bei der *spektralen Auflösung* besteht bei der Verwendung der üblichen thermischen Quellen kein wesentlicher Unterschied zwischen Gitterspektrometer und Fourier-spektrometer.

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. KÄNZIG, ETH, für jahrelange Förderung unserer Arbeiten und den Herren Prof. Dr. L. GENZEL, Freiburg i.Br., Prof. Dr. A. HADNI, Nancy, Prof. Dr. P. L. RICHARDS, Berkeley, Prof. Dr. H. YOSHINAGA, Tokio, Dr. D. H. MARTIN, London, und Dr. H. A. GEBBIE, N.P.L., Teddington, für wertvolle Diskussionen. Ferner sind wir den Herren Prof. Dr. K. BERGER, F. SCHWAB und G. BRUNNER, ETH, Dr. H. PAUL, BBC Baden, sowie den Herren K. BERGER und G. STOLL, LANCO, Langendorf, für experimentellen und technischen Beistand zu Dank verpflichtet.

Diese Arbeit wurde ermöglicht durch die «Eidgenössische Kommission zur Förderung der Forschung» unter Kontraktnummer 7713.7/639.

Literaturverzeichnis

- [1] P. W. KRUSE, L. D. McLAUCHLIN, R. B. McQUISTAN, *Elements of Infrared Technology* (John Wiley and Sons, Inc., New York 1962), Chap. 2.
- [2] W. BRÜGEL, *Einführung in die Ultrarotspektroskopie, II. Teil* (Dr.-Dietrich-Steinkopff-Verlag, Darmstadt 1962), Kap. 1.

⁽²⁾In einer kürzlich entwickelten Resonatortheorie für Submillimeterwellen-Gaslaser [105] wurde die Modenbezeichnung abgeändert.

- [3] H. RUBENS und O. V. BAEYER, Berl. Ber. S. 666 (1911).
- [4] H. RUBENS and O. V. BAEYER, Phil. Mag. 27, 689 (1911).
- [5] J. BOHDANSKY, Z. Phys. 149, 383 (1957).
- [6] F. RÖSSLER, Z. Phys. 139, 56 (1954).
- [7] G. HETTNER, Z. Phys. 137, 385 (1952).
- [8] P. D. COLEMAN and R. C. BECKER, IRE Trans. MTT-7, 42 (1959).
- [9] I. KAUFMAN, Proc. Inst. Radio Engrs 47, 381 (1959).
- [10] P. D. COLEMAN, IEEE Trans. MTT-11, 271 (1963).
- [11] H. H. KLINGER, STZ 58, 813 und 833 (1961).
- [12] D. C. FOSTER, Proc. IEEE 54, 532 (1966).
- [13] J. VERWEEL und G. H. PLANTINGA, Philips tech. Rdsch. 27, 1 (1959/60).
- [14] J. A. KLEIN, J. H. N. LOUBSER, A. H. NETHERCOT and C. H. TOWNES, Rev. Sci. Instr. 23, 78 (1952).
- [15] B. B. VAN IPEREN, Philips tech. Rdsch. 27, 217 (1959/60).
- [16] S. MILLMAN, Proc. Inst. Radio Engrs 39, 1035 (1951).
- [17] G. CONVERT, T. YEOU and B. PASTY, Proc. of the Symposium on Millimeter Waves (Brooklyn Polyt. Press, New York 1959), p. 313.
- [18] G. CONVERT, T. YEOU and P. C. MOUTOU, Congrès International Tubes Hyperfréquences (La Haye, 1962).
- [19] H. HEYNISCH, Arch. elektr. Übertr. 14, 531 (1960).
- [20] F. GROSS, Arch. elektr. Übertr. 15, 227 (1961).
- [21] D. T. SWIFT-HOOK and A. REDDISH, Proc. of the Symposium on Millimeter Waves (Brooklyn Polyt. Press, New York 1959), p. 261.
- [22] W. L. DICKSON, C. C. JOHNSON and R. W. GROW, Proc. IRE (Correspondence) 49, 1696 (1961).
- [23] K. K. CHOW and R. H. PANTELL, Proc. Inst. Radio Engrs 48, 1865 (1960).
- [24] P. D. COLEMAN, J. appl. Phys. 28, 927 (1957).
- [25] I. KAUFMAN and P. D. COLEMAN, J. appl. Phys. 28, 936 (1957).
- [26] P. D. COLEMAN and M. D. SIRKIS, J. appl. Phys. 26, 1385 (1955).
- [27] R. H. PANTELL, P. D. COLEMAN and R. C. BECKER, IRE Trans. ED-5, 167 (1958).
- [28] M. D. SIRKIN and P. D. COLEMAN, J. appl. Phys. 28, 944 (1957).
- [29] J. R. BAIRD and P. D. COLEMAN, IEEE Trans. MTT-11, 312 (1963).
- [30] I. KAUFMAN and H. G. OLTMAN, Conf. on Electron Devices Research, Minneapolis, Minn., June 27-29 (1962).
- [31] M. D. SIRKIS, R. J. STRAIN and W. E. KUNZ, J. appl. Phys. 32, 2055 (1961).
- [32] V. SELLS, F. C. CHOO, E. BRANNEN and H. R. FROELICH, Proc. IEEE 54, 552 (1966).
- [33] A. P. GRINBERG, Usp. fiz. Nauk 75, 421 (1961), oder Sov. Phys. Usp. 4, 857 (1962).
- [34] H. FROELICH and E. BRANNEN, IEEE Trans. MTT-11, 288 (1963).
- [35] E. BRANNEN, Dept. of Physics, Univ. of Western Ontario, London, Canada, Rept. RMG-A-3, Grant AFOSR-297-65 1964.
- [36] E. BRANNEN, Proc. IEEE (Correspondence) 53, 2134 (1965).
- [37] B. B. VAN IPEREN und W. KUYPERS, Philips tech. Rdsch. 26, 180 (1965).
- [38] B. B. IPEREN and W. KUYPERS, Philips Res. Rep. 20, 462 (1965).
- [39] S. J. SMITH and E. M. POURCELL, Phys. Rev. 92, 1069 (1953).
- [40] W. W. SALISBURY, U.S. Patent 2634372, Patent granted April 7, 1953.
- [41] K. ISHIGURO and T. TOKO, Optica Acta 8, 25 (1961).
- [42] J. A. BRADSHAW, Proc. Symposium on Millimeter Waves (Polytechnic Press, New York 1960), p. 223.
- [43] F. S. RUSIN and G. D. BOGOMOLOV, JETP Lett. 4, 160 (1966).
- [44] R. ULRICH, Diss. Freiburg i. Br. (1965).
- [45] R. ULRICH, Z. Phys. 194, 180 (1966).
- [46] P. D. COLEMAN, Proc. of the Symposium on Quasi-Optics (Polytechnic Press of the Polytechnic Institute of Brooklyn, New York 1964), p. 199.
- [47] P. D. COLEMAN, *Microwaves*, Proc. 4th Int. Congress on Microwave Tubes (Eindhoven, Holland, Cetrex Publishing Co., Sept. 1962), p. 379.
- [48] R. J. KENYON, Tech. Note 4, AF 33(616)-7043, Ultramicrowave Lab., University of Illinois, Urbana, Ill. (June 1, 1962).

- [49] F. J. ROSENBAUM and P. D. COLEMAN, IEEE Trans. MTT-11, 3026 (1963).
- [50] P. D. COLEMAN and C. ENDERBY, J. appl. Phys. 31, 1699 (1960).
- [51] C. E. ENDERBY, Tech. Note 1, AF 33 (616)-7043, Ultramicrowave Lab., University of Illinois, Urbana, Ill. (January 10, 1961).
- [52] I. B. BOTT, Phys. Lett. 14, 293 (1965).
- [53] G. E. WEIBEL, Symposium on Electronic Waveguides (New York 1958), p. 398.
- [54] H. O. DRESSEL, S. M. STONE and G. E. WEIBEL, 4th Int. Congress on Microwave Tubes, Scheveningen, Holland, Sept. 1962.
- [55] R. S. OHL et al., Rev. Sci. Instr. 30, 765 (1959).
- [56] D. J. KNIGHT and D. WALSH, 4th Int. Congress on Microwave Tubes, Scheveningen, Holland, Sept. 1962.
- [57] J. H. KRENZ and G. S. KINO, Stanford University, Calif. Microwave Lab. Rept. No. 948, Sept. 1962.
- [58] C. B. SWAN, Proc. Inst. Radio Engrs 49, 1941 (1961).
- [59] R. M. HORNREICH and S. SHTRIKMAN, IEEE Trans. MAG-2, 292 (1966).
- [60] I. BADY, IRE Trans. MTT-10, 55 (1962).
- [61] D. D. DOUTHETT, J. appl. Phys. 32, 3132 (1961).
- [62] R. L. JEPSEN, J. appl. Phys. 32, 2627 (1961).
- [63] W. P. AYRES, IRE Trans. MTT-7, 62 (1959).
- [64] M. DIDOMENICO, JR. et al., J. appl. Phys. 33, 1697 (1962).
- [65] W. C. EPPERS, J. appl. Phys. 33, 1608 (1962).
- [66] A. H. NETHERCOT, JR., Phys. Rev. Lett. 7, 226 (1961).
- [67] J. R. FONTANA, *Advances in Quantum Electronics*, J. R. Singer, Editor (Columbia University Press, New York 1961), p. 612.
- [68] C. A. BURRUS and W. GORDY, Phys. Rev. 93, 897 (1954).
- [69] M. COWAN and W. GORDY, Phys. Rev. 104, 551 (1956).
- [70] G. JONES and W. GORDY, Phys. Rev. 135, A295 (1964).
- [71] G. JONES and W. GORDY, Phys. Rev. 136, A1229 (1964).
- [72] K. D. FROOME, *Quantum Electronics*, Paris 1962 Conference, D. Grivet and N. Bloembergen, Eds., vol. 2, pp. 1527.
- [73] K. D. FROOME, Nature 193, 1169 (1962).
- [74] P. H. KNAPP and D. H. MARTIN, Proc. IEEE 54, 528 (1966).
- [75] P. H. KNAPP, Ph. D. Dissertation, University of London, London, England (1965).
- [76] D. P. DEVOR, IEEE Trans. MTT-11, 251 (1963).
- [77] D. P. DEVOR, I. J. D'HAENENS and C. K. ASAWA, *Quantum Electronics*, Proc. of the third Internat. Congress (Columbia Univ. Press, New York 1964).
- [78] F. S. BARNES, *Quantum Electronics*, Ch. H. Townes, Ed. (Columbia University Press, New York 1960), p. 57.
- [79] P. GRIVET and N. BLOEMBERGEN, *Quantum Electronics*, Proc. of the third International Congress, Paris (Columbia University Press, New York 1964), Chapt. III.
- [80] G. M. ZVEREV, A. M. PROKHOROV and A. K. SHEVCHENKO, *Quantum Electronics*, Proc. of the third International Congress (Columbia University Press, New York 1964) (P. Grivet and N. Bloembergen), p. 963.
- [81] S. FONER, L. R. MOMO and A. MAYER, Phys. Rev. Lett. 3, 36 (1959).
- [82] S. FONER, J. appl. Phys. 31, 742 (1960).
- [83] W. E. HUGHES, Bull. Am. phys. Soc. 7, 445 (1962).
- [84] H. A. GEBBIE, N. W. B. STONE, W. SLOUGH and J. E. CHAMBERLAIN, Nature 211, 62 (1966); H. A. GEBBIE, F. D. FINDLAY, N. W. B. STONE and J. A. ROSS, Nature 202, 159 (1964); H. A. GEBBIE, N. W. B. STONE and F. D. FINDLAY, Nature 202, 685 (1964).
- [85] C. K. N. PATEL, W. L. FAUST, R. A. MCFARLANE and C. G. B. GARRETT, Proc. IEEE (Correspondence) 52, 713 (1964).
- [86] L. E. S. MATHIAS and A. CROCKER, Phys. Lett. 13, 35 (1964).
- [87] W. J. WITTEMAN and R. BLEEKRODE, Phys. Lett. 13, 126 (1964).
- [88] L. E. S. MATHIAS, A. CROCKER and M. S. WILLS, Electronics Lett. 1, 45 (1965); L. E. S. MATHIAS, A. CROCKER and M. S. WILLS, SERL Technical J. 17/3, 15.1 (1967).
- [89] H. STEFFEN, J. STEFFEN, J.-F. MOSER and F. K. KNEUBÜHL, Phys. Lett. 20, 20 (1966).

- [90] G. T. FLESHER and W. M. MULLER, *Proc. IEEE* 54, 543 (1966).
- [91] W. W. MÜLLER and G. T. FLESHER, *Appl. Phys. Lett.* 8, 217 (1966); W. W. MÜLLER and G. T. FLESHER, *Erratum, Appl. Phys. Lett.* 9, 218 (1966).
- [92] J. STEFFEN, H. STEFFEN, J.-F. MOSER and F. K. KNEUBÜHL, *Z. angew. Math. Phys.* 17, 470 (1966).
- [93] H. STEFFEN, J. STEFFEN, J.-F. MOSER and F. K. KNEUBÜHL, *Phys. Lett.* 21, 425 (1966).
- [94] H. STEFFEN, P. SCHWALLER, J.-F. MOSER and F. K. KNEUBÜHL, *Phys. Lett.* 23, 313 (1966).
- [95] W. M. MÜLLER and G. T. FLESHER, *Appl. Phys. Lett.* 10, 93 (1967).
- [96] W. Q. JEFFERS and P. D. COLEMAN, *Proc. IEEE* 55, 1222 (1967).
- [97] H. STEFFEN, J.-F. MOSER and F. K. KNEUBÜHL, *J. appl. Phys.* 38, 3410 (1967); P. SCHWALLER, H. STEFFEN and F. K. KNEUBÜHL, *Z. angew. Math. Phys.* 18, 594 (1967).
- [98] D. R. LIDE and A. G. MAKI, *Appl. Phys. Lett.* 11, 62 (1967).
- [99] L. O. HOCKER and A. JAVAN, *Phys. Lett.* 25A, 489 (1967).
- [100] L. O. HOCKER and A. JAVAN, *Appl. Phys. Lett.* 12/4, 124 (1968); A. G. MAKI, *Appl. Phys. Lett.* 12/4, 122 (1968).
- [101] B. HARTMANN and B. KLEEMAN, *Appl. Phys. Lett.* 12, 168 (1968); W. S. BENEDICT, *Appl. Phys. Lett.* 12, 170 (1968); M. A. POLLACK and W. J. TOMLINSON, *Appl. Phys. Lett.* 12, 173 (1968); M. A. POLLACK, L. FRENKEL and T. SULLIVAN, *Phys. Lett.* 26A, 381 (1968).
- [102] D. MARCUSE, *J. appl. Phys.* 32, 743 (1961).
- [103] L. R. MOMO, R. A. MYERS, S. FONER, *J. appl. Phys.* 31, 443 (1960).
- [104] W. E. HUGHES, *Proc. IRE* 50, 1691 (1962).
- [105] H. STEFFEN, F. K. KNEUBÜHL, to be published in *IEEE Trans QE*.
- [106] B. G. BOSCH und H. POLLMAN, *Int. Elektron. Rdsch.* 20, 497 und 590 (1966).
- [107] J. B. GUNN, *IBM J. Res. Dev.* 8, 141 (1964).
- [108] A. G. FOYT and A. L. McWHORTER, *Trans. IEEE ED-13*, 79 (1966).
- [109] T. B. RAMACHANDRAN, zitiert in UHLIR, A., *Electron. Des.* 14, 67 (1966); C. HILSUM and P. N. BUTCHER, *Internat. Electron Devices Meeting, Washington, D.O., Oct. 1965; Electronic Engineer* 25, 27 (1966).
- [110] *J. Phys. Soc. Jap.* 27, Supplement 1966, *Proc. of the International Conferences on the Physics of Semiconductors, Kyoto 1966*, chap: Current Instability; P. N. BUTCHER, *Rep. Progr. Phys.* 30, 97 (1967); B. W. KNIGHT and G. A. PETERSON, *Phys. Rev.* 155, 393 (1967).
- [111] G. W. LUDWIG and M. AVEN, *J. appl. Phys.* 38, 5326 (1967).
- [112] D. G. DOW, C. H. MOSHER and A. B. VANE, *Internat. Electron Devices Meeting, Washington, D.C., Oct. 1965; R. DOBRINER, Electron. Des.* 18, 17 (1966); *Electron. Des.* 14, 28 (1966), Nr. 8.
- [113] P. DAS and R. BHARAT, *Appl. Phys. Lett.* 11, 386 (1967).
- [114] J. A. COPELAND, *Bell. Sys. Tech. J.* 46, 284 (1967).
- [115] H. F. MATARE, *Int. Elektron. Rdsch.* 20, 401 (1966), Heft 7 und 20, 447 (1966), Heft 8.
- [116] B. D. JOSEPHSON, *Phys. Lett.* 1, 251 (1962).
- [117] D. N. LANGENBERG, D. J. SCALAPINO, B. N. TAYLOR and R. E. ECK, *Phys. Rev. Lett.* 15, 294 (1965).
- [118] A. H. DAYEM and C. C. GRIMES, *Appl. Phys. Lett.* 9, 47 (1966).
- [119] A. GLAGOLEWA-ARKADIEWA, *Z. Phys.* 24, 153 (1924).
- [120] W. ECKHARDT, *Z. Phys.* 160, 121 (1960).
- [121] J. P. COOLEY and J. H. ROHRBAUGH, *Rev.* 67, 296 (1945).
- [122] R. HUTTER, *Proc. IEEE* 52, 411 (1964).
- [123] B. J. ELLIOTT, T. SCHAUG-PETTERSEN and H. J. SHAW, *J. appl. Phys. Suppl.* 31, 400 S (1960).
- [124] M. R. STIGLITZ and F. R. MORGENTHALER, *J. appl. Phys. Suppl.* 31, 37 S (1960).
- [125] A. P. ALEKSANDROV, V. I. KHANIN and E. G. YASHCHIN, *Zh. eksp. teor. Fiz.* 38, 1334 (1960).
- [126] H. J. SHAW, B. J. ELLIOTT, K. J. HARKER and A. KARP, *J. appl. Phys.* 37, 1060 (1960).
- [127] K. J. HARKER and H. J. SHAW, *J. appl. Phys.* 35, 902 (1964).
- [128] P. M. RICHARDS and H. J. SHAW, *J. appl. Phys.* 35, 187 (1964).
- [129] E. SCHLÖMANN, *J. appl. Phys.* 33, 2822 (1962).
- [130] K. J. HARKER and H. J. SHAW, *Microwave Laboratory Report No. 1365, Stanford University, Sept. 1965.*

- [131] B. J. ELLIOTT, T. SCHAUG-PETTERSEN and H. J. SHAW, *Trans. IRE MTT-9*, 92 (1961).
- [132] L. E. DICKENS, *IEEE Trans. MTT-15*, 32 (1967).
- [133] T. O. POEHLER, J. R. APEL and A. K. HOCHBERG, *Appl. Phys. Lett.* 10, 244 (1967).
- [134] P. A. HART, *Philips Res. Rep.* 22, 77 (1967).
- [135] R. MEREDITZ and F. L. WARNER, *IRE Orlando Millimeter and Submillimeter Conf.*, Orlando, Fla., Jan. 1963.
- [136] E. H. PUTLEY, *J. Sci. Instr.* 43, 857 (1966).
- [137] *Appl. Opt.* 4, No. 6 (1965).
- [138] R. C. JONES, *Proc. IRE* 47, 1495 (1959).
- [139] E. H. PUTLEY, *Proc. IEEE* 51, 1412 (1963).
- [140] S. DEB, *J. Sci. Industr. Res.* 24, 398 (1965).
- [141] S. I. AVERKOW and V. Y. RYADOV, *Ser. Radiofizika* 2, 697 (1959).
- [142] M. J. E. GOLAY, *Rev. Sci. Instr.* 18, 347 (1947).
- [143] M. J. E. GOLAY, *Rev. Sci. Instr.* 18, 357 (1947).
- [144] M. J. E. GOLAY, *Rev. Sci. Instr.* 20, 816 (1949).
- [145] W. WOLTERSdorFF, *Z. Phys.* 91, 230 (1934).
- [146] K. HENNERICH, W. LAHMANN and W. WITTE, *Infrared Phys.* 6, 123 (1966).
- [147] R. A. SMITH, F. E. JONES and R. P. CHASMAR (Clarendon Press, Oxford, England, 1957), Chap. III.
- [148] R. C. JONES, *J. opt. Soc. Am.* 43, 1 (1953).
- [149] P. L. RICHARDS and M. TINKHAM, *Phys. Rev.* 119, 575 (1960).
- [150] W. S. BOYLE and K. F. RODGERS, *J. opt. Soc. Am.* 49, 66 (1959).
- [151] C. H. PERRY, R. GEICK and E. F. YOUNG, *Appl. Opt.* 5, 1171 (1966).
- [152] C. H. PERRY, *Mass. Inst. Technol. Res. Lab. Electron., Q. Progr. Rept. No. 70*, pp. 19 (1963).
- [153] P. L. RICHARDS, Paper presented at the 8th European Congress on Molecular Spectroscopy, Copenhagen, August 1965 (to be published in *Pure and Applied Chemistry*).
- [154] P. L. RICHARDS, to be published in *Appl. Opt.*
- [155] D. H. MARTIN and D. BLOOR, *Cryogenics* 1, 159 (1961).
- [156] F. J. LOW, *J. opt. Soc. Am.* 51, 1300 (1961).
- [157] P. L. RICHARDS, *Proc. of Far Infrared Physics Symposium*, Riverside, Calif., Jan. 1964.
- [158] R. G. WHEELER and J. C. HILL, *J. opt. Soc. Am.* 56, 657 (1966).
- [159] R. T. HALL, private Mitteilung (1966).
- [160] P. L. RICHARDS, *J. opt. Soc. Am.* 54, 1474 (1964).
- [161] P. BRATT, W. ENGELER, H. LEVINSTEIN, A. MACRAE and J. PEHEK, *Infrared Phys.* 1, 27 (1961).
- [162] E. H. PUTLEY, *J. phys. Chem. Solids* 22, 241 (1961).
- [163] S. J. FRAY and J. F. OLIVER, *J. Sci. Instr.* 36, 195 (1959).
- [164] E. H. PUTLEY, *Appl. Opt.* 4, 649 (1965).
- [165] M. A. KINCH and B. V. ROLLIN, *Brit. J. appl. Phys.* 14, 672 (1963).
- [166] F. K. KNEUBÜHL, J.-F. MOSER und H. STEFFEN, *Helv. phys. Acta* 37, 596 (1964).
- [167] F. K. KNEUBÜHL, J.-F. MOSER and H. STEFFEN, *J. opt. Soc. Am.* 56, 760 (1966); *Appl. Opt.* 5, 1969 (1966).
- [168] M. CZERNY und A. F. TURNER, *Z. Phys.* 61, 792 (1930).
- [169] H. EBERT, *Wied. Ann.* 38, 489 (1889).
- [170] W. G. FASTIE, *J. opt. Soc. Am.* 42, 647 (1952).
- [171] CH. RIVA, Diplomarbeit, ETH, Dezember 1963.
- [172] L. GENZEL und W. ECKHARDT, *Z. Phys.* 139, 578 (1954).
- [173] R. T. HALL, D. VRABEC and J. M. DOWLING, *Appl. Opt.* 5, 1147 (1966); R. T. HALL and J. M. DOWLING, *J. Chem. Phys.* 47, 2454 (1967).
- [174] W. S. BENEDICT, H. H. CLAASSEN and J. H. SHAW, *J. Res. natn. Bur. Stand.* 49, 91 (1952).
- [175] L. ZADOFF, Thesis, New York University, 1958.
- [176] A. MITSUSHI, Y. YAMADA and H. YOSHINAGA, *J. opt. Soc. Am.* 52, 14 (1962).
- [177] H. YOSHINAGA, *J. opt. Soc. Am.* 52, 17 (1962).
- [178] V. LORENZELLI, *J. phys. Rad.* 23, 315 (1962).
- [179] H. YOSHINAGA, *Phys. Rev.* 100, 753 (1955).
- [180] S. ROBERTS, private Mitteilung (1963).

- [181] H. A. GEBBIE and R. Q. TWISS, Rep. Prog. Phys. 24, 729 (1966).
- [182] P. FELLGETT, J. phys. Rad. 19, 187 (1958).
- [183] J. STRONG and G. A. VANASSE, J. opt. Soc. Am. 49, 844 (1959).
- [184] P. JACQUINOT, Rep. Prog. Phys. 23, 267 (1960).
- [185] J. CONNES, Rev. Opt. 40, 45, 116, 171 et 231 (1961).
- [186] L. GENZEL, J. molec. Spectrosc. 4, 241 (1960).
- [187] J. STRONG, J. opt. Soc. Am. 47, 354 (1957).
- [188] H. A. GEBBIE and G. A. VANASSE, Nature 178, 432 (1956).
- [189] H. A. GEBBIE, Phys. Rev. 107, 1194 (1957).
- [190] H. A. GEBBIE, J. phys. Rad. 19, 230 (1958).
- [191] J. STRONG and G. A. VANASSE, J. opt. Soc. Am. 50, 113 (1960).
- [192] H. A. GEBBIE, *Advances in Quantum Electronics*, J. R. Singer, Ed. (Columbia University Press, New York 1961), p. 155.
- [193] H. YOSHINAGA et al., Appl. Opt. 5, 1159 (1966).
- [194] P. FELLGETT, J. phys. Rad. 19, 237 (1958).
- [195] P. F. PARASHIN, Optika Spektrosk. 13, 740 (1962).
- [196] G. A. VANASSE, J. opt. Soc. Am. 52, 472 (1962).
- [197] R. A. WILLIAMS and W. S. C. CHANG, J. opt. Soc. Am. 56, 167 (1966).
- [198] D. T. LLEWELLYN-JONES, Mass. Inst. Technol. Res. Lab. Electron., Quart. Progr. Rept. No. 74, p. 81 (1964).
- [199] S. GOLDMAN, *Information Theory*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, pp. 67ff., 1953.
- [200] R. PEIERLS, Ann. Phys. 4, 145 (1930).
- [201] M. L. FORMAN, J. opt. Soc. Am. 56, 978 (1966).
- [202] R. T. HALL, private Mitteilung (1966).
- [203] K. F. RENK and L. GENZEL, Appl. Opt. 1, 643 (1962).
- [204] R. D. RAWCLIFFE, J. opt. Soc. Am. Abstr., San Francisco Meeting, Oct. 1966.
- [205] E. E. BELL, Infrared Phys. 6, 57 and 75 (1966).
- [206] W. H. STEEL and M. L. FORMAN, J. opt. Soc. Am. 56, 982 (1966).
- [207] T. M. HARD and R. C. LORD, Appl. Opt. 7, 589 (1968).
- [208] J. H. JAFFE and H. JAFFE, J. opt. Soc. Am. 40, 53 (1950).
- [209] R. G. GREENLER, J. opt. Soc. Am. 45, 788 (1955).
- [210] P. JACQUINOT and R. CHABBAL, J. opt. Soc. Am. 46, 556 (1956).
- [211] J. G. HIRSCHBERG and R. R. KADESCH, J. opt. Soc. Am. 48, 177 (1958).
- [212] M. A. BIONDI, Rev. Sci. Instr. 27, 36 (1956).
- [213] R. ULRICH, K. F. RENK and L. GENZEL, IEEE MTT-11, 363 (1963).
- [214] P. VOGEL and L. GENZEL, Infrared Phys. 4, 257 (1964).
- [215] L. GENZEL, J. appl. Phys. Japan 4, Suppl. I, 353 (1965).
- [216] A. MITSUSHI, Y. OTSUKA, S. FUJITA and H. YOSHINAGA, J. appl. Phys. Japan 2, 574 (1963).
- [217] J. MARCKMANN and W. WITTE, EUCHEM-Konferenz (Culham, England 1966).
- [218] L. GENZEL, private Mitteilung.
- [219] J. STEFFEN, H. STEFFEN, J.-F. MOSER und F. K. KNEUBÜHL, Z. angew. Math. Phys. 17, 470 (1966).
- [220] J. P. CASEY and E. A. LEWIS, J. opt. Soc. Am. 42, 971 (1952).
- [221] P. SCHWALLER, H. STEFFEN, J. F. MOSER and F. K. KNEUBÜHL, Appl. Opt. 6, 827 (1967).
- [222] F. K. KNEUBÜHL and H. STEFFEN, Phys. Lett. 25A, 639 (1967).
- [223] G. D. BOYD and H. KOGELNIK, Bell. Sys. Tech. J. 41, 1347 (1962).
- [224] H. STEFFEN, B. KELLER and F. K. KNEUBÜHL, Electron. Lett. 3, 562 (1967).
- [225] L. C. BRADLEY, K. J. BUTTON, B. LAX and L. G. RUBIN, 1968 International Quantum Electronics Conference, Miami.
- [226] J. BOETTCHER, K. DRANSFELD and F. K. RENK, Phys. Lett. 26A, 146 (1968).
- [227] A. HADNI, Y. HENNINGER, R. THOMAS, P. VERGNAT, B. WYNCKE, J. Phys. 26, 345 (1965).
- [228] J. COOPER, Rev. Sci. Instr. 33, 92 (1962).
- [229] L. HARRIS, J. K. BEASLEY, J. opt. Soc. Am. 42, 134 (1952); L. HARRIS, J. opt. Soc. Am. 51, 80 (1961).