DIE NATURWISSENSCHAFTEN

38. Jahrgang | Heft 22 (Zweites Novemberheft) | 1951

Hundert Jahre Fizeauscher Mitführungsversuch.

Von E. BUCHWALD, Jena.

Als FIZEAU 77jährig im Jahre 1896 starb, rühmte CORNU in einer Sitzung der Pariser Akademie seine Bescheidenheit und Zurückhaltung, die antike Geradheit und Festigkeit seines Charakters und erinnerte an ein Wort ARAGOs, das er vor Jahrzehnten über den Jugendlichen ausgesprochen hatte: „FIZEAU wird uns FRESNEL wiederschenken." Und er rühmt die Kühnheit und die Einfachheit der Hilfsmittel, mit denen FIZEAU erstmalig die Geschwindigkeit des Lichtes auf einer Strecke von wenigen Kilometern gemessen hat und auf einigen Dezimetern die Mitführung des Lichtes durch ein bewegtes Medium.

Dieses letzteren Versuchs 100jähriges Jubiläum feiern wir in diesen Tagen. Der Bericht über ihn ist am 29. 9. 1851 der Pariser Akademie vorgelegt worden — „Commissaires MM. ARAGO, POUILLET, BABINET" — und erwächst aus der folgenden Problemstellung der elastischen Lichttheorie: Ist der Äther im Innern eines durchsichtigen Körpers so eng an die Körperpartikeln gebunden, daß er deren Bewegung vollkommen mitmacht? Diese Annahme geht unter der Bezeichnung der „STOKESschen Hypothese" (1845). Oder ist er so frei, daß er sie gar nicht mitmacht? Oder macht nur ein gebundener Anteil die Bewegung mit, der Rest aber nicht? Dieses dritte ist die im September 1818 von FRESNEL in einem Brief an ARAGO ausgesprochene Vermutung, damals im Zusammenhang mit dem Aberrationsproblem auftauchend, das wir hier außer Acht lassen, und mit der Lichtbrechung in einem an der Erdbewegung teilhabenden Prisma. Sie stellt sich quantitativ so dar. Der freie Äther habe die Dichte D, der Äther im Körper die Dichte D', und schon der physikalische Anfänger lernt, meist in der Akustik, daß sich die Quadrate der Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Wellen in elastischen Medien (bei gleichem Elastizitätsmodul) umgekehrt wie die Dichten verhalten:

$$\frac{c^2}{c'^2} = \frac{D'}{D},$$

wo c und c' die Lichtgeschwindigkeiten im Vakuum und im Medium sind.

Hieraus folgt

$$\frac{D'-D}{D'} = \frac{c^2-c'^2}{c^2}$$

und

$$D'-D = D'\,\frac{c^2-c'^2}{c^2}$$

als Überschuß der Ätherdichte im Körper über die im Vakuum. Gerade dieser Überschuß, und nur dieser, so nimmt Fresnel intuitiv richtig an, macht die Körpergeschwindigkeit v mit, der übrige Äther im Körper nicht. Decken sich anfangs ein punktierter feststehender Ätherwürfel von $1\,\text{cm}^3$ Volumen und

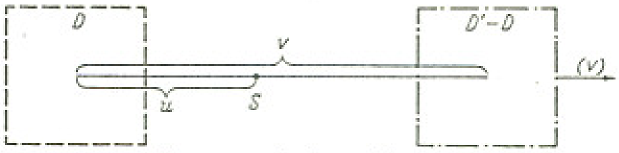

Fig. 1. Fresnels ruhender und bewegter Äther.

der Dichte D (Fig. 1) und ein mit v fortschreitender strichpunktierter der Dichte $D'-D$, so hat sich nach einer Sekunde der Zustand der Fig. 1 hergestellt mit S als Schwerpunkt und u als Schwerpunktsgeschwindigkeit, und es gilt nach der Schwerpunktsformel

$$\frac{u}{v-u} = \frac{D'-D}{D}; \qquad \frac{u}{v} = \frac{D'-D}{D'},$$

nach dem obigen

$$= \frac{c^2-c'^2}{c^2}$$

oder

$$u = v\,\frac{c^2-c'^2}{c^2}.$$

Als weitere naheliegende Hypothese fügt Fresnel hinzu, daß sich im bewegten Medium diese Schwerpunktsgeschwindigkeit u der Lichtgeschwindigkeit c',

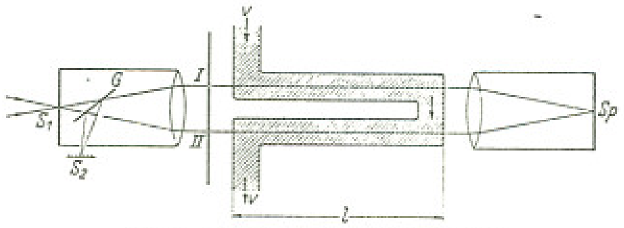

Fig. 2. Versuchsanordnung von Fizeau.

die für das ruhende Medium gilt, überlagert, so daß die gesamte Lichtgeschwindigkeit im bewegten Medium ist (wenn sich die Wellen in der Bewegungsrichtung des Mediums fortpflanzen):

$$c' + u = c' + v\,\frac{c^2-c'^2}{c^2} = c' + v\left(1-\frac{1}{n^2}\right) \qquad (1)$$

mit n als Brechzahl des Mediums. Das ist die erste von vier ähnlichen und doch typisch verschiedenen Formeln unseres Gebiets.

$$\left(1-\frac{1}{n^2}\right) = \varepsilon,$$

den Bruchteil der Körpergeschwindigkeit v angebend, der sich zur Geschwindigkeit im ruhenden Medium c', bei der Bewegung addiert, heißt der „Fresnel*sche Mitführungskoeffizient*".

Welche Anforderungen an das Experiment gestellt werden, dieses ε nachzuweisen, zeigt eine Überschlagsrechnung für Wasser. Hier ist rund $n = \frac{4}{3}$, also $c' = c/\frac{4}{3} = 225000$ km/sec. Hinzu aber kommt wegen $\varepsilon = 1-(\frac{3}{4})^2 = \frac{7}{16} = 0{,}44$ bei einem v von einigen m/sec, sagen wir von 10 m/sec, eine Zusatzgeschwindigkeit von etwa 4,4 m/sec. Sie verhält sich zu c' wie 1 zu 50 Mill. Diese Genauigkeit muß die Versuchsanordnung liefern. Es ist auch lehrreich zu überlegen, wie groß der Unterschied der Zeiten T_1 und T_2 ist, die zwei Strahlen zum Durchlaufen des Wasserweges L brauchen, wenn einer mit, der andere entgegengesetzt der Wasserbewegung verläuft. Es ist

$$T_1 = \frac{L}{c'-\varepsilon v}, \qquad T_2 = \frac{L}{c'+\varepsilon v},$$

also

$$T_1 - T_2 = L\left(\frac{1}{c'-\varepsilon v} - \frac{1}{c'+\varepsilon v}\right) \approx L\,\frac{2\varepsilon v}{c'^2};$$

das ist bei $L = 300$ cm, $v = 700\,\text{cm sec}^{-1}$, $\varepsilon = 0{,}44$ und $c' = 2{,}25\cdot 10^{10}\,\text{cm sec}^{-1}$:

$$T_1 - T_2 = \frac{300\cdot 2\cdot 0{,}44\cdot 1000}{5{,}06\cdot 10^{20}} = 5{,}2\cdot 10^{-16}\,\text{sec},$$

d.h. eine zweitausendbillionstel Sekunde.

In seiner Versuchsanordnung verbindet Fizeau Arago-Fresnelsche Erfahrungen, die sie an einem Doppelröhrenapparat bei der Beobachtung des Brechzahlunterschiedes von feuchter und trockener Luft gewonnen haben, mit eigenen, die er zwei Jahre vorher mit einem Doppelfernrohr gemacht hatte, als er auf dem 8366 m langen Wege zwischen Suresne und Montmartre die Lichtgeschwindigkeit bestimmt hatte. Fizeau hat keine Abbildung seines Apparates gegeben. Er läßt sich etwa folgendermaßen skizzieren (Fig. 2). Aus einfallendem, in einem Spalte S_1 konzentriertem Sonnenlicht wird durch den Spalt I ein Lichtbündel ausgeblendet, das durch den oberen Teil der wasserdurchströmten Doppelröhre nach rechts geht, an einem Spiegel Sp reflektiert wird, dann die untere Röhre nach links durchläuft, den Spalt II passiert und durch die Glasplatte G nach S_2 geworfen wird. Genau den umgekehrten Weg macht das anfänglich durch II ausgeblendete Bündel. Es geht im unteren Rohre nach rechts, nach Spiegelung an Sp im oberen Rohre nach links, tritt durch I aus und landet gleichfalls bei S_2. Hier bildet sich eine Interferenzerscheinung aus, mit einem hellen Streifen in der Mittelrichtung der Bündel, wenn das Wasser ruht; denn dann haben beide Bündel keinen Gangunterschied. Ihre Wege sind ja dieselben, werden nur umgekehrt durchlaufen. Man kann ein brennendes Streichholz unter die Luftstrecke halten, und die Streifen ändern sich nicht. Strömt aber das Wasser wie angedeutet, so läuft das erste Bündel in beiden Röhren *in* der Strömungsrichtung, das zweite Bündel beide Male ihr entgegen, und wenn der Äther durch die Wasserbewegung beeinflußt wird, gewinnen die Bündel einen Gangunterschied, und die Streifen verschieben sich. Wie die beobachtete Streifenverschiebung — in Bruchteilen eines Streifenabstands gemessen heiße sie Δ — mit dem gesuchten Mitführungskoeffizienten ε zusammenhängt, folgt leicht aus der eben berechneten Zeitendifferenz. Wäre sie gleich einer Schwingungsdauer, $= 1/\nu$ sec, so wäre $\Delta = 1$. Wäre sie 1 sec, so wäre Δ ν-mal so groß, $\Delta = \nu$. Da sie $T_1 - T_2$ ist, ist $\Delta = (T_1 - T_2)\cdot\nu$, mit L gleich zweimal der Rohrlänge l und $c' = c/n$:

$$\Delta = \frac{4l\varepsilon v n^2}{c^2}\,\nu = \frac{4l\varepsilon v n^2}{c\lambda}$$

Das ist der gewünschte Zusammenhang. Diese Einfachverschiebung würde doppelt so groß, wenn man das Interferenzbild bei *einer* Strömungsrichtung mit dem bei der entgegengesetzten vergliche.

FIZEAUs Röhren sind etwa $1\frac{1}{2}$ m lang, das Wasser wird mit Preßluft bis 2 Atm. Überdruck getrieben, der Erfolg ist eindeutig. Schon bei $v = 2$ m/sec macht sich eine Streifenverschiebung bemerkbar, bei der Maximalgeschwindigkeit von 7,059 m/sec beträgt die Einfachverschiebung, in Streifenbreiten gemessen, 0,23016; dies ist ein Mittelwert aus 19 Ablesungen, die von 0,167 bis 0,307 schwanken. Die Streifenverschiebung bei Strömungsumkehr beträgt das doppelte, 0,46 Streifenbreiten.

Die Hypothese eines ruhenden Äthers ist damit widerlegt, die STOKESsche eines vollkommen mitgeführten ergäbe 0,92 Streifenbreiten und ist gleichfalls im Widerspruche mit dem Versuch. Nach FRESNEL berechnet aber ergäben sich 0,404 Streifenbreiten. Das ist in befriedigendem Einklang mit dem experimentellen Wert, und die Übereinstimmung wird noch besser, wenn man sich Gedanken über die Geschwindigkeitsverteilung des Wassers längs des Röhrenquerschnitts macht. Denn das in die Formel eingesetzte v ist ein Mittelwert, der sich aus den Durchflußmengen bestimmt, das Licht aber läuft längs der Rohrachsen und findet hier eine Maximalgeschwindigkeit vor, die FIZEAU einigermaßen unsicher auf 1,11 bis 1,23mal größer schätzt. Vergrößertes v aber erhöht den berechneten Wert 0,404 und nähert ihn dem experimentellen. Nimmt man statt Wasser Luft — der man leicht eine Geschwindigkeit von 25 m/sec geben kann — so ergeben Formel wie Beobachtung keine merkliche Streifenverschiebung.

FIZEAU schließt seine erste Veröffentlichung und eine ausführlichere 8 Jahre später mit dem gleichen Absatz: „Der Erfolg dieses Versuchs muß, so scheint es mir, zur Annahme der FRESNELschen Hypothese führen oder wenigstens des Gesetzes, das er aufgestellt hat, um die Änderung der Lichtgeschwindigkeit mit der Bewegung der Medien auszudrücken. Denn wenn auch dieses Gesetz, nunmehr bewahrheitet, sehr stark zugunsten der Hypothese spricht, so ist es doch nur eine Folgerung, und vielleicht erscheint der Gedanke FRESNELs so außergewöhnlich und in mancher Hinsicht so schwer annehmbar, daß man noch andere Nachprüfungen und eine vertiefte Untersuchung seitens der Mathematiker verlangen wird, ehe man ihn als Ausdruck der Wirklichkeit annimmt." Das Mitführungsproblem ist nun auch wirklich durch das ganze Jahrhundert hindurch im GOETHEschen Sinne „gesteigert" worden, von experimenteller und von theoretischer Seite in reizvollem Wechselspiel. Deshalb und weil man die FIZEAUsche Pionierleistung nicht hoch genug bewerten kann, begehen wir heute diese Zentenarfeier.

1886, 35 Jahre später, wiederholen MICHELSON und MORLEY den Versuch mit dem MICHELSONschen Interferometer „in einer der vielen Formen", sagt ZEEMAN einmal, „in denen sich dieser wunderbare Apparat wie ein Proteus darbieten kann". Die Versuchsanordnung ist nach Fig. 3 wohl ohne weiteres verständlich (Lichtwege *LABCDEAF* und *LAEDCBAF*). Als Verbesserungen gegen FIZEAU werden unter anderem angegeben: FIZEAU mußte rasch beobachten, weil die Maximalgeschwindigkeit jeweils nur kurze Zeit aufrecht zu erhalten war; jetzt kommt das Wasser aus einem großen Tank, 23 m über der Apparatur, und die gleichmäßige Durchströmung dauert 3 min. FIZEAUs enge Spalte I und II (Fig. 2) bedingten geringe Lichtintensität; jetzt wirkt eine ausgedehnte Lichtquelle. FIZEAUs nur geschätzter Wert des Verhältnisses von Maximal- zu mittlerer Strömungsgeschwindigkeit wird durch Geschwindigkeitsmessung der einzelnen Stromfäden zu 1,165 bestimmt. Die Rohrlängen betrugen bis zu rund 6 m, v geht bis fast 12 m/sec. Umgerechnet auf 10 m Rohrlänge und $v = 1$ m/sec ergeben alle Versuchsserien als gemeinsamen Mittelwert der Streifenverschiebung $0{,}434 \pm 0{,}02$ gegen den theoretischen Wert 0,437, wenn $n = 1{,}334$ des gelben Lichts gesetzt wird. Also wiederum Bestätigung der FRESNELschen Formel mit einer gegen FIZEAU auf mehr als das Zehnfache gesteigerten Genauigkeit: bei FIZEAU 0,404 gegen 0,46, bei MICHELSON und MORLEY 0,434 gegen 0,437, reichlich 10% gegen knapp 1%.

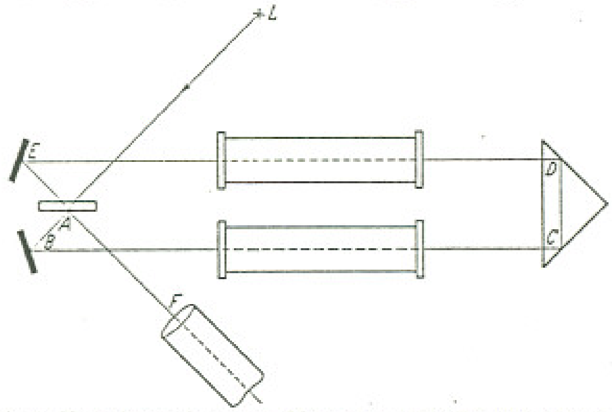

Fig. 3. Versuchsanordnung von MICHELSON. (Die Zu- und Abflußwege des Wassers sind nicht eingezeichnet.)

War es nun notwendig, daß ZEEMAN und Mitarbeiter von 1914 ab in einer Gruppe von 11 Arbeiten, die man am besten in den Archives Néerlandaises von 1927 nachliest, den Versuch noch einmal aufnahmen und weiterbildeten? Ja, denn inzwischen war die Theorie weitergegangen. Die Elektronentheorie war begründet worden; 1895 war in Leiden LORENTZs „Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern" erschienen. Und erschienen war 1905 die Relativitätstheorie, aus der schon 1907 LAUE in einer kurzen Annalennotiz den Mitführungskoeffizienten in Übereinstimmung mit LORENTZ abgeleitet hatte. Wir entwickeln erst die LORENTZsche Formel, indem wir wenigstens im Hauptgliede von $\frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$ [Gl. (1)], nicht in dem mit v behafteten Zusatzgliede, die Größe n durch ihren im bewegten Medium gültigen Wert ersetzen: $n + \frac{dn}{d\lambda}\,\Delta\lambda$, wo $\Delta\lambda$ gemäß dem elementaren Ausdrucke des DOPPLER-Effekts bestimmt ist: $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c/n}$, wenn das Licht *in* der Strömungsrichtung geht. Durch Einführung dieses $\Delta\lambda$ haben wir also n zu ersetzen durch

$$n + \frac{dn}{d\lambda}\cdot\lambda\cdot\frac{v}{c/n} = n\left(1 + \lambda\,\frac{dn}{d\lambda}\cdot\frac{v}{c}\right),$$

und damit wird das erste Glied, das bisher c/n hieß,

$$\frac{c}{n\left(1 + \lambda\,\frac{dn}{d\lambda}\cdot\frac{v}{c}\right)} = \frac{c}{n}\left(1 - \lambda\,\frac{dn}{d\lambda}\cdot\frac{v}{c}\right) = \frac{c}{n} - \frac{\lambda}{n}\,\frac{dn}{d\lambda}\,v,$$

und die gesamte Lichtgeschwindigkeit im Medium wird

$$\frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n}\,\frac{dn}{d\lambda}\right). \tag{2}$$

Sowohl die FRESNELsche Formel (1) als diese LORENTZsche Formel (2) sind ohne die Veranschaulichungen der Elektronentheorie aus der Relativitätstheorie herzuleiten. Dort lautet das sog. „Additionstheorem der Geschwindigkeiten": die Geschwindigkeit v des bewegten Systems und die Lichtgeschwindigkeit c' in ihm addieren sich für uns ruhende Beobachter nicht einfach zu $v + c'$, sondern zu

$$(v + c')\Big/\left(1 + \frac{vc'}{c^2}\right).$$

Dieser Ausdruck läßt sich durch eine einfache Gleichungsfolge in den FRESNELschen überführen. Er ist gleich

$$(v + c')\left(1 - \frac{vc'}{c^2}\right) \approx v + c' - v\,\frac{c'^2}{c^2} = c' + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right),$$

und fügt man die DOPPLER-Überlegung hinzu, so ergibt sich auch die LORENTZsche Form. Dabei ist die Vorstellung elektronisch und relativistisch verschieden. In der Elektronentheorie gibt es einen absolut ruhenden Äther, und was mitgeführt wird, sind die mitschwingungsfähigen, in ihn eingelagerten Gebilde, eben die Elektronen. In der Relativitätstheorie aber ist der Äther verschwunden, das Licht wird mit seiner ganzen Geschwindigkeit $c' = c/n$ mitgeführt, aber nach dem Additionstheorem erleben wir im ruhenden System nicht die volle Mitführung, sondern nur den FRESNELschen oder LORENTZschen Anteil.

FIZEAU und MICHELSON-MORLEY konnten, da sie mit weißem Lichte arbeiteten, das abschließende Glied in (2), das Dispersionsglied, nicht nachweisen. Für D-Licht ergäbe die neue Formel nicht 0,437 wie die alte, an die MICHELSON-MORLEY mit ihrem Versuchsergebnis $0{,}434 \pm 0{,}02$ so schön herankommen, sondern das erheblich höhere 0,451. ε und damit die Streifenverschiebung steigt, denn das neue Glied ist wegen des negativen $dn/d\lambda$ positiv und *erhöht* das bisherige ε. Die Übereinstimmung von Theorie und Versuch ist damit schlechter geworden, und hier setzt ZEEMAN mit abermals verbesserten Hilfsmitteln ein. Er benutzt zwar wesentlich die MICHELSON-Anordnung, aber die Länge seiner bewegten Wassersäule wird genauer bestimmt, weil er sie aus zwei etwa unter einem rechten Winkel zusammenstoßenden Zuflußrohren speist; deren Schnittpunkt legt den Säulenbeginn auf wenige Millimeter fest, und entsprechend bestimmen zwei divergente Abflußrohre das Säulenende. Er bemüht sich weitläufig um einen genaueren Zahlenwert des Verhältnisses vom maximalen zum mittleren v, er *photographiert* die Streifen und vor allem: er wendet monochromatisches Licht an. Der Erfolg ist dank seiner Experimentierkunst schlagend und für diesen Versuch endgültig, wie die kleine Tabelle 1 zeigt, die für drei ausgewählte Wellenlängen erst die theoretischen, dann die experimentellen Verschiebungen Δ zeigt und schließlich die theoretischen und den experimentellen Mitführungskoeffizienten ε.

Tabelle 1.

λ	Δ_{Fresnel}	Δ_{Lorentz}	Δ_{exp}	$\varepsilon_{\text{Fresnel}}$	$\varepsilon_{\text{Lorentz}}$	ε_{exp}
4500	0,786	0,825	$0{,}826 \pm 0{,}007$	0,443	0,464	0,465
5461	0,637	0,660	$0{,}656 \pm 0{,}005$	0,439	0,454	0,451
6870	0,500	0,513	$0{,}511 \pm 0{,}007$	0,433	0,447	0,445

ZEEMAN und die Seinen (besonders Frl. SNETHLAGE) sind noch weiter gegangen. Sie haben auch in bewegten *festen* Körpern, in Quarz und besser in Flintglas, den Mitführungskoeffizienten gemessen. Von den beiden durchlaufenen Rohren FIZEAUs (Fig. 2) wird das obere zu Luft, das untere zu einem hin- und herfahrenden Stabe. Der scheinbar geringe Unterschied, daß sich jetzt Ein- und Austrittsstelle des Lichts in das bewegte Medium, vom Standpunkte des Beobachters gesehen, mitbewegen und nicht wie beim Wasser im Raume feststehen, führt zu einer neuen, dritten Formel für ε. ZEEMAN hat sie selbst gefunden, und LORENTZ hat sie auf seine Bitte aus der Relativitätstheorie abgeleitet. Eine kurze elementare Ableitung hat dann (November 1919) unter anderen ZERNIKE gegeben. Statt des ε der Formel (2),

$$1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n}\,\frac{dn}{d\lambda},$$

ergibt sich nunmehr

$$\varepsilon = \frac{1}{n} - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n^2}\,\frac{dn}{d\lambda}, \tag{3}$$

und Δ folgt daraus, wenn man die Erscheinung beim Hin- und Rückgang vergleicht und die Stablänge mit l bezeichnet, wie oben zu

$$\Delta = \frac{4 l \varepsilon v n^2}{c \lambda}.$$

Quarz- oder Glasstäbe, aus Einzelzylindern zu einer Gesamtlänge von 100 bis 140 cm zusammengesetzt, liegen auf Metallschlitten und werden durch einen Motor, dessen rotierende Bewegung durch eine Pleuelstange in eine lineare umgesetzt wird, auf metallenen Schienen hin- und herbewegt, 184mal in der Minute, mit einer Maximalgeschwindigkeit von über 10 m/sec, die konstant ist über 20 cm. Der Apparat ist nicht ohne Gefahr. Einmal löst sich ein Glaszylinder bei voller Geschwindigkeit und zerstört die übrigen und die Arbeit mehrerer Monate. Die Geschwindigkeit kann man aus Tourenzahl des Motors und Pleuelstangenanordnung für jeden Augenblick bestimmen, aber auch optisch auf verschiedene Weise. Bei der größten Geschwindigkeit wird durch einen automatisch betätigten Unterbrecher rund $^1/_{100}$ sec belichtet. Die Interferenzstreifen werden zweimal photographiert, einmal bei den Hin-, einmal bei den Rückgängen. Sie sind zuletzt so deutlich, daß sie subjektiv Kollegen vorgeführt werden können. Die Formel (3) ergibt, auf $v = 10$ m/sec normiert, beim Glas 0,242; der Dispersionsterm steuert hierzu 0,028 bei, muß also unbedingt beachtet werden. Der Versuch liefert je nach Mittelwertsbildung $0{,}242 \pm 0{,}004$ oder $0{,}243 \pm 0{,}006$ bei einer wirksamen Wellenlänge 4750 ± 25 Å.

Und nun die zeitlich letzte Auswirkung des Mitführungsproblems. Nochmals ist eine neue Formel für ε oder die Streifenverschiebung Δ nötig, die durch die Eigentümlichkeit bedingt ist, daß das Licht jetzt (Fig. 4) senkrecht zur Bewegungsrichtung in den bewegten Glaskörper eintritt, um ihn dann mit oder gegen die Bewegungsrichtung zu durchlaufen. Jetzt ergibt sich die Streifenverschiebung beim Vergleich entgegenlaufender Strahlen zu

$$\Delta = \frac{2 l v}{c \lambda} \tag{4}$$

also unabhängig von der Brechzahl und im entgegengesetzten Sinne als bisher: *mit* der Glasbewegung braucht das Licht länger als gegen die Bewegung, weil das Weglaufen der rechten Schrägfläche die Zeitverkürzung durch die Mitführung überkompensiert. Man kann die Unabhängigkeit des Δ von n auch aus der LORENTZ-Transformation rasch herausrechnen.

In dieser Form ist der Versuch nicht ausgeführt worden, d.h. ähnlich wie bei ZEEMAN mit hin- und hergehenden Glasstäben. Vielmehr hat man an Stelle der translatorischen eine Drehbewegung gesetzt. Das sind Versuche von SAGNAC und von MICHELSON, von HARRESS und von POGÁNY, und das bei allen ähnliche Schema ist in Fig. 5 angedeutet. Licht fällt von oben ein, wird in die horizontale Richtung reflektiert und durch einen auf einer Drehscheibe stehenden Doppelspiegel und durch weitere Spiegelungsmöglichkeiten gezwungen, die Peripherie der Drehscheibe teils mit, teils gegen den Uhrzeiger zu umlaufen. Zuletzt werden beide Teilbündel, das rechts- und das linksumlaufende, zur Interferenz gebracht. Ruht die Scheibe, so beobachtet man ein gewisses Streifenbild. Dreht sie sich mit der Winkelgeschwindigkeit ω, und ist F die von den Teilbündeln umlaufene Fläche, so sollten sich die Streifen nach Formel (4) verschieben, wenn man darin lv durch $2\omega F$ ersetzt:

$$\Delta = \frac{4\omega F}{c\lambda}. \qquad (4')$$

Bei SAGNAC (1914) rotiert eine Drehscheibe von 50 cm Durchmesser mit maximal zwei Umdrehungen in der Sekunde ($\omega = 2\cdot 2\pi$). Das soll bei 865 cm² umlaufener Fläche ein Δ von nur

$$\frac{4\cdot 2\cdot 2\pi\cdot 865}{3\cdot 10^{10}\cdot 4{,}3\cdot 10^{-5}} = 0{,}034$$

ergeben, und dies wird mit einigen Prozent Genauigkeit auch beobachtet.

Bei MICHELSON, der damit 1925 einen einige Jahrzehnte alten Plan verwirklicht und der Reihe seiner ungewöhnlichen Interferenzversuche wie der interferometrischen Messung der Doppelsternabstände und Sterndurchmesser einen weiteren erstaunlichen hinzufügt, ist die rotierende Erde die Drehscheibe. Nun ist die Winkelgeschwindigkeit sehr klein geworden, in der geographischen Breite 42° ist sie

$$\frac{2\pi}{86164}\sin 42° = 0{,}49\cdot 10^{-4},$$

so daß gegen SAGNAC der Faktor $3{,}9\cdot 10^{-6}$ hineinkommt. Aber das wird durch eine riesige Ausdehnung der umlaufenen Fläche mehr als ausgeglichen. Sie ist ein Rechteck luftleer gepumpter Röhren von 613 und 340 m Seitenlänge, also $2{,}4\cdot 10^{6}$mal so groß als bei SAGNAC. Das in Δ erscheinende Produkt ωF wird also fast 10mal größer. Eine größere Wellenlänge verkleinert den Faktor wieder etwas, schließlich wird das erwartete Δ rund das 7fache des SAGNACschen Wertes: $\Delta = 0{,}236 \pm 0{,}002$. Gefunden aber wird bei diesem optischen Gegenstück zum FOUCAULT-Pendel im Einklang mit der Theorie $0{,}230 \pm 0{,}005$.

HARRESS verwendet in seiner Jenaer Dissertation von 1912, die er im Keller der Jenaer Sternwarte mit Zeißschen Hilfsmitteln und Ratschlägen unter O. KNOPF durchführt, einen Kranz von zehn aneinandergefügten Prismen aus einem Barium-Silikat-Kronglas, die auf der Drehscheibe Fig. 5 längs der Randlinie angeordnet sind, acht gleichen und zwei gesondert geformten an der Ein- und an der Austrittsstelle des Lichts in den Glaskranz. Die in der Figur schematisch angedeuteten Spiegelungen sind Totalreflexionen an den Hypothenusenflächen der Prismen. Der Anschluß an ZEEMAN ist dadurch, daß der Strahlengang wesentlich in Glas verläuft, besser gewahrt als bei SAGNAC, aber es kommt ja nach (4) auf die Brechzahl des durchlaufenen Mediums nicht an. Nach dem Durchlaufen ihrer entgegen-

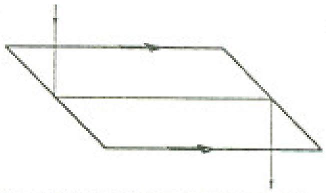

Fig. 4. Zur Lichtfortpflanzung im bewegten Glasstab.

gesetzten Wege gehen beide Bündel wieder radial zum Mittelprisma zurück, werden wieder senkrecht nach oben gespiegelt und zur Interferenz gebracht. Die Theorie wird bestätigt, mit Abweichungen von 10 bis 18% zwischen den einzelnen Messungen. Doch stören

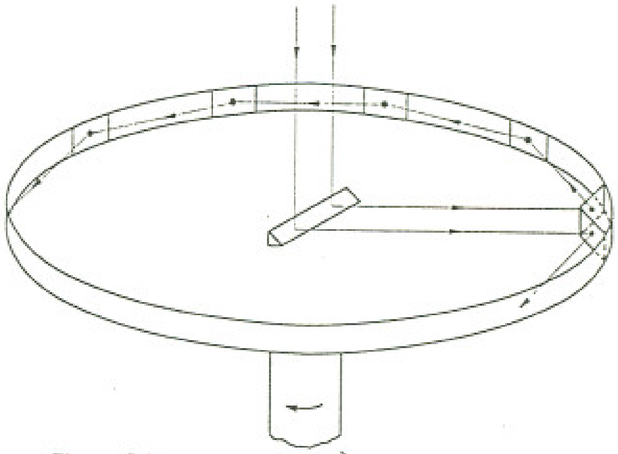

Fig. 5. Schema der Versuchsanordnung von HARRESS.

Rechenfehler und andere Versehen, die KNOPF und v. LAUE acht Jahre später, nachdem HARRESS ein Opfer des ersten Weltkriegs geworden, in den Annalen 1920 sehr ausführlich diskutieren, das Ergebnis der verdienstvollen Arbeit.

Den verständlichen Wunsch, sie in verbesserter Form wiederholt zu sehen, erfüllt BÉLA POGÁNY 1926, wiederum mit Mitteln der Firma Zeiß im Keller von deren Hochhaus, mit Dank an MAX WIEN, BAUERSFELD, STRAUBEL u. a. In seiner ersten Arbeit verlaufen die Strahlen wie bei SAGNAC ganz in Luft. Sie treten wie in Fig. 5 axial in das rotierende System ein, das nun bis 2000 Umdrehungen in der Minute macht, und werden durch vier Spiegel herumgespiegelt. Die Interferenzstreifen erscheinen auf einer mitrotierenden Photoplatte. Das theoretische Δ wird experimentell auf 1 bis 2% wiedergefunden, was wohl nicht ganz genügt. 1928 wird der Versuch, nun mit eingebauten Glasparallelepipeden, also sich der HARRESSschen Anordnung nähernd, mit der inzwischen nach Budapest überführten Apparatur erneut angestellt und kann nun innerhalb von 1% den theoretischen Wert 0,906 des Δ bestätigen. Dadurch wird unter anderem die Aussage der allgemeinen Relativitätstheorie gestützt, daß „die mit der Drehung verbundenen Beschleunigungen die

Lichtgeschwindigkeit in keiner wahrnehmbaren Weise beeinflussen".

Von Paris über Amerika, Holland, Deutschland nach Ungarn geht so der Jahrhundertweg, an dessen Eingangspforte FIZEAU, der heute Gefeierte, steht. Kann die völkerverbindende Kraft unserer Wissenschaft, die nicht auf allen kulturellen Gebieten eine gleich rühmliche Nachahmung findet, schöner in Erscheinung treten?

Literatur.

CORNU, A.: C. R. hebd. Séances Acad. Sci. **123**, 471 (1896). — FIZEAU, M. H.: C. R. hebd. Séances Acad. Sci. **33**, 349 (1851). — Ann. Chim. Phys. **57**, 385 (1859). — FRESNEL, A.: Ann. Chim. Phys. **9**, 57, 1818. — Oeuvres **2**, 627. — HARRESS, F.: Diss. Jena 1912. — KNOPF, O.: Ann. Physik **62**, 389 (1920). — LAUE, M. v.: Ann. Physik **23**, 989 (1907). — LAUE, M. v.: Ann. Physik **62**, 448 (1920). — LORENTZ, H. A.: Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern. Leiden 1895. — MICHELSON, A. A.: Phil. Mag. **8**, 716 (1904). — Astrophysic. J. **61**, 137 (1925). — MICHELSON, A. A., and H. G. GALE: Astrophysic. J. **61**, 140 (1925). — MICHELSON, A. A., and E. W. MORLEY: Amer. J. Sci. **31**, 377 (1886). — MÜLLER-POUILLETS: Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., Bd. II/1, S. 53ff. (F. JÜTTNER.) — POGÁNY, B.: Ann. Physik **80**, 217 (1926); **85**, 244 (1928). — SAGNAC, G.: J. de Phys. **4**, 177 (1914). — SOMMERFELD, A.: Vorlesung über Theoretische Physik 4 (Optik) S. 71. — WIEN-HARMS: Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 18, S. 39ff. (M. v. LAUE.) — ZEEMAN, P. u. Mitarb.: Proc. Amsterdam **17** (1914) bis **24** (1921), zusammengefaßt u. erweitert Arch. néerl., IIIA **10**, 131 (1927). — ZEEMAN, P., et A. SNETHLAGE: Arch. néerl., IIIA **10**, 180 (1927). — ZERNIKE, F.: Arch. néerl. IIIA **10**, 189 (1927).

Ernst-Abbe-Professur an der Universität Jena.

Eingegangen am 15. Juni 1951.