13. *Erdbewegung und Aether;* *von Egon R. v. Oppolzer.*

(Aus den Sitzungsber. d. kais. Akad. d. Wissensch. in Wien.
 Mathem.-naturw. Klasse; 111. Abth. IIa. Februar 1902.)

Christian Doppler hat in einer wohl in Vergessenheit geratenen Abhandlung, die den Titel: „Ueber eine bei jeder Rotation des Fortpflanzungsmittels sich einstellende Ablenkung der Licht- und Schallstrahlen“¹⁾ führt, folgende Behauptung aufgestellt:

Fig. 1.

„Wenn eine Wellenquelle Q (vgl. Fig. 1) auf ein um den Punkt O rotirendes, übrigens wie immer geformtes, und der Wellenfortpflanzung fähiges Object AB einen Wellenstrahl PQ sendet: so erleidet dieser innerhalb der Zeit seiner Bewegung durch AB nebst der etwa bei a und b stattfindenden gewöhnlichen Brechung auch noch eine andere eigentümliche Ablenkung von seiner ursprünglichen Richtung, die zunächst in der Rotation des die Wellen fortplanzenden Objectes selber ihren Grund hat und die ich eben deshalb die *rotatorische* mir zu nennen erlaube. Diese Ablenkung des Strahles ist um so bedeutender 1 je grösser

die Winkelgeschwindigkeit des rotirenden Objectes AB ist, oder in je kürzerer Zeit sich AB um seine Axe dreht; 2. je länger

1) Ch. Doppler, Böhm. Gesellsch. d. Wissensch. Neue Folge. 5. p. 419. 1845.

der Weg ist, den der Wellenstrahl im Objecte AB zu durchlaufen hat; und 3. je geringer die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Wellenstrahles in AB ist.“

Die Richtigkeit der Doppler'schen Behauptung leuchtet sofort ein, wenn das wellenfortpflanzende Medium sich samt dem Objecte mitdreht. Man hat sich seit den Aberrationserscheinungen gewöhnt, hiervon zu abstrahiren; so bemerkt Doppler weiter: „... Endlich würde die wirklich beobachtete rotatorische Ablenkung der Lichtstrahlen einen ganz augenscheinlichen Beweis für die Richtigkeit der Ansicht darbieten, dass derjenige in den Atmosphären der Planeten und Kometen enthaltene Aether, durch welchen die Fortpflanzung der Wellen bedingt ist, an ihrer rotatorischen, wie auch fortschreitenden Bewegung, gleichwie ihre Lufthüllen teilnimmt. Denn wäre *dies nicht der Fall*, so könnte sich überall keine rotatorische Ablenkung zeigen, da ja die ganze obige Deduction von dieser Voraussetzung ausgeht und auch nur unter dieser Voraussetzung gilt. Es fällt in der That schwer, an die Möglichkeit zu glauben, eine solche Voraussetzung noch zu bezweifeln. Gleichwohl hat Fresnel¹⁾, von zwei Seiten hart gedrängt, mit sichtlichem Widerwillen zwar, aber doch sich diesem Gedanken hingegeben. Die Wissenschaft aber, so dünkt mich, darf es sich niemals erlauben oder es auch nur zulassen, dass dem gesunden Verstande des Menschen solch ein unnatürlicher Zwang einer vorgeblichen Erklärung zu liebe angethan werde...“

Da in jüngster Zeit Hr. Michelson²⁾ durch Versuche zu dem Resultate gelangt ist, dass man durch die Erscheinungen der Lichtstrahlen auf der Erdoberfläche vor folgenden Alternativen steht: 1. die Erde geht durch den Aether (oder vielmehr lässt den Aether durch ihre ganze Masse gehen) ohne merklichen Einfluss, 2. die Länge aller Körper wird verändert durch ihre Bewegung im Aether, 3. die Erde führt bei ihrer Bewegung den Aether mit sich bis auf Entfernungen von vielen Tausend Kilometern über ihrer Oberfläche, so dürfte es von Wichtigkeit sein, zu zeigen, dass der dritte Fall durch die

1) A. J. Fresnel, Ann. de chim. et phys. 9. p. 57. 1819.

2) A. A. Michelson, American Journ. of Sc. (4) 3. p. 475. 1897.

astronomischen Beobachtungen wesentlich eingeschränkt werden kann, ganz abgesehen von den Aberrationserscheinungen, wenn man nur den Doppler'schen Gedanken an der Hand der Beobachtungen prüft.

In *B* (vgl. Fig. 2) befinde sich ein Beobachter auf der Erdoberfläche. Ruht die Erde, so wird ein von dem Sterne *S* ausgehender Lichtstrahl das Auge des Beobachters so treffen,

Fig. 2.

der Erde in die Zeit *t*, welche der Lichtstrahl von *a* bis *B* braucht. Ist die Axe gegen den Lichtstrahl um den Winkel *p* geneigt, so hat man nach dem Principe der Zusammensetzung von Drehungen als Winkelgeschwindigkeit ω die Projection von Ω auf eine zum Lichtstrahle senkrechte Richtung anzusehen; hiermit wird:

$$\varphi = \omega \cdot t = \Omega \cdot \sin p \cdot t.$$

dass der Stern in der Richtung *BS* zu stehen scheinen wird. Bei Rotation der Erde wird aber, wenn der Lichtäther bis zur Höhe *H* über der Erdoberfläche mitrotirt, der im Punkte *a* auftreffende Strahl während seiner Fortpflanzung einfach mitgenommen und langt in *B'* in einer gegen die ursprüngliche Richtung *SB* um den Winkel φ verschobenen Richtung *B'S'* an. Die Grösse dieses Winkels ist, wenn die Rotationsaxe der Erde auf dem Lichtstrahl senkrecht steht, gleich dem Producte aus der Winkelgeschwindigkeit Ω

p bedeutet offenbar die Poldistanz des Sternes oder das Complement der Declination δ , es ist daher auch

$$\varrho = \Omega \cos \delta \cdot t.$$

Die Zeit t ergibt sich aus:

$$t = \frac{l}{c},$$

wo l die Länge des Weges aB und c die Lichtgeschwindigkeit in der bis zur Höhe H reichenden Aetherhülle bedeutet. c wird von der im Weltraum gültigen Geschwindigkeit unmerklich abweichen. Bezeichnet a die Länge des Erdradius, z die Zenitdistanz des Sternes, so erhält man aus dem Dreiecke BAO :

$$l^2 + a^2 + 2al \cos z = (a + H)^2 = a^2 + 2aH + H^2,$$

welche Beziehung sofort l als Function von a , δ , z und H darzustellen gestattet:

$$l = -a \cos z + \sqrt{a^2 \cos^2 z + 2aH + H^2}.$$

Die gesamte Verschiebung des Sternortes, die ersichtlich nur in der Richtung der täglichen Bewegung erfolgt, berechnet sich aus der Formel:

$$\begin{aligned} \varrho'' &= \Omega \cdot \frac{a}{c} \cdot \cos \delta \left[\sqrt{\cos^2 z + 2 \frac{H}{a} + \frac{H^2}{a^2}} - \cos z \right] \\ &= 0,3185'' \cos \delta \left[\sqrt{\cos^2 z + 2 \frac{H}{a} + \frac{H^2}{a^2}} - \cos z \right]. \end{aligned}$$

$$\Omega = 15'',$$

$$a = 6\,370\,289 \text{ m},$$

$$c = 300\,000\,000 \text{ m}.$$

In Doppler's Formel fehlt der Cosinus der Declination, sie gilt daher nur für Sterne, die gerade im Aequator stehen; ein Stern, der sich in der Richtung des Poles befinden würde, erleidet durch den hier erörterten Einfluss offenbar keine Ortsveränderung; Doppler's Formel ist daher mit dem Factor $\cos \delta$ zu versehen.

Der Winkel ϱ stellt eine *Correction an den scheinbaren Ort* vor, und zwar nur eine Correction in Rectascension, da die Verschiebung nur im Parallel der täglichen Bewegung eintreten kann; sie ist mit negativem Zeichen anzubringen, weil durch

den Transport des Lichtstrahles im Sinne der täglichen Bewegung die scheinbaren Rectascensionen vergrößert werden. Nehmen wir an, dass die Luft allein den Lichtvorgang vermittelt — oder, was auf dasselbe hinauskommt — dass derselbe an die Luft gebunden ist, so kann man die Höhe H zu 300 km festsetzen, wo die Luft auf die eindringenden Meteore noch einen merklichen Widerstand ausübt. Geht man mit diesem Werte in die obige Formel ein, so erhält man für Aequatorsterne folgende Correctionen (in Bogensekunden und Zeitsecunden) in den verschiedenen Zenitdistanzen.

Zenitdistanz	für $H = 300$ km		für $H = 1000$ km	
	q''	q^s	q''	q^s
0°	0,015''	0,001 ^s	0,050''	0,003 ^s
10	0,015	0,001	0,050	0,003
20	0,016	0,001	0,053	0,003
30	0,017	0,001	0,057	0,004
40	0,019	0,001	0,063	0,004
50	0,023	0,002	0,072	0,005
60	0,028	0,002	0,085	0,006
70	0,038	0,003	0,106	0,007
80	0,058	0,004	0,138	0,009
82	0,064	0,004	0,146	0,010
84	0,071	0,005	0,155	0,010
86	0,079	0,005	0,165	0,011
88	0,088	0,006	0,175	0,012
90	0,098	0,007	0,185	0,012

Derartige Fehler können sehr gut in den heutigen Beobachtungen stecken, ohne bemerkt zu werden; in 80° Zenitdistanz erreichen dieselben aber schon gerade einen Betrag, dessen Constatirung nicht unmöglich erscheint, wenn eine Beobachtungsreihe eigens für diese Frage passend angestellt würde; am geeignetsten wären Stationen in ganz geringen Breiten, die sehr genaue Passagenbeobachtungen im I. Vertical gestatten. Ist das Instrument mit einem Horrebowniveau versehen, das eine sehr genaue Reduction auf gleiche Höhe bei einer westlichen und östlichen Passage gestattet, so würden obige Correctionen nicht verborgen bleiben. Man wird natürlich statt eines Sternes Sternpaare, die fast gleichzeitig im I. Vertical dieselbe Zenitdistanz erreichen und deren Rectascensionen sehr genau bestimmt sind, heranziehen, um

von zeitlichen Veränderungen möglichst unabhängig zu sein (Uhrang, Aenderungen in der Refraction, im Instrument etc.). Jedenfalls gestatten unsere heutigen Messmethoden mit Sicherheit die Frage zu beantworten, ob der Aether noch bis mehrere Hundert Kilometer über der Erdoberfläche mitgenommen wird, wenn wir von den Theorien der Aberration ganz absehen und nur den Doppler'schen Gedanken verwerten. Deshalb habe ich oben auch die rotatorischen Ablenkungen für $H = 1000$ km hinzugefügt, die selbst in mässigeren Zenitdistanzen schon messbar werden.

Die derzeitig vorliegenden Beobachtungen sind zur Untersuchung der vorliegenden Frage fast ganz ungeeignet. Die genauesten Messungen sind Zenitdistanzen im Meridiane, die von der obigen Correction ganz unberührt bleiben. Die genauesten Messungsreihen gehören dem Meridiane an, und hier können eben nur Rectascensionsbeobachtungen herangezogen werden, weil ja die Erscheinung nur in Rectascension wirkt. Die Rectascensionen müssten einen von der Zenitdistanz abhängigen Gang zeigen. Tief culminirende Sterne erhalten grössere Rectascensionen, sodass ein Vergleich der aus der oberen (O. C.) und unteren (U. C.) Culmination folgenden Rectascensionen einen Unterschied, und zwar (O. C.—U. C.) einen mit negativem Zeichen behafteten, aufweisen müsste. Die genauesten, auf guten Mirenbeobachtungen beruhenden Rectascensionsbeobachtungen liefert wohl die Bearbeitung der *Pulkowaer* Rectascensionen durch A. Wagner¹⁾; diesen entnehme ich die folgenden Differenzen in Rectascension:

Declination = δ	Rectascension (O. C.—U. C.)
35—40°	— 0,043
40—45	— 0,012
45—50	— 0,006
50—55	— 0,001
55—60	— 0,004
60—65	+ 0,020
65—70	+ 0,011
70—75	+ 0,001
75—80	+ 0,012

---

1) A. Wagner, *Observ. Pulkowa* 12. p. 1. 1887.

Der mittlere Fehler dieser Differenzen liegt sicher etwas unter $0,005^s$, sodass nur die erste Differenz, welche aus den Passagen der tiefsten Sterne ($z = 80-85^\circ$) besondere Beachtung verdient; auch lässt sich ein Gang mit der Declination ersehen; der Sinn der Differenz ist einer den obigen Betrachtungen entsprechender. Versuchen wir diese allein als Ursache dieser Differenz anzusehen, so hat die folgende Formel, in der l_o und l_u die von dem Lichtstrahl bei der oberen Culmination und unteren Culmination zurückgelegten Wegstrecken und φ die geographische Breite des Beobachtungsortes bezeichnen mögen, zur Ausgleichung zu dienen:

$$\begin{aligned} \rho'' &= \frac{\Omega}{c} \cos \delta [l_o - l_u] \\ &= 0,3185'' \cos \delta \left\{ \left[\sqrt{\cos^2(\varphi - \delta) + 2 \frac{H}{a} + \frac{H^2}{a^2}} - \cos(\varphi - \delta) \right] \right. \\ &\quad \left. - \left[\sqrt{\cos^2(\varphi + \delta) + 2 \frac{H}{a} + \frac{H^2}{a^2}} + \cos(\varphi + \delta) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Aus dieser Formel folgt, dass die Differenzen O. C.—U. C. mit H wachsen und, wie sich leicht zeigen lässt, dem Maximalwerte

$$\begin{aligned} \rho'' &= -0,3185'' \cos \delta \{ \cos(\varphi - \delta) + \cos(\varphi + \delta) \} \\ &= -0,3185'' \cdot 2 \cos \varphi \cos^2 \delta \\ &= -0,21'' = -0,014'' \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \rho'' &= -0,3185'' \cos \delta \{ \cos(\varphi - \delta) + \cos(\varphi + \delta) \} \\ &= -0,3185'' \cdot 2 \cos \varphi \cos^2 \delta \\ &= -0,21'' = -0,014'' \end{aligned}} \right\} \begin{array}{l} \text{für Pulkowa} \\ \varphi = 60^\circ, \\ \delta = 35^\circ, \end{array}$$

für $H = \infty$ zustreben. Die Differenzen können daher für die Pulkowaer Reihe den Betrag von $0,014^s$ und überhaupt $0,021^s$ niemals erreichen; die Differenz von $0,043^s$ kann unmöglich ganz durch die besprochene Erscheinung erklärt werden. Wie schon Wagner bemerkt, rührt sie von dem Umstande her, dass bei schlechteren Bildern die Rectascensionen grösser beobachtet worden sind. In der unteren Culmination, wo die Sterne tiefer stehen, sind naturgemäss die Bilder schlechter. Der Unterschied der Rectascensionen bei schlechter und besserer Bildbeschaffenheit steigt bei den Beobachtungen bis zu dem Betrage von $0,030^s$ bei tiefstehenden Sternen an; der grösste Teil der Differenz $0,043^s$ ist also sicherlich persönlichen Auffassungsfehlern zuzuschreiben, sodass selbst diese Beobachtungen keinen Beitrag für die vorliegende Frage liefern können und

dass überhaupt durch Rectascensionsbeobachtungen im Meridian ein günstiger Erfolg nur dann zu erwarten ist, wenn Auffassungsunterschiede eliminirt werden. Die Methode hätte den Vorteil, von Refraktionsanomalien fast frei zu sein.

Die besprochene Erscheinung nennt Doppler „rotatorische Brechung“; er bemerkt unter Voraussetzung ihrer Realität, dass dieselbe manche wahrnehmbare Wirkung an den Erscheinungen der Himmelskörper zeigen würde. Der Schattenkegel des Jupiter müsste merklich verschoben werden, sodass die Verfinsterungen der Satelliten eine $\frac{1}{2}$ Minute verspätet eintreten; auch noch andere Folgerungen werden gezogen, auf die einzugehen sich bald Gelegenheit finden wird, da begründete Aussicht vorhanden ist, dass Doppler's Arbeiten auf diesem Gebiete durch einen Neudruck in nächster Zeit allgemein zugänglich gemacht werden. Ich möchte hier aber noch darauf hinweisen, dass die „rotatorische“ Ablenkung im Laboratorium mit grösster Wahrscheinlichkeit verificirt werden kann.¹⁾

Wird eine cylindrische Scheibe einer durchsichtigen Substanz, deren Brechungsexponent μ und deren Durchmesser $2r$ heissen mögen, um ihre Axe in Rotation versetzt, dass die Winkelgeschwindigkeit (in Bogensecunden)

$$\omega'' = 360.60.60.N = 1296000.N$$

wird, wo N die Anzahl der Touren pro Secunde bedeutet, so ergibt sich für die rotatorische Ablenkung nach der obigen Betrachtung:

$$\varphi'' = \omega \cdot t = \omega \frac{2r}{c'} = 2r \frac{\omega}{c} \mu \quad \left. \begin{array}{l} r \text{ in Metern,} \\ N \text{ pro Zeitsecunde,} \end{array} \right\}$$

$$= 0,00432 \cdot 2r \mu \cdot N$$

wenn der Aether mit der Scheibe vollständig mitrotirt; denn die Geschwindigkeit c' ist ja gleich c/μ (c Lichtgeschwindigkeit im leeren Raum). Nehmen wir eine Glasscheibe²⁾ von 1 m Durch-

1) Hierauf hat auch schon Doppler hingewiesen (Actenbände der böhm. Gesellsch. d. Wiss. 5. (4) p. 517. 1846); allerdings dürfte die dort angegebene Vorrichtung kaum das Ziel erreichen.

2) Selbstverständlich kann statt einer Glasscheibe auch bloss ein Glasparaellipiped genommen werden, eventuell auch eine stark brechende Flüssigkeitsschichte, die passend eingeschlossen wird.

messer aus Flintglas oder Crown Glas und erteilen ihr 1800 Touren pro Minute ($N = 30$), was durch Sicherung mittels Stahlringen technisch wohl gut ausführbar ist, so erhält man folgende messbare Ablenkungen:

für Flint ($\mu = 1,74$): $q'' = 0,226''$ }
 für Crown ($\mu = 1,60$): $q'' = 0,207''$ } bei vollständiger Entrainirung.

Denkt man sich aber das Verhältnis von Materie zum Aether so wie Fresnel¹⁾, so hat man die Formel mit der Entrainirungsconstanten:

$$\alpha = \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2} \quad \left. \vphantom{\alpha} \right\} \begin{array}{l} \text{für Flint } \alpha = 0,6697 \\ \text{für Crown } \alpha = 0,6094 \end{array}$$

zu multipliciren. Es werden dann die Ablenkungen:

für Flint $q'' = 0,151''$ }
 für Crown $q'' = 0,126''$ } bei teilweiser Entrainirung.

Diese Multiplication rechtfertigt sich so: Nach Fresnel wird bei einer mit der Geschwindigkeit v bewegten Materie die Geschwindigkeit des in ihr enthaltenen Aethers nicht v , sondern

$$v \cdot \alpha = \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2} \alpha.$$

Der Aether bleibt gleichsam zurück, und die Winkelgeschwindigkeit ist daher mit α zu multipliciren. Durch Versuche Fizeau's²⁾ und Michelson's³⁾ ist der Fresnel'sche Factor bestätigt, auch führen die Greenwicher⁴⁾ Versuche mit wassergefüllten Fernrohren, wenn man die gang und gäbe Aberrationstheorie als richtig ansieht, zur Fresnel'schen Formel. Nach alledem erscheint es sehr plausibel, dass auch bei diesen Versuchen die Entrainirungsconstante einzuführen ist, ohne damit die Fresnel'schen Vorstellungen als der Wirklichkeit entsprechend anzusehen.

Der besprochene auf Doppler's Gedanken basirende Versuch ist deshalb von höchstem Interesse, weil hier die Bewegung der Materie *senkrecht zum eindringenden Lichtstrahl* erfolgt. Der

1) A. J. Fresnel, Ann. de chim. et de phys. 9. p. 57. 1819.

2) H. L. Fizeau, Compt. rend. 33. p. 349. 1851.

3) A. A. Michelson u. E. W. Morley, Sillim. Journal (3) 31. p. 377. 1886.

4) Vgl. z. B. H. Poincaré, Mathematische Theorie des Lichtes p. 281. 1894.

Versuch wird *also dieselbe fundamentale Bedeutung besitzen* wie der Fizeau'sche, der Greenwicher und der Michelson'sche Interferenzversuch, der eingangs erwähnt wurde. Ja er wird die Richtigkeit der Lorentz'schen Anschauungen zu prüfen gestatten; denn soweit ich diese übersehen kann, darf nach ihnen bei dem obigen Versuch *überhaupt keine Ablenkung* erfolgen. Die Rotation der Scheibe lässt den Aether in Ruhe, dieser dehnt nach Lorentz nur die Scheibe während der Rotation, was aber offenbar keine Ablenkung hervorrufen kann. Sowohl die rein phänomenologischen (vollständige Mitnahme der Wellenbewegung), wie auch die Fresnel'schen (teilweise Entrainirung des Aethers) Anschauungen führen zu merklichen rotatorischen Ablenkungen durch die Glasscheibe, die Lorentz'schen zu keinen. Die ersteren nehmen an, dass die Wellenbewegung durch das Mittel selbst fortgepflanzt, von dem Mittel einfach fortgeführt wird, die Fresnel'schen, dass bei der Rotation der Scheibe ein Aetherwirbel entsteht, dessen Winkelgeschwindigkeit kleiner ist, als die der Scheibe, die Lorentz'schen, dass der Aether in Ruhe verharret und auch die Wellenbewegung in ihrer Richtung erhalten bleibt.¹⁾

---

1) Sollte bei dem Versuche nicht die nötige Ruhe der Axe zu erzielen sein, so wird man von der optischen auf die photographische Beobachtung (Momentaufnahmen) übergehen müssen, welch letztere eine Elimination der Axenunruhe gestatten wird. Auch die Ablenkung wird man durch Vermehrung der Tourenzahl und durch innere Reflexionen wesentlich, z. B. auf nahe eine Bogensekunde steigern können. Als nicht undenkbar ist es zu bezeichnen, dass die Beobachtungen eine Andeutung einer Dispersion liefern können, indem die rotatorische Ablenkung eine Function des Brechungsexponenten ist.

(Eingegangen 19. Mai 1902.)