so daß sich bei den Versuchen über die Farbenempfindung die Helligkeit des *Weiß*s nicht gleich 1 setzen und die Helligkeit aller übrigen Farben damit vergleichen läßt, wie es Aubert in oben erwähnten Versuchen gethan hat.

Heidelberg, im Juli 1870.

VIII. *Das kugelförmige Elektrodynamometer;* von O. Frölich.

Das Elektrodynamometer von W. Weber besitzt bekanntlich vor dem Galvanometer den großen Vorzug, daß es *unabhängig ist von den Veränderungen des magnetischen Moments eines Körpers*, sich also mit der Zeit beinahe gar nicht verändert. Zu diesem Vorzug kann leicht noch ein anderer, beinahe wichtigerer, hinzugefügt werden, die *Unabhängigkeit vom Erdmagnetismus*: denn, wenn die Bifilarrolle in zwei Hälften getheilt und die Stromrichtung in der einen Hälfte entgegengesetzt derjenigen in der anderen gemacht wird, so hebt sich die Wirkung des Erdmagnetismus auf; natürlich muß dann, damit bei Durchleitung der Ströme die Wirkung der Multiplicatorrolle sich nicht ebenfalls selbst aufhebe, diese letztere auch in zwei Hälften mit entgegengesetzter Stromrichtung getheilt werden. Durch dieses Mittel können jedoch alle elektrodynamischen Meßapparate, welche aus zwei mit Strömen bedeckten Flächen, einer festen und einer drehbaren, bestehen, unabhängig vom Erdmagnetismus gemacht werden, wenn nur der drehbare Theil symmetrische Gestalt hat in Bezug auf eine durch die Drehungsaxe gehende Ebene.

Ein Nachtheil, den das Weber'sche Elektrodynamometer mit dem Galvanometer theilt, ist die *complicirte Natur* des Gesetzes, welches die sogenannte *Multiplicatorfunction* oder das von der Multiplicatorrolle ausgeübte Dre-

hungsmoment befolgt; dieser Umstand ist zwar bei kleinen Ablenkungen, wenn Spiegelablesung angewendet wird, nicht störend, wohl aber bei größeren, wenn die Ausschläge eines Zeigers auf einer Kreistheilung gemessen werden. Es wirft sich daher die Frage auf, ob man dem Elektrodynamometer nicht eine Form geben könne, in welcher die Multiplicatorfunktion ein einfaches Gesetz befolge, so daß man dieselbe ohne Mühe theoretisch ableiten und ihre Form der empirischen Bestimmung am Apparate zu Grunde legen könne; ein solches Dynamometer würde dann den Vorzug der Unabhängigkeit von magnetischen Kräften mit denjenigen einer *a priori* für beliebig großen Ausschlag bekannten Multiplicatorfunktion verbinden, zwei Eigenschaften, welche keinem der gebräuchlichen Strommessungsapparate vereinigt zukommen.

Nun ist vorauszusehen, daß das Gesetz der Wirkung der Ströme aufeinander einfacher ausfallen wird, wenn die beiden, mit Strömen bedeckten Flächen während der Drehung des einen ihre relative Lage nicht verändern, d. h. wenn beide Rotationsflächen sind, deren Axe zur Drehungsaxe gemacht wird, und wenn ferner für die beiden Flächen zwei ähnliche Rotationsflächen gewählt werden. Solche Instrumente haben dann noch den Vorzug, daß die beiden, mit Strömen bedeckten Flächen an allen Stellen beinahe zur Berührung gebracht werden können, und zwar bei jedem beliebigen Ausschlag; diese Eigenschaft, welche weder dem Galvanometer, noch dem Rollendynamometer zukommt, wird im Allgemeinen die Empfindlichkeit erhöhen.

Die einfachsten, nach dieser Vorschrift zu construiren den Elektrodynamometer sind das *cylindrische*, das *kegelförmige* und das *kugelförmige*; die Form der einzelnen Ströme ist je die Durchschnittsfigur einer mit der Rotationsaxe parallelen Ebene mit der betreffenden Rotationsfläche, es nimmt daher der einzelne Umgang beim Cylinder die Gestalt eines Rechtecks, beim Kegel diejenige eines durch eine Gerade abgeschnittenen Hyperbelzweiges, bei der Kugel diejenige eines Kreises an. Es wäre keine uninteres-

sante Aufgabe, die Theorie dieser drei einfachsten Rotationsdynamometer durchzuführen und sie unter sich hinsichtlich der Empfindlichkeit und der Form der Multiplicatorfunction zu vergleichen; es ist aber vor Allem auch die Verschiedenheit in den mechanischen Schwierigkeiten bei der Herstellung zu berücksichtigen. Da nun diese letzteren bei dem kugelförmigen wohl am geringsten sind, indem sich eine ganz einfache Construction für dasselbe angeben läßt, suchen wir im Folgenden die Theorie desselben aufzustellen, d. h. wir bestimmen das von der festen Stromfläche auf die drehbare ausgeübte Drehungsmoment und ziehen aus dem Resultat einige Schlüsse für die Anwendung des Instruments.

Was die gegenseitige Entfernung der einzelnen Stromkreise betrifft, so setzen wir voraus, daß auf beiden Kugeln die einzelnen Ströme in der Richtung der Axe, d. h. der durch die Mittelpunkte der Stromkreise gehenden Geraden (die zugleich senkrecht auf der Drehungsaxe steht), gleichweit von einander abstehen. In Bezug auf die Stromrichtung betrachten wir beide Fälle, wenn die *Ströme* in den beiden Halbkugeln *gleich*, und wenn sie *entgegengesetzt gerichtet* sind; im ersten Falle übt dann der Erdmagnetismus eine Wirkung aus.

Wir suchen vorerst das Potential der mit Strömen bedeckten, inneren Kugel auf einen äußeren Punkt mit der magnetischen Masse m' .

Wenn man nach dem Ampère'schen Satz durch jeden Kreisstrom eine auf beiden Seiten mit magnetischer Masse belegte Kugelkappe (immer die kleinere von den beiden möglichen) legt, so ist bekanntlich die magnetische Belegung, wenn $\delta\nu$ die Dicke der Fläche und j die Stromstärke, $\frac{j}{\sqrt{2}} \frac{1}{\delta\nu}$; die Belege der einzelnen Ströme addiren sich und man erhält eine von den beiden Enden der Axe nach der Mitte zu abnehmende Doppelbelegung $m = \frac{j\alpha}{\sqrt{2}} \frac{1}{\delta\nu} \alpha R \cos \vartheta$ (abgesehen vom Zeichen), wenn α die Anzahl der Kreisströme,

welche auf die Längeneinheit der Axe kommen, R der Radius der Kugel und ϑ der Winkel, den der nach dem Oberflächenelement gezogene Radius mit dem positiven Theil der Axe bildet. Wir nehmen die Belegung auf der Halbkugel $H^{(1)}$, welche den positiven Theil der Axe umschließt, außen positiv, innen negativ an, dann ist, wenn E die Entfernung des Oberflächenelements $d\omega$ von dem Punkt m' , das Potential derselben auf m' :

$$H^{(1)}.m' = m' \int_{H^{(1)}} \left\{ \frac{m \cdot d\omega}{E} - m \cdot d\omega \left(\frac{1}{E} - \delta\nu \cdot \frac{d\frac{1}{E}}{dR} \right) \right\} = m' \int_{H^{(1)}} m d\omega \cdot \delta\nu \cdot \frac{d\frac{1}{E}}{dR},$$

wo $\int_{H^{(1)}}$ eine Integration über die Oberfläche der Halbkugel $H^{(1)}$

bedeutet. Es sey nun r der vom Mittelpunkt nach m' gezogene Radius Vector, φ der Winkel der durch die Axe und das Oberflächenelement gelegten Ebene mit der durch die Axe und r gelegten, ϑ' der Winkel, welchen r mit dem positiven Theil der Axe bildet, endlich $\mu = \cos \vartheta$, $\mu' = \cos \vartheta'$; dann ist

$$H^{(1)}.m' = m' \frac{j\alpha}{V\sqrt{2}} \int_0^{2\pi} \int_0^1 R^3 d\varphi \cdot \mu d\mu \frac{d\frac{1}{E}}{dR}, \text{ wo}$$

$$E = \sqrt{r^2 + R^2 - 2rR(\mu \cdot \mu' + \sqrt{1 - \mu^2} \cdot \sqrt{1 - \mu'^2} \cdot \cos \varphi)}.$$

Wir entwickeln nach Kugelfunctionen und erhalten in bekannter Bezeichnung:

$$\begin{aligned} H^{(1)}.m' &= m' \frac{j\alpha}{V\sqrt{2}} \frac{R^2}{r} \int_0^{2\pi} \int_0^1 d\varphi \cdot d\mu \cdot \mu \cdot \sum_{n=0}^{\infty} n \left(\frac{R}{r} \right)^n \cdot Q_{(\mu, \mu', \varphi)}^n \\ &= m' \cdot 2\pi \frac{j\alpha}{V\sqrt{2}} \frac{R^2}{r} \int_0^1 d\mu \cdot \mu \cdot \sum_{n=0}^{\infty} n \left(\frac{R}{r} \right)^n \cdot P_{\mu}^n \cdot P_{\mu'}^n. \end{aligned}$$

Nun ist für ungerade n : $\int_0^1 d\mu \cdot \mu \cdot P_{\mu}^n = 0$, mit Ausnahme

von $n = 1$, indem $\int_0^1 d\mu \cdot \mu \cdot P_{\mu}^1 = \frac{1}{3}$, und für gerade n :

$$\int_0^1 du \cdot u \cdot P_{\mu}^n = -(-1)^{\frac{n}{2}} \frac{P_{\mu}^n}{(n-1)(n+2)},$$

wo

$$P_n = \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots n-1}{2 \cdot 4 \cdot 6 \dots n};$$

es ist daher

$$H^{(1)} \cdot m' = m' \cdot 2\pi \frac{j\alpha}{\sqrt{2}} \frac{R^2}{r} \left\{ \frac{1}{3} \frac{R}{r} P_{\mu}^1 - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{2n}{(2n-1)(2n+2)} p_{2n} \left(\frac{R}{r}\right)^{2n} \cdot P_{\mu'}^{2n} \right\},$$

das constante Glied lassen wir, wie auch im Folgenden überall weg, weil es später bei der Bildung des Drehungsmomentes durch Differenziation doch wegfällt.

Das Potential $H^{(2)} \cdot m'$ der anderen Halbkugel auf m' ist, wenn die Ströme in derselben entgegengesetzt gerichtet sind, (außen positive, innen negative Belegung)

$$H^{(2)}(u') = H^{(1)}(-u'),$$

dagegen, wenn sie gleich gerichtet sind,

$$H^{(2)}(u') = H^{(1)}(u'),$$

(außen negative, innen positive Belegung); es ist also das Potential $K \cdot m'$ der ganzen Kugel auf m' im Falle gleicher Stromrichtung

$$K \cdot m' = m' \cdot \frac{4\pi}{3} \frac{j\alpha}{\sqrt{2}} \frac{R^3}{r^2} \cdot P_{\mu'}^1$$

und im Falle entgegengesetzter Stromrichtung

$$K \cdot m' = -m' \cdot 4\pi \frac{j\alpha}{\sqrt{2}} \frac{R^2}{r} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{2n}{(2n-1)(2n+1)} p_{2n} \cdot \left(\frac{R}{r}\right)^{2n} \cdot P_{\mu'}^{2n}$$

Um das Potential der inneren Kugel auf die äußere zu bestimmen, verwandeln wir die letztere, ähnlich wie die erstere, in zwei Halbkugeln mit von den Enden der Axe an abnehmender, doppelter magnetischer Belegung. Die Stromrichtung in der den positiven Theil ihrer Axe umschließenden, äußeren Halbkugel sey dieselbe, wie in der

entsprechenden inneren Halbkugel, diejenige in der zweiten Halbkugel entweder gleich oder entgegengesetzt. Wenn die Größen $m_1, R_1, \mu_1, \varphi_1, \delta\nu_1, j_1, \alpha_1$ für die äußere Kugel dieselbe Bedeutung haben, wie $m, R, \mu, \varphi, \delta\nu, j, \alpha$ für die innere, wenn ferner Θ der Winkel, den die beiden Axen mit einander bilden, und $M = \cos \Theta$, so ist das Potential der inneren Kugel auf die äußere im Falle gleicher Stromrichtung:

$$KK_1 = \int_{K_1} \left\{ m_1 \cdot K(R_1) - m_1 \cdot K(R_1 - \delta\nu_1) \right\} = \delta\nu_1 \cdot \int_{K_1} m_1 \left(\frac{dK}{dr} \right)_{R_1},$$

wo $\int_{K_1}$ eine Integration über die äußere Kugel bedeutet, oder

$$KK_1 = -\frac{8\pi}{3} \frac{j\alpha}{V^2} \frac{j_1\alpha_1}{V^2} \frac{R^3}{R_1^3} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} R_1^2 \cdot d\varphi_1 \cdot d\mu_1 \cdot R_1 \mu_1 \cdot P_{\mu'}^1,$$

oder da

$$\mu' = \mu_1 \cdot M + \sqrt{1 - \mu_1^2} \cdot \sqrt{1 - M^2} \cdot \cos \varphi_1,$$

$$\begin{aligned} KK_1 &= -\frac{16}{3} \pi^2 \frac{j\alpha}{V^2} \frac{j_1\alpha_1}{V^2} R^3 \int_{-1}^{+1} d\mu_1 \cdot \mu_1 \cdot P_{\mu_1}^1 \cdot P_M^1 \\ &= -\frac{32}{9} \pi^2 \frac{j\alpha}{V^2} \frac{j_1\alpha_1}{V^2} R^3 \cdot P_M^1 \\ &= -\frac{32}{9} \pi^2 \frac{j\alpha}{V^2} \frac{j_1\alpha_1}{V^2} R^3 \cdot \cos \Theta. \end{aligned}$$

Im Fall entgegengesetzter Stromrichtung haben beide Halbkugeln außen positive, innen negative Belegung und das Potential der inneren Kugel auf die eine Halbkugel $H^{(1)}$ wird gleich demjenigen der inneren Kugel auf die andere äußere $H_1^{(2)}$, und man hat

$$KK_1 = \delta\nu \int_{K_1} m_1 \cdot \left(\frac{dK}{dr} \right)_{R_1} = 2 \cdot \delta\nu \int_{H_1^{(1)}} m_1 \cdot \left(\frac{dK}{dr} \right)_{R_1},$$

oder

$$KK_1 = 8\pi \frac{j^\alpha}{\sqrt{2}} \frac{j_{\alpha_1}}{\sqrt{2}} R^2 R_1 \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \cdot d\mu_1 \cdot \mu_1 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{2n(2n+1)}{(2n-1)(2n+2)} p_{2n} \cdot \left(\frac{R}{R_1}\right)^{2n} \cdot Q_{(\mu, M, \phi)}^{2n}$$

oder

$$KK_1 = -16\pi^2 \frac{j^\alpha}{\sqrt{2}} \frac{j_{\alpha_1}}{\sqrt{2}} R^2 R_1 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n(2n+1)}{(2n-1)^2(2n+2)^2} p_{2n}^2 \cdot \left(\frac{R}{R_1}\right)^{2n} \cdot P_M^{2n}.$$

Die negativen Differentialquotienten nach Θ dieser beiden Potentiale sind bekanntlich die Drehungsmomente, und man hat daher als *Drehungsmoment bei gleicher Stromrichtung*

$$M = -\frac{32}{9} \pi^2 \frac{j^\alpha}{\sqrt{2}} \frac{j_{\alpha_1}}{\sqrt{2}} R^3 \sin \Theta$$

und als *Drehungsmoment bei entgegengesetzter Stromrichtung*

$$M' = 16\pi^2 \frac{j^\alpha}{\sqrt{2}} \frac{j_{\alpha_1}}{\sqrt{2}} R^2 R_1 \cdot \sqrt{1 - M^2} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n(2n+1)}{(2n-1)^2(2n+2)^2} p_{2n}^2 \cdot \left(\frac{R}{R_1}\right)^{2n} \cdot \frac{dP^{2n}}{dM}$$

oder in Zahlen

$$M' = -4,5 \cdot \pi^2 \frac{j^\alpha}{\sqrt{2}} \frac{j_{\alpha_1}}{\sqrt{2}} \frac{R^4}{R_1} \sin \Theta \cdot \cos \Theta \left\{ \begin{aligned} &1 + \\ &+ 0,07716 \left(\frac{R}{R_1}\right)^2 (7 \cos^2 \Theta - 3) + \\ &+ 0,01025 \left(\frac{R}{R_1}\right)^4 (77 \cos^4 \Theta - 70 \cos^2 \Theta + 11) + \\ &+ \dots \end{aligned} \right.$$

Man kann nun auch, statt der Ableitung magnetische Kugelflächen von doppelter, wachsender Belegung zu Grunde zu legen, durch jeden Kreisstrom eine Ebene legen und nach dem Ampère'schen Satz ihn ersetzen durch ein mit Elementarströmen bedecktes Gebiet derselben, bei der inneren Kugel durch eine Kreisfläche, bei der äusseren durch eine unendliche Ebene mit kreisförmigem Ausschnitt, dann die über einander liegenden Elementarströme zu Solenoiden vereinigen und diese durch magnetische Pole ersetzen; man erhält auf diese Weise die beiden Kugeloberflächen, eine durch den Mittelpunkt gelegte, senkrecht zu der Axe der inneren Kugel stehende Fläche eines grössten Kreises, eine entsprechende, senkrecht zu der Axe der äusseren Kugel stehende und durch den Mittelpunkt gehende, unendliche Ebene mit kreisförmigem Ausschnitt und zwei an den Spitzen der Axe der äusseren Kugel angelegte Tangentialebenen, sämmtlich einfach mit magnetischer Masse belegt. Die Formeln, welche sich auf diesem Wege für die beiden Drehungsmomente ergeben, stimmen völlig mit den obigen überein.

Unsere Erwartung, die Drehungsmomente im vorliegenden Fall ohne Schwierigkeit genau berechnen zu können, hat sich demnach erfüllt; man kann auch ohne Mühe die Theorie noch weiter verfolgen: statt einer Lage von Kreisströmen auf jeder Kugel mehrere Lagen annehmen, ferner die oben stillschweigend gemachte Voraussetzung, dass die Kreisströme sehr nahe nebeneinander liegen, fallen lassen, usw.

Was die Convergenz der Reihe für M' betrifft, so ist dieselbe befriedigend, wenn $\frac{R}{R_1}$ nicht nahe gleich 1; im letzteren Fall müssen zur Darstellung von Beobachtungen mehrere Glieder der Reihe berechnet werden.

Der Ausdruck für M zeigt, dass im Falle gleicher Stromrichtung das Drehungsmoment der Stromwirkung in *möglichst einfacher Weise* abhängt von der Ablenkung, und zwar für beliebig grosse Werthe derselben; ferner aber,

dafs dasselbe völlig unabhängig ist von R_1 , dem Radius der äufseren Kugel, so dafs es also in diesem Falle gar keinen Vortheil bringt, die äufserer Kugel möglichst nahe an die innere zu legen. Auch im Falle entgegengesetzter Stromrichtung ist das Drehungsmoment im Wesentlichen abhängig von der Gröfse der inneren Kugel.

Wir betrachten noch die *Verwendung des Instrumentes für die Messung von Strömen durch einfache Ablenkung*.

Als der Stromanziehung entgegenwirkende Kraft wird man jedenfalls, aufser dem Erdmagnetismus im Falle gleicher Stromrichtung, bifilare Aufhängung benutzen und durch dieselbe zugleich den Strom in die innere Kugel einleiten.

Die Einführung von *entgegengesetzter Stromrichtung* wird hauptsächlich bei längere Zeit fortgesetzten Beobachtungen nützlich seyn, indem alsdann die Reduction auf gleiche Kraft des Erdmagnetismus wegfällt, so z. B. bei gröfseren Reihen von Temperaturbeobachtungen mittelst Thermoketten. Die Multiplicatorfunction wird dann ein für allemal bestimmt.

Bei *gleicher Stromrichtung* hat man zwar den Vortheil einer höchst einfachen Multiplicatorfunction, aber den Nachtheil der Einwirkung des Erdmagnetismus. Die horizontale Componente des letzteren läfst sich jedoch durch das Dynamometer selbst durch blofse Umkehrung des Stromes bestimmen, wie auch beim Weber'schen Instrument, während bei allen übrigen Strommessungsapparaten für diese Bestimmung noch ein zweiter Apparat zu Hülfe genommen werden mufs.

Man bringe z. B. die Axe der äufseren Kugel in den magnetischen Meridian, stelle diejenige der inneren Kugel senkrecht darauf und leite durch beide Kugeln den Strom j , so ist im Gleichgewicht

$$-pj^2 \cdot \sin \Theta + qG \cdot \cos \Theta - cHj \cdot \sin \Theta = 0,$$

woraus

$$\cotg \Theta = \frac{pj^2 + cHj}{qG};$$

hier ist G das Gewicht der inneren Kugel, H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, Θ der Winkel, den die beiden Axen mit einander bilden, und

$$p = \frac{16}{9} \pi^2 \alpha^2 R^3, \quad c = \frac{4}{3} \pi \frac{\alpha}{\sqrt{2}} R^3,$$

und ferner

$$q = \frac{o u}{4 L},$$

wenn o und u die Entfernungen resp. zwischen den Aufhängepunkten und zwischen den Befestigungspunkten der Drähte der bifilaren Aufhängung, L ihre Länge. Kehrt man nun den Strom in beiden Kugeln um, so wird

$$\cotg \Theta' = \frac{p j^2 - c H j}{q G};$$

man hat daher

$$\frac{1}{2} (\cotg \Theta + \cotg \Theta') = \frac{p j^2}{q G}$$

und

$$\frac{1}{2} (\cotg \Theta - \cotg \Theta') = \frac{c H j}{q G}.$$

Die Gröfse $q G$ kann in bekannter Weise für sich bestimmt werden durch Messung der Schwingungsdauer und des Trägheitsmoments der inneren Kugel, wenn keine Ströme dieselbe durchfließen; man erhält daher j^2 , sowie das Product $H j$ unmittelbar durch Gewichte ausgedrückt.

Für die Ausführung des kugelförmigen Dynamometers ist wohl die einfachste Construction der Kreisströme auf der Kugeloberfläche die folgende: man walzt dicken Kupferdraht in einen Blechstreifen aus, fertigt eine Holzkugel an von etwas kleinerem Durchmesser, als welchen die Dynamometerkugel erhalten soll, steckt eine Axe durch dieselbe, und wickelt nun das Kupferblech spirilig um diese Axe auf, indem man stets die innere Seite desselben an die Holzkugel andrückt; jede Halbkugel wird auf diese Art für sich gewickelt. Die Isolirung bewirkt ein Seidenband, welches der ganzen Länge nach auf dem Kupferstreifen aufgeklebt ist.

Ich hoffe später Gelegenheit zu haben, Messungen zu beschreiben, die mittelst eines solchen Dynamometers angestellt sind.

Hohenheim, im April 1871.

IX. *Ueber die Spectra der Blitze;* *von Dr. H. Vogel.*

Ein überaus starkes Gewitter, welches am Abend des 2. September mehrere Stunden lang anhielt, gab Gelegenheit Spectra der Blitze genauer zu untersuchen. Die Blitze waren meist Flächenblitze und folgten so schnell auf einander, daß oft mehrere Secunden lang die Gegend mit Tageshelle erleuchtet schien.

Schon in kleineren Spectroskopen war bei den meisten Blitzen eine große Anzahl heller Linien und Banden zu erkennen; besonders hell waren Linien im Grün und Blau und hierunter wieder die Doppellinie des Luftspectrums (500,3 Milliontel Millimeter Wellenlänge) am intensivsten. Im rothen Theil des Spectrums traten bei vielen Blitzen auch recht helle Linien auf.

Mit Hülfe eines größeren Spectralapparates, der genauere Messungen zuläßt, gelang es Hrn. Dr. Lohse und mir einige der hellsten Linien zu bestimmen. Der Spalt des Spectroskops war so weit geöffnet, daß die Natronlinien eben noch getrennt gesehen werden konnten, die Doppellinie des Luftspectrums (500,3 Milliontel Millimeter Wellenlänge) dagegen in eine etwas breite Linie zusammenfloß.

Das Plötzliche der Erscheinung macht die Messung äußerst schwierig, doch wird die Unsicherheit der aus einer Messung abgeleiteten Wellenlänge 0,5 Milliontel Millimeter