skillige forelöbige Beregninger af andre Astronomer var opstaaet Formodning om, at et eller flere af de fra Sol- og Maanetavlerne laante Regningselementer trængte til en Correction af en uventet Störrelse. Denne Formodning var ogsaa bleven bekræftet; thi medens det havde viist sig, at det, for at bringe Iagttagelserne i Overeensstemmelse, kun blev nödvendigt at anbringe en Correction af —2″ ved den Burkhardske Bestemmelse af Maanens Radius, og 0″,4 ved den Besselske Bestemmelse af Solradien, havde Undersögelsen derimod fört til det Resultat, at Feilen i den af Tavlerne angivne Distance imellem Solen og Maanen steg indtil 24″. Nödvendigheden af disse Correctioner godtgjordes ved at sammenligne de ved de ucorrigerede Sol- og Maanetavler erholdte Længder med dem, der erholdtes, naar Tavlerne corrigeredes overeensstemmende med Undersögelsens Resultater.

Tillige gaves en Oversigt over de mærkværdige Lysphænomener, der saavel ved denne Formörkelse som ved forhen indtrufne totale Solformörkelser vare blevne iagttagede, og der fremsattes den Formodning, at alle disse Phænomener muligen vilde lade sig forklare som Fölger af Lysstraalernes Interferents.

Dernæst meddeelte han Maaneobservationer, udförte af Magister *Pedersen*.

Professor *Ramus* fremlagde en Afhandling *om de ellipsoidiske Ligevægtsfigurer af en homogen flydende Masse, roterende om en Axe og underkastet alle Delenes gjensidige Tiltrækninger*.

Det almindelige Problem, at bestemme alle de Figurer, som en flydende Masse kan vedligeholde under sin uforandrede Rotation, idet Delene tiltrække hinanden efter en hvilkensomhelst given Lov, er langt fra at kunne oplöses paa Videnskabens nærværende Standpunkt. Vel kan man, ifölge Theorien af Massers Attraction og ved at stötte sig paa Principerne i Hydrostatiken, fremstille den Differentialligning mellem de variable Coordinater, som Ligevægtsfiguren skal tilfredsstille, men i denne Ligning indgaaer et tredobbelt Integral, som skal udstrække sig til de yderste Grændser for Massen, og som fölgelig maa tages mellem Grændser, der selv afhænge af den sögte Figur. Det er altsaa kun muligt at tilfredsstille denne

Ligning ved Forsög, idet en vis Figur antages som Hypothese, hvorefter man undersöger, om den tilsvarende Bestemmelse for det tredobbelte Integral som Function af Coordinaterne til det vilkaarlige Punkt i Overfladen lader Differentialligningen falde sammen med den, som tilhörer samme Overflade. Denne Methode har man dog ikke med Held kunnet anvende uden i det enkelte Tilfælde, hvor Tiltrækningen fölger den samme Lov, som regjerer de store Bevægelses-Phænomener i Universet og som maa have virket til Dannelsen af Himmellegemernes Figur, Tiltrækningen omvendt som Qvadratet af Afstanden, og man har da fundet, at den flade Revolutions-Ellipsoide (l'ellipsoide de révolution aplati), som frembringes ved en Ellipses Omdreining om den korte Axe, kan være Ligevægtsfigur, idet den korte Axe er Rotationsaxe, men dog under Forudsætning af, at Rotationshastigheden ikke overstiger en vis Grændse (*Maclaurins* Theorem). For denne Grændse selv gives der kun een Revolutions-Ellipsoide; men, saasnart Rotationshastigheden gaaer under denne Grændse og aftager til 0, ere to Revolutions-Ellipsoider mulige, hvis Excentriciteter stedse mere fjerne sig fra hinanden indtil de yderste Grændser 0 og 1, som fremstille paa den ene Side Kuglen, paa den anden det til alle Sider i det uendelige udstrakte Plan, hvilken sidste Figur, analytisk taget, er ligesaa vel som Kuglen en Ligevægtsfigur, naar Legemet ikke roterer. De to forskjellige Ellipsoider, svarende til den samme Rotationshastighed, forudsætte iövrigt, som *Laplace* har beviist, forskjellige primitive Impulser. — Fremdeles har *Jacobi* bemærket, at ogsaa Ellipsoiden med tre ulige Axer, med den mindste Axe til Rotationsaxe, er en Ligevægtsfigur, forsaavidt Rotationen er under en vis Grændse; og at denne Figur ingensinde tilstæder mere end en enkelt Oplösning, idet enhver given Rotationshastighed kun kan svare til én eneste ellipsoidisk Figur med tre ulige Axer. — Endeligen veed man, at i Tilfældet af Attraction ligefrem proportional med Afstanden, idet et Legems Attraction da kan bestemmes uafhængigen af dets Figur, erholdes den flade Revolutions-Ellipsoide, med den korte Axe til Rotationsaxe, som enkelt Ligevægtsfigur, forsaavidt Rotationen er under en vis Grændse. For en större Rotation erholdes Revolutions-Hyperboloiden, frembragt ved en Hyperbels Omdreining om sin förste eller anden Axe, Rotationsaxen, hvilket forudsætter, at Fluidet er i Beröring med en fast Overflade; men man bör ikke med *Poisson* (Traité de Mécanique, T. II, p. 552) slutte, at Ligevægtsfigurer med fri Overflade herved ere udelukkede, thi man har limiteret Oplösningen ved at antage Tyngdepunktets Coordinater for constante, medens dog dette Punkt almindeligen forflyttes ved Forandring af Overfladens Figur. Derimod er det mærkeligt, at den fundne Oplösning ikke forudsætter Fluidets Homogeneitet, men at det kan bestaae af homogene Niveaulag af forskjellige Tætheder. — Ved at combinere begge disse Tilfælde af Attractionslove d. e. ved at antage Attractionen som Function af Afstanden u at være udtrykt ved

$$\frac{g}{u^2} + Gu,$$

idet g og G ere positive Constanter, bliver det muligt at bestemme alle de ellipsoidiske Ligevægtsfigurer af det givne homogene Fluidum, som kunne svare til en given Rotation, idet alle Fluidets Moleculer gjensidigen tiltrække hinanden efter den anförte Lov.

Disse Resultater lede naturligen til det Spörgsmaal, hvorvidt overhoved Ellipsoiderne ere Ligevægtsfigurer af det homogene Fluidum, som antages ingen andre Kræfter underkastet, end alle Delenes gjensidige Tiltrækninger efter en hvilkensomhelst given Lov, Function af Afstanden, i Forbindelse med Centrifugalkraften, som skyldes den constante Rotation. Paa Grund af den Vanskelighed, som Beregningen af Massers Attraction frembyder, er dette Spörgsmaal hidtil ikke blevet besvaret. Nærværende Afhandling beskjæftiger sig fornemmelig med at opklare dette Punkt, idet Undersögelsen stötter sig paa de af *Lejeune-Dirichlet* givne Formler for Ellipsoiders Tiltrækning. Ved disse Formler, som forudsætte en Tiltrækning af Formen

$$\frac{g}{u^p}$$

d. e. omvendt som $p$te Potents af Afstanden, ere de tredobbelte Integraler reducerede til enkelte Integraler; men en Vanskelighed opstaaer derved, at man i de fleste Tilfælde kommer til ubestemte Former, hvilken Vanskelighed kun hæves ved at bringe Udtrykkene under en særegen Form, som leder til de saakaldte *singulære* Integraler (les intégrales singulières), der blive at behandle paa en lignende Maade som ved de andre Leiligheder, hvor denne Slags Integraler fremstille sig enten i den rene Analyse eller i den anvendte Mathematik. Resultaterne kunne dernæst specielt anvendes paa Kuglen, hvilket tjener til at controlere Rigtigheden af denne Theorie; thi Kuglens Attraction har som bekjendt ingen Vanskelighed og kan almindeligen fremstilles for en hvilkensomhelst Function af Afstanden. At Resultaterne blive aldeles overeensstemmende, viser sig derved, at deres Sammenstilling giver

$$\int_0^1 x^p (1-x^2)^{1-\frac{p}{2}}(1-e^2x^2)^{1-\frac{p}{2}}dx =$$

$$\frac{\Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)\Gamma\left(2-\frac{p}{2}\right)}{\sqrt{\pi}(p-1)(p-3)(p-5)}\cdot\frac{1}{e^3}\left[\frac{1+(p-3)e+e^2}{(1+e)^{p-3}}-\frac{1-(p-3)e+e^2}{(1-e)^{p-3}}\right],$$

idet $e < 1$. Denne Formel, som i sig selv indeholder et mærkeligt Theorem, henhörende til de bestemte Integralers Theorie, bevises let ved begge Siders Udvikling efter stigende Potentser af e, idet man dernæst erindrer den bekjendte Relation mellem de Eulerske Integraler af 1ste og 2den Art. Den hele herhen hörende Beregning lader sig ikke fremstille i Udtog, men fölgende specielle Exempel, som ogsaa i anden Henseende er mærkeligt, tjener til nærmere at oplyse denne Sammenstilling. Antag Tiltrækningen virkende omvendt som 4de Potents af Afstanden, altsaa $p = 4$. Ellipsoidens tre Halvaxer være betegnede α, β, γ, det tiltrukne Punkts Coordinater a, b, c, idet Ellipsoidens Centrum er taget som Begyndelsespunkt og de coordinerte Axer lagte henad dens tre Axer. Ellipsoidens Masse være betegnet ved M, de tre retvinklede Composanter til den resulterende Tiltrækning A, B, C, parallele med Axerne og virkende til Formindskelse af Coordinaterne a, b, c. Man vil da have:

1. naar det tiltrukne Punkt er indvendigt:

$$\left.\begin{array}{l} A = gM\frac{a}{\alpha^2}P, \quad B = gM\frac{b}{\beta^2}P, \quad C = gM\frac{c}{\gamma^2}P, \\ P = \dfrac{1}{\alpha\beta\gamma\left(1-\frac{a^2}{\alpha^2}-\frac{b^2}{\beta^2}-\frac{c^2}{\gamma^2}\right)}; \end{array}\right\}$$

2. naar det tiltrukne Punkt er udvendigt:

$$\left.\begin{array}{l} A = gM\frac{a}{\alpha'^2}P', \quad B = gM\frac{b}{\beta'^2}P', \quad C = gM\frac{c}{\gamma'^2}P', \\ P' = \dfrac{1}{\alpha'\beta'\gamma'\left(1-\frac{a'^2}{\alpha'^2}-\frac{b'^2}{\beta'^2}-\frac{c'^2}{\gamma'^2}\right)}, \end{array}\right\}$$

idet $\alpha', \beta', \gamma', a', b', c'$ bestemmes paa sædvanlig Maade ved

$$\alpha'^2 = \alpha^2 + \varpi,\ \beta'^2 = \beta^2 + \varpi,\ \gamma'^2 = \gamma^2 + \varpi,\ a' = \frac{a\alpha}{\alpha'},\ b' = \frac{b\beta}{\beta'},\ c' = \frac{c\gamma}{\gamma'},$$

hvor ϖ betegner den enkelte positive Rod i den cubiske Ligning

$$\frac{a^2}{\alpha^2 + \varpi} + \frac{b^2}{\beta^2 + \varpi} + \frac{c^2}{\gamma^2 + \varpi} = 1.$$

Ligger det tiltrukne Punkt paa Overfladen selv, falde begge disse Tilfælde sammen, idet $\varpi = 0$, og man finder da, at A, B og C blive uendelig store; men især deleshed er det mærkeligt, at naar Punktet enten er udvendigt eller indvendigt, haves A, B, C som endelige algebraiske Functioner, medens de som bekjendt for $p = 2$ ere elliptiske. Naar $\alpha = \beta = \gamma$, reduceres Ellipsoiden til en Kugle, og man kan da for Simpelheds Skyld sætte $b = 0$ og $c = 0$, hvorved $B = 0$ og $C = 0$, hvorimod A bliver selve den til Kuglens Centrum dirigerede Resultant. Denne bliver da saaledes bestemt:

1. naar det tiltrukne Punkt er indvendigt:

$$A = \frac{gMa}{\alpha^3(\alpha^2 - a^2)};$$

2. naar det tiltrukne Punkt er udvendigt:

$$A = \frac{gM}{a^2(a^2 - \alpha^2)}.$$

I begge Tilfælde betegner α Kuglens Radius, a det tiltrukne Punkts Afstand fra Kuglens Centrum. Ligger det tiltrukne Punkt paa Kuglens Overflade, haves $a = \alpha$, altsaa ifölge begge Tilfælde $A = \infty$. Disse Resultater falde aldeles sammen med dem, som directe udledes af den almindelige Theorie af Kuglers Tiltrækning. At Tiltrækningen er uendelig, naar Punktet ligger paa Overfladen, kunde synes paradox; men ved en nærmere Betragtning vil det indsees at være en nödvendig Fölge af Sagens Natur. For Attractionsloven $\frac{g}{u^p}$ er det paa Kuglens Overflade beliggende Punkt tiltrukket i Retningen mod Kuglens Centrum ved en Kraft

$$A = \frac{\frac{3}{2}gM}{(p-1)(p-3)(p-5)\alpha^p}\left[(p-1)2^{3-p} + (p-5)0^{3-p}\right].$$

Denne Störrelse er endelig, naar $3-p$ er positiv d. e. naar enten p er positiv < 3 eller 0 eller negativ, og man erholder da simplere

$$A = \frac{3.2^{2-p}}{(3-p)(5-p)} \cdot \frac{gM}{a^p},$$

som viser, at Tiltrækningen er den selv samme, som hvis Kuglen blev remplaceret af et enkelt Punkt beliggende i Kuglens Centrum, men som maatte have en Masse saa stor som Kuglens Masse M multipliceret med Tallet $\frac{3.2^{2-p}}{(3-p)(5-p)}$ (hvilket Tal, naar p er under 3, alene bliver 1 for Værdierne $p=2$ og $p=-1$, i Overeensstemmelse med det bekjendte almindelige Theorem af *Laplace*). Derimod bliver Kraften A uendelig, naar enten $p=3$, idet Udtrykket transformeres til logarithmisk Form, eller $p>3$. Den uendelige Værdie maa altsaa hidröre fra det stærkere Forhold, hvori Attractionen mellem to Punkter kommer til at voxe ved deres Nærmelse til hinanden, og skyldes de nærmest omgivende Punkter af Massen, hvormed det tiltrukne Punkt er i Beröring. Er dette Punkt indvendigt, vil baade den indenfor liggende Kugle og den omgivende Kugleskal give en uendelig Tiltrækning, men, idet disse to Kræfter gaae i modsat Retning, frembringes en endelig Differents som resulterende Kraft; hvorimod, naar det tiltrukne indvendige Punkt antages stedse nærmere ved Overfladen og tilsidst at höre til Overfladen selv, voxer Tiltrækningen i det uendelige, idet den omgivende Kugleskal nærmer sig til at forsvinde.

Den fuldstændige Analyse af Ellipsoiders Tiltrækning leder til Besvarelsen af det ovennævnte Spörgsmaal, om ikke overhoved Ellipsoiden er en Ligevægtsfigur for det homogene Fluidum underkastet en constant Rotation saavelsom dets egne Deles gjensidige Tiltrækninger efter en hvilkensomhelst given Lov. Indskrænker man sig til at forudsætte saadanne Kræfter, som aftage, naar Afstanden voxer, men voxe, naar Afstanden formindskes (hvilke Kræfter ere de eneste, som forekomme i Naturen ved enkelte Punkters eller Masseelementers gjensidige Tiltrækninger), saa er Svaret benægtende; thi det viser sig, *at det alene er Tiltrækningen omvendt som Qvadratet af Afstanden, som tilstæder ellipsoidiske Ligevægtsfigurer af det homogene og roterende Fluidum.* Vil man derimod admittere ogsaa saadanne Attractionskræfter, som voxe eller aftage samtidigen med Afstanden, kunne uendelig mange andre Kræfter gjöre ellipsoidiske Ligevægtsfigurer mulige, nemlig alle de, som forholde sig directe som en Potents af Afstanden med en positiv Exponent, som ikke er under 1. Vel er der i denne Undersögelse alene taget Hensyn til saadanne Attractioner, som forholde sig som Potentser af Afstanden, men Resultatet udvides let til andre Kræfter, idet Functionen af Afstanden u tænkes udviklet efter Potentser. Den almindelige Tiltrækningslov, hvortil ellipsoidiske Ligevægtsfigurer svare, kan fölgelig fremstilles ved en Række af Formen

$$\frac{g}{u^2} + Gu + G_1 u^{1+p_1} + G_2 u^{1+p_2} + G_3 u^{1+p_3} + \ldots,$$

idet $p_1, p_2, p_3, \ldots$ ere alle positive, og Coefficienterne g, G, G_1, G_2, $G_3 \ldots$ positive eller 0. Den samme Analyse giver ogsaa Midlet til at bestemme de forskjellige Ellipsoider, som for en given Attraction af den anförte Natur svare til opgivne Værdier af Rotationshastighed, Volumen og Tæthed, og man erholder almindeligen deels Revolutions-Ellipsoider, deels Ellipsoider med tre ulige Axer. Specielt indbefattes herunder Oplösningen af Problemet angaaende de ellipsoidiske Ligevægtsfigurer i Tilfældet af den sædvanlige Tiltrækningslov omvendt som Qvadratet af Afstanden d. e. hvor $0 = G = G_1 = G_2 = G_3 \ldots$. Dette Tilfælde har været tidligere behandlet af forskjellige Mathematikere, men er dog ogsaa i nærværende Afhandling bleven nærmere undersögt, da de Resultater, man herover havde fremstillet, i enkelte Punkter forekom mindre tilfredsstillende. Tilfældet af tre ulige Axer er blevet undersögt af den berömte engelske Mathematiker *Ivory*, men, som *Liouville* har viist, ikke heldigen, og i det seneste Arbeide herover, af den tydske Mathematiker *C. O. Meyer*, er den mindste Halvaxe, hvorom Massen roterer, sat $= 1$, men heraf fölger, at de Ligevægtsfigurer, som derefter ere bestemte for den samme Rotation, maae, for at kunne svare til den samme Rotationsaxe, tilhöre Masser af forskjellig Störrelse; men dette Problem, som af den nævnte Mathematiker er behandlet med fortrinlig Skarpsindighed, er ikke det, som nærmest tjener til at opklare Sagen. Som de givne Störrelser maa man antage: 1) Rotationshastigheden ε; 2) Volumen V; 3) Tætheden ϱ; 4) Intensiteten af Attractionskraften (for Masseenheder i Enhed af Afstand) g. Heraf skal Ellipsoidens Figur findes, nemlig de tre halve Axer

$$\alpha, \quad \beta, \quad \gamma,$$

af hvilke α antages at være den mindste, altsaa 2α den Axe, hvorom

Ellipsoiden roterer. Betegnes ved e og e' Excentriciteterne af de to gjennem denne Axe lagte elliptiske Hovedsnit, nemlig

$$e^2=1-\frac{\alpha^2}{\beta^2},\qquad e'^2=1-\frac{\alpha^2}{\gamma^2},$$

og sættes

$$e=\sin\theta,\ \lambda=\operatorname{tg}\theta,\qquad e'=\sin\theta',\ \lambda'=\operatorname{tg}\theta',$$

samt

$$H=\frac{\varepsilon^2}{\sqrt[3]{6\pi^2 V.g\varrho}},$$

findes

$$\alpha=\sqrt[3]{\frac{V\cos\theta\cos\theta'}{\frac{4}{3}\pi}},\quad \beta=\sqrt[3]{\frac{V\cos\theta'}{\frac{4}{3}\pi\cos^2\theta}},\quad \gamma=\sqrt[3]{\frac{V\cos\theta}{\frac{4}{3}\pi\cos^2\theta'}},\tag{1}$$

idet θ og θ' bestemmes ved λ og λ', hvis Værdier blive at söge ifölge Ligningen

$$\left.\begin{aligned}H&=2\lambda^2\sqrt[3]{\frac{1+\lambda'^2}{(1+\lambda^2)^2}}\int_0^1\frac{x^2(1-x^2)dx}{\sqrt{(1+\lambda^2x^2)^3(1+\lambda'^2x^2)}}\\&=2\lambda'^2\sqrt[3]{\frac{1+\lambda^2}{(1+\lambda'^2)^2}}\int_0^1\frac{x^2(1-x^2)dx}{\sqrt{(1+\lambda^2x^2)(1+\lambda'^2x^2)^3}}.\end{aligned}\right\}\tag{2}$$

Denne Ligning kan almindeligen paa to Maader tilfredsstilles, som lede respective til *Maclaurins* og *Jacobis* Theoremer.

Förste Oplösning: $\lambda=\lambda'$, altsaa $\beta=\gamma$, d. e. en Revolutions-Ellipsoide, og ifölge (2), ved at udföre Integrationen og indsætte $\lambda=\operatorname{tg}\theta$,

$$H=\frac{(3+\operatorname{tg}^2\theta)\theta-3\operatorname{tg}\theta}{\operatorname{tg}^3\theta}\sqrt[3]{\cos^2\theta},\tag{3}$$

som tjener til at bestemme θ, hvorefter (1) giver

$$\alpha=\sqrt[3]{\frac{V\cos^2\theta}{\frac{4}{3}\pi}},\qquad \beta=\gamma=\sqrt[3]{\frac{V}{\frac{4}{3}\pi\cos\theta}}.\tag{4}$$

Oplösningen af den transcendente Ligning (3) lettes ved den til Afhandlingen föiede Tavle, som fremstiller Værdierne af H svarende til de successive Værdier af θ i hele Grader fra 0^0 til 90^0; thi ved blot Inspection af Tavlen findes med en vis Grad af Tilnærmelse de til den opgivne H svarende Vinkler θ. Denne Tavle viser, hvad ogsaa en directe Undersögelse af Functionen tjener til at godtgjöre, at H i Intervallet fra $\theta=0$ til $\theta=90^0$ er bestandigen positiv, men ved disse Grændser selv 0, og at den blot har et enkelt Maximum svarende omtrent til $\theta=58^0$. Man har nemlig:

θ	e	H
57^0	0,83867	0,13221
58^0	0,84805	0,13236
59^0	0,85717	0,13222

Er H liig sit Maximum d. e. $H=0{,}13236$, saa er kun en enkelt Revolutions-Ellipsoide mulig; er H större end denne Værdie, ere Revolutions-Ellipsoiderne umulige; men er H under denne Værdie, erholdes to forskjellige Revolutions-Ellipsoider, der stedse mere fjerne sig fra hinanden, eftersom H aftager, og som for $H=0$ ere paa den ene Side Kuglen ($\theta=0$), paa den anden Side Planet ($\theta=90^0$).

Anden Oplösning: 2den og 3die Side af Ligning (2) giver, naar $\lambda^2-\lambda'^2$ bortdivideres,

$$\int_0^1 \frac{x^2(1-x^2)(1-\lambda^2\lambda'^2x^2)dx}{\sqrt{(1+\lambda^2x^2)^3(1+\lambda'^2x^2)^3}}=0, \tag{5}$$

tjenende til at bestemme Ligevægts-Ellipsoiden med tre ulige Axer. Til λ som given kan der aabenbart kun svare en enkelt Værdie af λ', efterdi venstre Side af Ligning (5) er bestandigen aftagende, naar λ' er voxende. Det sees tillige, at man maa have $\lambda\lambda'>1$, da ellers alle Elementerne af Integralet vilde være positive; fölgelig, naar λ antages at være den största af de to Störrelser λ og λ', maa man nödvendigen have $\lambda>1$ eller $\theta>45^0$, og tillige

$$\theta>\theta'>90^0-\theta.$$

Specielt kunde man imidlertid have $\theta=\theta'$, altsaa $\lambda=\lambda'$, hvorved Ligning (5) reduceres til

$$\frac{\lambda(3+13\lambda^2)}{3+14\lambda^2+3\lambda^4}-\text{arc}\,(\text{tg}=\lambda)=0. \tag{6}$$

Heraf udledes $\theta=45^0$ omtrent, som giver en Revolutions-Ellipsoide, hörende til den af de to Rækker, som med aftagende Excentriciteter nærmer sig til Kuglen, og svarende til $H=0{,}112$. Denne Værdie falder omtrentlig sammen med det Maximum, over hvilket kun Revolutions-Ellipsoider ere mulige, hvorimod der for enhver Værdie af H under dette Maximum foruden de to Revolutions-Ellipsoider gives en enkelt Ellipsoide med tre ulige Axer. Eftersom H nærmer sig til 0, ville de to elliptiske Hovedsnit, bestemte ved Excentricitets-Vinklerne

θ og θ', stedse mere fjerne sig fra hinanden, saa at medens de ved den överste Grændse faldt sammen og dannede en Revolutions-Ellipsoide, ville de ved den nederste Grændse, idet $\theta = 90^0$, $\theta' = 0$, give den rette Cylinder, hvis circulære Grundflade er af en forsvindende Störrelse (ifölge (1) bliver $\alpha = 0$, $\beta = \infty$, $\gamma = 0$). For nu at kunne til en opgiven Værdie af H, som er under det nævnte Maximum, med Lethed bestemme de tilsvarende Værdier af θ og θ', vil det ogsaa her være hensigtsmæssigt at construere en Tavle, indeholdende 1°. θ fra 45^0 til 90^0, 2°. de tilsvarende Vinkler θ' bestemte ved Ligning (5), 3°. de tilsvarende Værdier af H bestemte ved Ligning (2). Gaaer man ud fra den Værdie af λ, som er bestemt ved Ligning (6), saa vil en lille Forandring af λ til $\lambda + h$ gjöre, at λ' bliver til $\lambda' - k$, hvor k kan udtrykkes, idet dens höiere Potentser bortkastes, ved Integraler af samme Slags som de, der indgaae i Ligningerne (2) og (5). Den hele Beregning kan fölgelig skee successive, og lettes iövrigt ved Benyttelsen af de elliptiske Tavler; thi alle de her forekommende Integraler kunne transformeres til elliptiske Functioner af 1ste og 2den Art, med Amplitude $= \theta$ og med en Modulus, hvis Complement $= \frac{\lambda'}{\lambda}$. For de smaa Værdier af λ' er det derimod simplere at udvikle i Række efter stigende Potentser af denne Störrelse.

Den fuldstændige Theorie af de ellipsoidiske Ligevægts-Figurer, hvis Hovedpunkter her korteligen ere meddeelte, finder vel ikke directe Anvendelse i den physiske Astronomie, efterdi Himmellegemerne ikke kunne ansees for homogene; men alligevel er denne Theorie nödvendig for Besvarelsen af flere vigtige Spörgsmaale angaaende disse Legemers Figur, og tjener blandt andet netop til i visse Tilfælde at godtgjöre Heterogeneiteten, idet Rotation, Volumen, Middeltæthed og Figur findes ved et Himmellegeme ikke saaledes at stemme med hinanden, som de homogene Ellipsoiders Theorie vilde kræve det. Især deleshed finder dette Anvendelse paa Jordkloden, for hvilken de fire nævnte Störrelser ere nöiagtigen bekjendte. Medens Planeterne saavelsom Solen höre til de kugeldannede Revolutions-Ellipsoider d. e. som have en meget lille Excentricitet, kjender man paa den anden Side intet Exempel paa de skivedannede Revolutions-Ellipsoider d. e. som have en meget stor Excentricitet. Hvad derimod de cylindrisk formede Ellipsoider angaaer, eller dem med tre ulige Axer, have Nogle troet, at visse Fixstjerners periodiske Lys muligen lod sig forklare ved Antagelsen af denne Figur. Det er vanskeligt at pröve, om denne Forklaring kan admitteres; men det vil her være tilstrækkeligt at bemærke, at naar Observator befinder sig i en saadan Ellipsoides Æqvatorialplan, vil den periodiske Forandring være ham meest kjendelig, og at den stærkeste og svageste Lysstyrke da maae forholde sig til hinanden som Arealerne af de to elliptiske Hovedsnit d. e. som $\beta:\gamma$ eller omvendt som Cosinusserne af deres Excentricitets-Vinkler, samt at Rotationstiden, hvoraf ε findes, vil være liig den dobbelte Tidslængde af Perioden. Af $\frac{\cos\theta'}{\cos\theta}=\mu$ som given udledes ifölge Ligning (5) eller af den construerede Tavle Værdierne af θ og θ', saa at, da ε ogsaa kjendes, behöver man blot at fastsætte en Hypothese med Hensyn til Tætheden ϱ, for at Volumen V ifölge (2) og dernæst α, β, γ ifölge (1) kunne blive bekjendte.