DETERMINATIO MOTVS OSCILLATORII,

IN PRAECEDENTE DISSERTATIONE PERTRACTATI, EX PRIMIS MECHANICAE PRINCIPIIS PETITA.

Auctore

L. EVLERO.

§. 1.

Tab. I. Fig. 4. 5. Figura concipiatur in plano verticali descripta, cui axis girationis in A sit normalis, vnde ducta notetur recta verticalis A V, a qua pro dato tempore $= t$ filum A B declinet angulo B A V $= \theta$. Filo autem in B alligatum sit corpus B M N, cuius centrum grauitatis reperiatur in C, ex quo per B recta C B D producta verticali occurrat in puncto D, cum ea faciens angulum C D V $= \Phi$, tum vero vocetur longitudo fili A B $= a$ et interuallum B C $= b$, ipsum autem filum A B concipiatur grauitatis expers, corporis autem annexi B M N pondus seu massa vocetur $= M$, iam in hoc corpore concipiatur axis ad planum verticale normalis per centrum grauitatis C ductus, cuius respectu sit corporis momentum inertiae $= M c c$, vnde si corpus fuerit globus radio B C $= b$ descriptus, notum est fore $c c = \frac{2}{5} b b$, generatim autem calculum ad alia quae-

quaecunque corpora accommodare licet, dummodo memoratus axis per C ductus simul fuerit vnus ex axibus principalibus cuiusque corporis, quia aliter corpus circa eum libere girari non posset sed motum quendam turbinatorium acciperet.

§. 2. His positis, vt in motum huius corporis B M N quatenus filo A B est allegatum, inquiramus, vires illud sollicitantes perpendere debemus, duae autem tantum occurrunt huiusmodi vires, altera vis grauitatis ponderi corporis M aequalis, directionem habens verticalem C E ipsi centro grauitatis C applicata, altera vero vis corpori in puncto B est applicata tensioni fili A B aequalis quam littera T designemus. Iam in corpore B M N duplex motus est considerandus, alter progressiuus, quo centrum grauitatis C fertur, quem secundum directiones fixas C E et C Q commodissime resoluimus: Alter est cuius motus giratorius circa centrum grauitatis C, quem ex variabilitate anguli C D V $= \Phi$ diiudicari oportet; quemadmodum igitur vterque motus per vires sollicitantes determinari debeat, prima mechanicae principia luculenter declarant.

§. 3. Primo igitur motum progressiuum centri grauitatis C inuestigemus, quem in finem vocemus coordinatas A Q $= x$ et Q C $= y$, ac manifestum est fore $x = a \operatorname{cos}. \vartheta + b \operatorname{cos}. \Phi$ atque $y = a \operatorname{fin}. \vartheta + b \operatorname{fin}. \Phi$, tum vero tensio fili $=$ T pro directione verticali P A, dat vim $=$ T cos. ϑ at pro directione horizontali B P vim $=$ T fin. ϑ, grauitas autem

 seu

seu pondus corporis $= M$ pro sola directione verticali suppeditat vim $= M$ deorsum tendentem, pro directione autem horizontali nullam. Hinc autem principia mechanicae sumto elemento temporis dt constante ac denotante g altitudinem, per quam grauia vno minuto secundo libere delabuntur, sequentes duas aequationes suppeditant

$$\frac{ddx}{2g\,dt^2} = \frac{M - T\cos.\vartheta}{M}, \quad \frac{ddy}{2g\,dt^2} = \frac{-T\sin.\vartheta}{M}$$

quae formulae ita sunt comparatae, vt tempus iam in minutis secundis exprimant, indeque ad quoduis tempus in minutis secundis expressum, status corporis clarissime definiatur, vtcunque etiam motus fuerit irregularis.

§. 4. Pro motu autem giratorio corporis circa axem in centro grauitatis C conceptum, vis grauitatis $CE = M$ nullum plane praebet momentum; tensio autem fili T, qua corpus in directione BA vrgetur ob angulum $ABD = \Phi - \vartheta$ respectu illius axis praebet momentum $= Tb\sin.(\Phi - \vartheta)$ quod angulum girationis $BDP = \Phi$ imminuere tendit, hoc vero momentum per momentum inertiae Mcc diuisum, exhibebit retardationem motus giratorii, quae ergo hac aequatione exprimetur

$$\frac{dd\Phi}{2g\,dt^2} = \frac{-Tb\sin.(\Phi - \vartheta)}{Mcc}$$

quae aequatio cum duabus praecedentibus coniuncta omnia determinat, quae ad motus cognitionem desiderari possunt, ex his enim tribus aequationibus ad quoduis tempus t ternas nostras incognitas angulos scilicet

scilicet ϑ et Φ cum tensione T definire licebit, quantaecunque etiam fuerint penduli excursiones, quibus autem generatim euoluendis hic non immoror.

§. 5. Contemplabor enim, cum illustri Auctore superioris dissertationis, tantum oscillationes quam minimas, ita vt bini anguli ϑ et Φ semper spectari queant tanquam infinite parui, hinc sinus istorum angulorum ipsis aequales, cosinus vero vnitati aequales censeri poterunt, ideoque habebimus nostras coordinatas $x = a + b$ et $y = a\vartheta + b\Phi$, ex quo ternae nostrae aequationes sequentes induent formas

I. $o = \frac{M - T}{M}$

II. $\frac{a\,dd\vartheta + b\,dd\Phi}{2g\,dt^2} = \frac{-T\vartheta}{M}$

III. $\frac{dd\Phi}{2g\,dt^2} = \frac{-Tb(\Phi - \vartheta)}{Mcc}$

ex quarum prima statim sponte innotescit quantitas tensionis fili $T = M$, semper scilicet ipsi ponderi corporis M erit aequalis; hoc igitur valore substituto duae reliquae nostrae aequationes erunt

prior $\frac{a\,dd\vartheta + b\,dd\Phi}{2g\,ds^2} = -\vartheta$ et altera $\frac{dd\Phi}{2g\,dt^2} = \frac{-b\Phi + b\vartheta}{cc}$

ac si ex posteriore loco $\frac{dd\Phi}{2g\,dt^2}$ eius valor in priore substituatur, fiet

$$\frac{a\,dd\vartheta}{2g\,dt^2}\,\frac{-bb\Phi + bb\vartheta}{cc} = -\vartheta \text{ siue } \frac{dd\vartheta}{2g\,dt^2} = \frac{bb\Phi - bb\vartheta - cc\vartheta}{acc}$$

$$= \frac{bb\Phi - (bb + cc)\vartheta}{acc}$$

quae combinata cum altera

$$\frac{dd\Phi}{2g\,dt^2} = \frac{-b\Phi + b\vartheta}{cc}$$

omnia

omnia continet quae, ad solutionem problematis requiruntur.

§. 6. Quo autem harum aequationum differentialium integralia indagemus, eas inter se ita combinemus, vt talis forma prodeat

$$\frac{\mathrm{A}\,dd\vartheta+\mathrm{B}\,dd\Phi}{2g\,dt^2}=\frac{\mathrm{N}(\mathrm{A}\vartheta+\mathrm{B}\Phi)}{acc},$$

reuera autem prodit

$$\frac{\mathrm{A}\,dd\vartheta+\mathrm{B}\,dd\Phi}{2g\,dt^2}=\frac{\mathrm{A}bb\Phi-\mathrm{A}(bb+cc)\vartheta}{acc}-\frac{\mathrm{B}ab\Phi+\mathrm{B}ab\ldots}{ac\ldots}$$

necesse est igitur, vt fiat.

I. $\mathrm{AN}=-\mathrm{A}(bb+cc)+\mathrm{B}ab$ et II. $\mathrm{NB}=\mathrm{A}bb-\mathrm{B}ab$

ex priore ergo

$$\mathrm{ABN}=-\mathrm{AB}(bb+cc)+\mathrm{BB}ab$$

ex altera vero

$$\mathrm{ABN}=\mathrm{AA}bb-\mathrm{AB}ab$$

qui duo valores inter se aequati praebent

$$\mathrm{AA}bb+\mathrm{AB}(bb+cc-ab)=\mathrm{BB}ab$$

vnde per resolutionem colligimus

$$\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{B}}=\frac{ab-bb-cc\pm\surd(aabb+2ab^3-2abcc+(bb+cc)^2)}{2bb}$$

ponamus iam breuitatis gratia

$$\frac{ab-bb-cc}{2bb}=p \quad \text{et} \quad \frac{\surd(aabb+2ab^3-2abcc+(bb+cc)^2)}{2bb}=q,$$

quandoquidem ex tribus quantitatibus cognitis a, b et c hinc litterae p et q facile determinantur, atque hinc pro fractione $\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{B}}$ geminum valorem adipiscimur alterum $\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{B}}=p+q$, alterum $\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{B}}=p-q$, quorum vtrumque seorsim euoluamus.

§. 7.

§. 7. Ex priore igitur habemus $A = p + q$ et $B = 1$ vnde obtinemus

$ABN = (p+q)^2 bb - (p+q)ab$, ergo $N = (p+q)bb - ab$

atque hinc aequatio differentio differentialis prior euadet

$$\frac{(p+q)dd\vartheta + dd\Phi}{2g\,dt^2} = \frac{((p+q)bb - ab)((p+q)\vartheta + \Phi)}{acc}$$

atque hinc sumendo q negatiue, statim formatur altera aequatio

$$\frac{(p-q)dd\vartheta + dd\Phi}{2g\,dt^2} = \frac{((p-q)bb - ab)((p-q)\vartheta + \Phi)}{acc}.$$

§. 8. Introducamus nunc loco angulorum ϑ et Φ duos alios angulos u et v ponendo.

$(p+q)\vartheta + \Phi = u$ et $(p-q)\vartheta + \Phi = v$ vt fiat $\vartheta = \frac{u-v}{2q}$

et $\Phi = \frac{u+v}{2} - p\frac{(u-v)}{2q}$

quo facto impetramus sequentes duas aequationes differentio differentiales

$$\frac{ddu}{2g\,dt^2} = \frac{-u(ab-(p+q)bb)}{acc} \quad \text{et} \quad \frac{ddv}{2g\,dt^2} = \frac{-v(ab-(p-q)bb)}{acc}$$

quarum altera inseruit quantitati u determinandae, altera vero ipsi v, quandoquidem hae duae quantitates u et v non amplius inuicem sunt permixtae.

§. 9. Ad has aequationes integrandas introducamus duas nouas litteras subsidiarias, statuamusque

$$\frac{2g(ab-(p+q)bb)}{acc} = mm \quad \text{et} \quad \frac{2g(ab-(p-q)bb)}{acc} = nn$$

vt aequationes nostrae integrandae ad has formas simplicissimas reuocentur

$$\frac{ddu}{dt^2} = -mmu, \quad \text{et} \quad \frac{ddv}{dt^2} = -nnv$$

 quarum

quarum integralia bis sumta reperiuntur per methodos cognitas

$$u = C\,\text{sin.}\,mt + D\,\text{cos.}\,mt \quad \text{et} \quad v = E\,\text{sin.}\,nt + F\,\text{cos.}\,nt$$

vbi litterae C, D, E, F quantitates constantes quascunque ex circumstantiis motus determinandas designant; quia autem per hypothesin anguli u et v perinde ac principales semper manere debent quasi infinite parui, etiam has constantes infinite paruas esse oportet.

§. 10. His igitur constantibus rite constitutis, quia numeri m et n dantur, ad quoduis tempus ab initio elapsum et in minutis secundis expressum ambo anguli u et v definiuntur, atque ex his porro ipsi anguli ϑ et Φ concludentur, quibus status penduli hoc tempore determinatur.

§. 11. His igitur probe perpensis, manifestum est, Problema quod hic tractamus maxime esse complicatum, si quidem solutio maxime generalis desideretur. Solutiones autem particulares inde fieri poterunt plus vel minus simplices prouti literarum C, D, E et F vna pluresue capiantur euanescentes, quibus autem euoluendis hic non immoror, cum in superiori dissertatione omnia quae huc pertinent feliciffime sint euoluta.

§. 12. Caeterum hic obseruasse iuuabit, hanc solutionem eatenus semper locum habere posse, quatenus formulae $ab-(p+q)bb$ et $ab-(p-q)bb$ ambae habeant valores positiuos, quod si enim ponatur $ab - pbb = rbb$, hae formulae in sequentes transmutantur

mutantur $(r-q)bb$ et $(r+q)bb$, existente $r=\frac{ab+bb+cc}{2bb}$, quare quum sit $rr>qq$, ob $r+q$ quantitatem positiuam, positiuum quoque nanciscetur valorem $r-q$; perpetuo autem tenendum est longitudinem fili A B non pro lubitu diminui posse, si enim nimis breue statuatur, angulus ϑ non amplius spectari poterit vt valde exiguus, sed potius ingentem obliquitatem accipere posset, etiamsi alter angulus Φ maneat infinite paruus. Neque vero casum quo corpus B M N immediate ex axe A suspenditur ita interpretari licet, quasi filum A B esset quam breuissimum, quam ob caussam consideratio pendulorum consuetorum ex A suspensorum toto coelo a praesente Problemate discrepare est censenda, vnde nemini mirum videri debet, si iste casus ex nostra analysi deriuari nequit, interim tamen etiam ex nostris formulis generalibus non difficulter deducitur, dummodo angulus ϑ non tanquam infinite paruus spectetur.

Euolutio concinnior huius solutionis.

§. 13. Cum tota solutio ex tribus quantitatibus datis a, b, c sit repetenda, statuatur primo $\frac{b+cc}{b}=f$ quae est ea ipsa quantitas, quam illustris Auctor superioris dissertationis littera a designauit, dum longitudinem fili A B posuit $=b$ quae hic est $=a$, hinc statim modo simpliciori habebimus

$$p=\frac{a-f}{2b} \text{ et } q=\frac{\sqrt{(a-f)^2+4ab}}{2b},$$

vnde deducimus

$$mm = \frac{bg(a+f-\sqrt{((a-f)^2+4ab)})}{acc} \text{ et}$$

$$nn = \frac{bg(a+f+\sqrt{((a-f)^2+4ab)})}{acc}.$$

Ponamus autem porro breuitatis gratia $\sqrt{((a-f)^2 + 4ab)} = h$, vt sit $q = \frac{h}{2b}$ fietque

$$mm = \frac{bg(a+f-h)}{acc} \text{ et } nn = \frac{bg(a+f+h)}{acc},$$

tum vero bina membra quibus anguli u et v exprimebantur succinctius ita contrahi possunt, vt sit

$$u = C \sin.(mt+\mu) \text{ et } v = E \sin.(nt+\nu),$$

vbi litterae C, E et μ, ν denotant constantes per integrationem ingressas, quas ex motu initiali definiri oportet vti mox videbimus.

§. 14. Quia deinde habuimus:

$$\vartheta = \frac{u-v}{2q} \text{ et } \Phi = \frac{u+v}{2} - \frac{p(u-v)}{2q}$$

nunc erit

$$\vartheta = \frac{b(u-v)}{h} \text{ et } \Phi = \frac{u+v}{2} - \frac{a-f(u-v)}{2h} \text{ siue } \Phi = \frac{(h-a+f)u}{2h} + \frac{(h+a-f)}{2h}$$

vnde si loco v et u valores ante dati substituantur nanciscimur

$$\vartheta = \frac{Cb}{h}\sin.(mt+\mu) - \frac{Eb}{h}\sin.(nt+\nu) \text{ et}$$

$$\Phi = \frac{C(h-a+f)}{2h}\sin.(mt+\mu) + \frac{E(h+a-f)}{2h}\sin.(nt+\nu)$$

ex quibus formulis ad datum quoduis tempus t ambo anguli ϑ et Φ assignari poterunt, vnde totus penduli motus innotescet.

§. 15. Vt vero etiam ipsa celeritas angularis vtriusque motus patescat, notandum est celeritatem angu-

angularem, qua bini anguli ϑ et Φ increſcunt, eſſe $\frac{d\vartheta}{dt}$ et $\frac{d\Phi}{dt}$ quae igitur ex noſtris formulis fient

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{mCb}{b}\,\text{cof.}\,(mt+\mu) - \frac{nEb}{b}\,\text{cof.}\,(nt+\nu)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{mC(b-a+f)}{2b}\,\text{cof.}\,(mt+\mu) + \frac{nE(b+a-f)}{2b}\,\text{cof.}\,(nt+\nu)$$

atque hinc iam pro ipſo motus initio, quo erat tempus $t=0$, non ſolum ipſos angulos ϑ et Φ ſed etiam eorum celeritates angulares tam filo quam corpori primum impreſſas aſſignare poterimus, erat enim ipſo motus initio vbi $t=0$

$$\vartheta = \frac{Cb}{b}\,\text{ſin.}\,\mu - \frac{Eb}{b}\,\text{ſin.}\,\nu$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{mCb}{b}\,\text{cof.}\,\mu - \frac{nEb}{b}\,\text{cof.}\,\nu$$

$$\Phi = \frac{C(b-a+f)}{2b}\,\text{ſin.}\,\mu + \frac{E(b+a-f)}{2b}\,\text{ſin.}\,\nu$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{mC(b-a+f)}{2b}\,\text{cof.}\,\mu + \frac{nE(b+a-f)}{2b}\,\text{cof.}\,\nu$$

quae quatuor quantitates cum ex dato motu initiali ſint cognitae, hinc quatuor noſtras conſtantes C, E et angulos μ et ν definire licebit, ita vt deinceps pro quouis tempore t noſtrae formulae determinatos valores ſint exhibiturae.

§. 16. Cum in has determinationes gemini anguli $(mt+\mu)$ et $(nt+\nu)$ ingrediantur, qui adeo inter ſe incommenſurabiles eſſe poſſunt; motus vtique maxime complicatus exſurget, niſi forte alterutrum angulus ex calculo egrediatur, id quod vſu venit, ſi fuerit vel $C=0$ vel $E=0$, quibus caſibus motus regularis motui pendulorum ſimplicium ſimilis exorietur.

§. 17. Sit igitur primo $E = 0$ ita vt motu determinatio tantum a solo angulo $(mt + \mu)$ pen deat atque manifestum est, post tempus $t = \frac{\pi}{m}$ se vbi π denotat semiperipheriam circuli, cuius radiu $= 1$. sinum anguli $(mt + \mu)$ priori fore aequa lem at signo diuerso affectum, vnde hoc tempor $t = \frac{\pi}{m}$ pendulum vnam oscillationem peregisse cen sendum erit; simili modo si fuerit $C = 0$, oscill tiones iterum euadent regulares et singulae absolu tur tempore $t = \frac{\pi}{m}$ secund.

§. 18. Sin autem neque $E = 0$ neque $C = 0$ motus maxime erit irregularis, interim tamen eum mente saltem tanquam ex duplici motu regulari compo situm spectare licebit, quorum altero oscillationes pera gantur tempore $\frac{\pi}{m}$ sec. altero vero tempore $t = \frac{\pi}{n}$ sec prorsus vti Illustris Auctor superioris dissertatio ingeniosissime ex suis principiis conclusit, atque ho obseruato facile erit pulcherrimum consensum inte vtramque solutionem agnoscere, etiamsi ex diuersi simis principiis ambae sint erutae.

Digressio ad oscillationes finitas.

§. 19. Hanc quaestionem methodo Bernoulli na ne tentare quidem licet, prima autem motu principia iam initio tres nobis suppeditauerunt ae quationes, quibus plena huius quaestionis solutio con tinetur, quae posito

$$x = a\cos.\vartheta + b\cos.\Phi \quad \text{et} \quad y = a\sin.\vartheta + b\sin.\Phi \text{ er}$$

$$\text{I. } \frac{ddx}{2g\,dt^2} = \frac{1 - T\cos.\vartheta}{M} \qquad \text{II. } \frac{ddy}{2g\,dt^2} = \frac{-T\sin.\vartheta}{M}$$

$$\text{III. } \frac{dd\Phi}{2g\,dt^2} = \frac{-Tb\sin.(\Phi - \vartheta)}{Mcc}$$

totum ergo negotium huc redit, vt istae aequationes per integrationem eo perducantur, vt singula motus phaenomena inde definiri queant, quae inuestigatio si minus succedat, imperfectioni Analyseos potius quam mechanicae erit tribuendum.

§. 20. Statim autem hinc vnam integrationem exsequi licet, si enim prima multiplicetur per

$$dx = -a\,d\vartheta\,\sin.\vartheta - b\,d\Phi\,\sin.\Phi$$

secunda vero per

$$dy = a\,d\vartheta\,\cos.\vartheta + b\,d\Phi\,\cos.\Phi$$

aggregatum colligitur fore

$$\frac{dx\,ddx + dy\,ddy}{2g\,dt^2} = dx \begin{cases} +\frac{T}{M}(ad\vartheta\sin.\vartheta\cos.\vartheta + bd\Phi\cos.\vartheta\sin.\Phi) \\ -\frac{T}{M}(ad\vartheta\sin.\vartheta\cos.\vartheta + bd\Phi\cos.\Phi\sin.\vartheta) \end{cases}$$

vbi in terminis fractionem $\frac{T}{M}$ continentibus partes priores se destruunt, posteriores vero contrahuntur in $bd\Phi\sin.(\Phi - \vartheta)$ ita vt habeamus

$$\frac{dx\,ddx + dy\,ddy}{2g\,dt^2} = dx\,\frac{T}{M}(b\,d\Phi\sin.(\Phi - \vartheta))$$

cui si addatur tertia aequatio per $cc\,d\Phi$ multiplicata, resultabit ita aequatio integrabilis

$$\frac{dx\,ddx + dy\,ddy + cc\,d\Phi\,dd\Phi}{2g\,dt^2} = dx$$

cuius integrale est

$$\frac{dx^2 + dy^2 + cc\,d\Phi^2}{4g\,dt^2} = x + k$$

deno-

denotante k constantem integratione ingressam, haecque aequatio inuoluit conseruationem virium viuarum.

§. 21. Quia tensio fili T nondum constat, eam ex nostris aequationibus eliminemus, vbi

I^{ma} sin. ϑ — II^{da} cos. ϑ praebet

$$\frac{ddx\sin.\vartheta - ddy\cos.\vartheta}{2g\,dt^2} = \sin.\vartheta$$

vt autem insuper aliam aequationem a tensione fili liberam obtineamus, euoluamus hanc combinationem

I^{ma} sin. Φ — II^{da} cos. Φ vnde fit

$$\frac{ddx\sin.\Phi - ddy\cos.\Phi}{2g\,dt^2} = \sin.\Phi - \frac{T}{M}\sin.(\Phi - \vartheta)$$

cum nunc ex tertia aequatione fit

$$\frac{cc\,d\Phi}{2g\,dt^2} = -\frac{T}{M}\sin.(\Phi - \vartheta)$$

haec ab illa in b ducta, subtracta relinquet

$$\frac{b\,ddx\sin.\Phi - b\,ddy\cos.\Phi - cc\,dd\Phi}{2g\,dt^2} = b\sin.\Phi$$

in quibus duabus aequationibus integralis ante inventa iam continetur.

§. 22. Eliminemus autem insuper litteras x et y, vt binos tantum angulos variabiles ϑ et Φ cum tempore t in calculum introducamus et cum sit

$dx = -ad\vartheta\sin.\vartheta - bd\Phi\sin.\Phi$ et $dy = ad\vartheta\cos.\vartheta + bd\Phi\cos.\Phi$ erit

$ddx = -add\vartheta\sin.\vartheta - ad\vartheta^2\cos.\vartheta - bdd\Phi\sin.\Phi - bd\Phi^2\cos.\Phi$ et

$ddy = add\vartheta\cos.\vartheta - ad\vartheta^2\sin.\vartheta + bdd\Phi\cos.\Phi - bd\Phi^2\sin.\Phi$

vnde colligitur fore

$ddx\sin.\vartheta - ddy\cos.\vartheta = -add\vartheta - bdd\Phi\cos.(\Phi-\vartheta) + bd\Phi^2\sin.(\Phi-\vartheta)$

$ddx\sin.\Phi - ddy\cos.\Phi = -add\vartheta\cos.(\Phi-\vartheta) - ad\vartheta^2\sin.(\Phi-\vartheta) - bdd\Phi$

hi

his igitur valoribus ſubſtitutis binae noſtrae aequationes has induent formas:

$$\text{I.}\quad \frac{a\,dd\vartheta - b\,dd\Phi\,\text{cof.}(\Phi-\vartheta) + b\,d\Phi^2\,\text{fin.}(\Phi-\vartheta)}{2g\,dt^2} = \text{fin.}\,\vartheta$$

$$\text{II.}\quad \frac{a b\,dd\vartheta\,\text{cof.}(\Phi-\vartheta) - a b\,d\vartheta^2\,\text{fin.}(\Phi-\vartheta) - bb\,dd\Phi - cc\,dd\Phi}{2g\,dt^2} = b\,\text{fin.}\,\Phi$$

aequatio autem integrata quam ſupra inuenimus hanc induet formam

$$\frac{aa\,d\vartheta^2 + 2ab\,d\vartheta\,d\Phi\,\text{cof.}(\Phi-\vartheta) + (bb+cc)\,d\Phi^2}{4g\,dt^2} = \text{cof.}\,\vartheta + b\,\text{cof.}\,\Phi + k.$$

§. 23. Hic ante omnia notatu digna occurrit haec combinatio

$$\text{I}^{ma}\; b\,\text{fin.}\,\Phi - \text{II}^{da}\,(-\,\text{fin.}\,\vartheta)$$

quae praebet hanc formam

$$-ab\,dd\vartheta\,(\text{cof.}\,\vartheta\,\text{fin.}(\Phi-\vartheta)) + ab\,d\vartheta^2\,\text{fin.}(\Phi-\vartheta)\,\text{fin.}\,\vartheta$$
$$-bb\,dd\Phi(\text{cof.}\,\Phi\,\text{fin.}(\Phi-\vartheta) + bb\,d\Phi^2\,\text{fin.}\,\Phi\,\text{fin.}(\Phi-\vartheta) + cc\,dd\Phi\,\text{fin.}\,\vartheta : 2g\,dt^2$$

$= 0$ et per fin. $(\Phi-\vartheta)$ diuidendo

$$-ab\,dd\vartheta\,\text{cof.}\,\vartheta + ab\,d\vartheta^2\,\text{fin.}\,\vartheta - bb\,dd\Phi\,\text{cof.}\,\Phi + bb\,d\Phi^2\,\text{fin.}\,\Phi + \frac{cc\,dd\Phi\,\text{fin.}\,\vartheta}{\text{fin.}(\Phi-\vartheta)} = 0$$

interim tamen fateri cogor me hinc nullam aliam aequationem integralem elicere poſſe, vnde vlteriorem harum aequationum euolutionem aliis ſuſcipiendam relinquo. Miſſa igitur hac ſpeculatione, examinemus accuratius quantum minimae ſaltem huius generis oſcillationes a motu pendulorum ſimplicium diſcrepare poſſint.

Comparatio istarum oscillationum minimarum cum motu penduli simplicis per euolutionem casus determinati instituta.

§. 24. Ante omnia igitur necesse est, vt motum penduli ordinarii ad similem formam analyticam reuocemus. Concipiamus igitur filum A B = tanquam virgam rigidam etiamnum grauitatis expertem, cui corpus B M N in B ita sit affixum, vt A B C sit linea recta neque in B vlla inflexio fieri queat; quod si iam ad tempus datum t declinatio huius penduli V A B dicitur $= \eta$ ob momentum inertiae corporis B M N respectu axis girationis A $= M((a+b)^2 + cc)$ habebitur ista aequatio differentialis

$$\frac{dd\eta}{2g\,dt^2} = -\frac{(a+b)\,\text{sin.}\,\eta}{(a+b)^2+cc}$$

vbi ob oscillationes minimas loco sin. η scribere licet ipsum angulum η, hinc igitur si breuitatis gratia faciamus

$$\frac{2g(a+b)}{(a+b)^2+cc} = ll,$$

post duplicem integrationem reperitur fore

$$\eta = \text{A sin.}\,(lt + \lambda)$$

vbi A et λ sunt constantes arbitrariae, ex qua formula intelligitur tempus vnius cuiusque oscillationis fore $= \frac{\pi}{l}$ sec.

§. 25.

§. 25. Vt iam casum determinatum ad calculum reuocemus, sit corpus annexum B M N globus ex materia homogenea confectus et statuamus

I°. Longitudinem fili A B $= a = 3$ digit.

II°. Radium globi B C $= b = 1$ digit.

III°. Hinc autem fiet $cc = \frac{2}{5} bb = \frac{2}{5}$

Hic autem digitos intelligamus decimales pedis rhenani ita vt fiat altitudo $g = 156\frac{1}{4}$ digit. his positis pro motu penduli rigidi colligimus fore $ll = \frac{6250}{82} = 76,21951$ hincque $l = 8,73038$ vnde tempus vnius oscillationis prodit $= 0,35984$ sec.

§. 26. Faciamus nunc etiam calculum pro nostro pendulo flexili, quod non differt a praecedente nisi quod globus hic etiam circa punctum B girari possit ex §. 13. deriuemus valores

I°. $f = \frac{b + cc}{b} = \frac{7}{5} = 1,40000$

II°. $a - f = 1,60000$ et

III°. $h = V((a-f)^2 + 4ab) = 3,81575$

vnde porro colligimus

$mm = \frac{bg(a + f + h)}{acc} = \frac{(156,250)(0,58424)}{1,20000} = 76,07332$

hinc $m = 8,72200$ porro

$nn = \frac{bg(a + f + h)}{acc} = \frac{(156,250)(8,21575)}{1,20000} = 1069,768$ et

hinc $n = 32,70730$

pro ipsis autem angulis ϑ et Φ habemus

$\frac{b}{h} = 0,26207$, $\frac{h - a + f}{2h} = 0,29036$ et $\frac{h + a - f}{2h} = 0,70967$

hincque anguli ϑ et Φ ita definientur

$$\vartheta = 0,26207\,C\,\sin.(mt+\mu) - 0,26207\,E\,\sin.(nt+\nu)$$

$$\Phi = 0,29036\,C\,\sin.(mt+\mu) + 0,70967\,E\,\sin.(nt+\nu)$$

denique pro vtroque motu angulari inuenimus

$$\frac{d\,\vartheta}{d\,t} = 2,28578\,C\cos.(mt+\mu) - 8,57160\,E\cos.(nt+\nu)$$

$$\frac{d\,\Phi}{d\,t} = 2,53253\,C\cos.(mt+\mu) + 23,21159\,E\cos.(nt$$

his inuentis sumamus primo pendulum initio hu modi motum accepisse, vt fuerit $E = O$ et cuide est motum oscillatorium fore regularem, et vna quamque oscillationem absolui tempore $= \frac{\pi}{m} = 0,360$ quod tempus ergo paulisper maius est quam in pen dulo rigido, quod erat 0,35984 sec. idque in tione 1029 : 1028 ita vt dum pendulum rigid absoluit 1029 vibrationes, flexile tantum absolu 1028. Vt nunc definiamus quomodo pendulum talem motum regularem sit incitandum, ponamus initio vbi $t = O$ totum motum a quiete incep sicque fuerit necesse est $\mu = \nu = 90$ gr. ex quo in tio ob $E = O$ erat $\vartheta = 0,26207\,C$ et $\Phi = 0,29036$ vnde patet ratio inter hos duos angulos initial quae erat $\vartheta : \Phi = 9 : 10$. Caeterum si filum A prae radio globi BC adhuc longius acciperetur d ferentia inter vtrasque oscillationes multo minor set proditura ita vt pro longioribus filis pro e nescente haberi possit.

§. 27. Consideremus etiam alterum motu regularem quo $C = O$ et tempus vnius cuius osci oscillationis $= \frac{\pi}{n} = 0,09605$ ideoque fere quater breuius quam casu praecedente; ad talem autem motum pendulum initio ex quiete incitabitur si ob $C = O$ et $b = 90$ gr. capiatur angulus $\vartheta = -0,26207\,E$ et $\Phi = 0,70967\,E$ penduli igitur figura ipso initio ita comparata fuerit necesse est, vt producto radio BC vsque ad verticalem in o sit proxime $BO = 1,1079$ ita vt centrum globi durante hoc motu vix a linea verticali recedat quandoquidem rectae AB et BO eandem inter se teneant rationem quam anguli Φ et ϑ.

§. 28. Contemplemur vero etiam alium motum mixtum et quidem eum, qui oritur, si initio centrum globi C in ipsam directionem fili AB productam incidat hincque pendulum subito demittatur, vt vterque motus a quiete incipiat, fueritque declinatio penduli $VABC = \alpha$ ideoque $\vartheta = \Phi = \alpha$. Quia igitur initio fit $t = O$ et $\mu = \nu = 90$ gr. habebimus

$$\alpha = 0,26207\,C - 0,26207\,E \text{ et}$$

$$\alpha = 0,29036\,C + 0,70967\,E$$

ex priore fit

$C = E + 3,81575\,\alpha$ qui valor in altera substitutus dat $E = -0,10795\,\alpha$ hinc $C = 3,70780\,\alpha$.

§. 29. Quia nunc litteras C, E per angulum minimum α datum determinauimus et anguli μ et ν inuenti sunt recti vnde fit

 sin.

$$\sin.(mt+\mu)=\cos.mt \text{ et } \sin.(nt+\nu)=\cos.nt$$

tum vero

$$\cos.(mt+\mu)=-\sin.mt \text{ et } \cos.(nt+\nu)=-\sin.nt$$

Pro motu penduli sequentes formulas penitus determinatas habebimus

I°. $\vartheta=0,97172\,\alpha\cos.mt+0,02829\,\alpha\cos.nt$

II°. $\Phi=1,07625\,\alpha\cos.mt-0,07661\,\alpha\cos.nt$

III°. $\frac{d\vartheta}{dt}=-8,47539\,\alpha\sin.mt-0,92533\,\alpha\sin.nt$

IV°. $\frac{d\Phi}{dt}=-9,39031\,\alpha\sin.mt+2,50572\,\alpha\sin.nt$

vbi vti inuenimus est $m=8,72200$ et $n=32,707$

§. 30. Ex his ergo formulis ad datum tempus quodcunque t in minutis secundis expressum, non solum positio fili A B et corporis annexi B M, sed etiam vtriusque motus angulis definiri potest. Statim autem manifestum est ob terminos posteriores angulum nt inuoluentes motum oscillatorium aliquantisper perturbari debere; interim tamen quia haec membra prioribus multo sunt minora, haec perturbatio satis erit exigua; quantopere autem ob hanc causam in dinumerandis oscillationibus aberrari possit, aliquanto accuratius inuestigemus, si quidem iam supra obseruauimus oscillationes huius penduli flexilis tam parum ab oscillationibus eiusdem penduli, si esset rigidum, discrepare, et tempore 102 oscillationum vnica tantum oscillatione errari.

§. 31.

§. 31. Quo autem facilius in has perturbationes inquiramus, obseruemus si posteriora membra deessent motum ita futurum esse regularem, vt tempus vnius cuiusque oscillationis futurum sit $t = \frac{\pi}{m} = 0,36019$ sec. concipiamus igitur totum tempus in huiusmodi interualla diuisum et ob membra posteriora in initio cuiusque horum interuallorum neque filum A B neque ipsum corpus B M N in maxima digressione a situ verticali A V reperietur sed interdum vel iam praeteriisse vel nondum eo pertigisse deprehendetur, tum vero etiam neque filum neque corpus ad quietem erit redactum quia tum neque $\frac{d\vartheta}{dt}$ neque $\frac{d\Phi}{dt}$ penitus euanescent; quod quo clarius pateat elapsa iam sint λ huiusmodi interualla temporis ita vt sit $mt = \lambda\pi$ fierique poterit vt tum prodeat

$$\frac{d\vartheta}{dt} = 0,92533\,\alpha \text{ et } \frac{d\Phi}{dt} = 2,50572\,\alpha$$

ponamus igitur sumto $mt = \lambda\pi + \omega$ pendulum penitus ad quietem reduci, eritque pro filo

$$\sin.\,\omega = \frac{0,92533}{8,47519} = \frac{1}{9}$$

proxime, cui tempus respondet $= \frac{1}{72}$ sec. ita vt in aestimatione siue initii siue finis cuiusque oscillationis errari possit, parte circiter septuagesima vnius minuti secundi, quare cum huiusmodi tantilli errores in numeratione oscillationum ne quidem percipi queant, ob hanc rationem ne minima quidem perturbatio motus oscillatorii resultare est censenda;

omnes

omnes autem aberrationes penitus ad nihilum redi-gentur, si longitudo fili prae magnitudine globi ad-huc maior accipiatur, quemadmodum in experi-mentis fieri solet, vbi etiam prior error memora-tus $\frac{1}{1028}$ multo magis diminuitur, vnde concludimus dummodo longitudo fili ad radium globi maiorem teneat rationem quam 3 : 1 tum in motu oscillato-rio nullum plane errorem a flexibilitate penduli esse metuendum.