

Werk

Titel: Commentationes Societatis Regiae Scientiarum Gotti

Verlag: Dieterich

Jahr: 1828

Kollektion: Wissenschaftsgeschichte

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN35283028X_0006_2NS

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN35283028X_0006_2NS

LOG Id: LOG_0037

LOG Titel: Lex Mariotti ex principiis theoreticis deducta

LOG Typ: article

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN35283028X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN35283028X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

LEX MARIOTTI EX PRINCIPIIS THEORETICIS DEDUCTA

PRAELECTIO PHYSICA

IN CONSESSU SOC. REG. SCIENT. DIE XXVI. JUNII MDCCCXXIV
RECITATA

A

JO. TOBIA MAYER.

§. I.

Exhibeo Vobis, Auditores, disquisitiones quasdam super legem illam celebrem *Mariotti*, via experimentalis primum erutam, quatenus illam quoque theoretice, ex conceptibus sanioribus physicorum nostrae aetatis circa causam elasticitatis fluidorum aeriformium, deriuari posse putem.

Notissima sunt experimenta a celeberrimis Naturae scrutatoribus *Boyle et Mariotte* circa compressionem aëris primum instituta, posteaque ab aliis repetita, quibus edocti sumus, intra illos saltim limites, intra quos illa experimenta capta sunt, *densitatem aeris compressi esse in ratione vis comprimentis*, eadem manente temperatura. Vnde haec propositio in libris physicorum quoque traditur sub titulo *legis Mariotti*.

§. II

Limites dictos, ob difficultatem et amplitudinem apparatus, ad eiusmodi experimenta necessarii, et ob varias cautelas in mensurandis exacte voluminibus aëris compressi, casu praesertim, quo iam in spatium admodum paruum redactus esset, hactenus vix ultra vim comprimentem octuplam circiter illius, qua aër in statu naturali prope superficiem terrae a pondere atmosphaerae incumbentis compressus est, licuit extendere. Idem valet de limitibus intra quos rarefactio aëris, imminuta vi premente, adhuc satis accurate licuit observari.

Intra hos vero limites lex supra dicta, quod scilicet densitas aëris compressi exacte sit proportionalis vi comprimenti, sat accurate sese comprobavit.

§. III.

Sunt quidem aliqui, quibus haec lex adeo intra limites memoratos iam sensibiliter a veritate aberrare sit visa e. gr. *Sulzero a)* in cuius experimentis vi comprimenti septuplae circiter illius, qua aër sub initio compressus erat, iam densitas octupla respondere sit deprehensa, ita vt, crescente pressione, densitas aëris (quod vix probabile videtur) in proportione adeo maiori, quam secundum illam vis comprimentis augeri videatur.

Sed his experimentis alia possunt opponi in quibus nulla eiusmodi aberratio sensibilis sese manifestabat. Ita *Winklerus b)* legem Mariotti sub pressione octupla adhuc veram esse inuenit.

a) Mem. de l'Acad. de Berlin, ann. 1753.

b) Untersuchungen der Natur und Kunst v. Ioh. Heinr. Winkler. Prof. d. Phys. zu Leipzig. 1765. §. 41. etc.

§. IV.

Vix opus est, ut moneam, in eiusmodi experimentis aërem admodum siccum esse adhibendum.

Nam si aëris quaedam portio vaporibus aqueis mixta est, comprimendo illam, hi vapores decomponuntur, et spatium, quod occupabant, aëri compresso cedunt. Unde non mirum est, si hoc casu aër compressus minus spatium, quam iuxta regulam Mariotti, occupare, adeoque maiorem densitatem indicare videatur, quam si prorsus siccus fuisset adhibitus.

Idem valet in experimentis circa rarefactionem aëris, quando vi comprimenti, minori quam antea, exponitur.

Dum eiusmodi portio aëris dilatatur, particulae aquosae, quibus semper plus minusue mixta est, in vapores mutantur, qui proprium suum spatium occupant, quo facto aër tunc maius spatium, quam si siccus fuisset, occupare videbitur.

Minime igitur mirabimur, si experimenta eiusmodi a diuersis obseruatoribus instituta, haud inter se congruere sint deprehensa.

Praetereo multas alias cautelas in huiusmodi experimentis obseruandas, cum proxime ad huius praelectionis scopum haud pertineant. Adhibitis vero debitis cautelis, vix dubito, legem Mariotti extra illos quoque limites compressionis et dilatationis, quam intra quos experimenta adhuc satis accurate licuit instituere, nos fore inuenturos comprobata.

Atque id simul ex eo mihi videtur colligi posse, quod nisi vbiuis in atmosphaera nostra densitas aëris foret in ratione pressionis columnae aëris incumbentis, sub eadem temperie, refractiones astronomicae iuxta hanc hypothesin computatae non tam egregie cum obseruatis congruere possent, quam, exceptis causis turbantibus prope horizontem, reuera cum illis consentiunt.

§. V.

Densitas aëris, aucta vi comprimente, crescit quidem, sed facile patet, casu, quo particulas aëris sub magna pressione ad mutuam earum contactum peruenisse fingamus, de ulteriore eius compressione, adeoque et de lege Mariotti non amplius sermonem esse posse.

In isto enim contactu molecularum aëris non amplius habemus fluidum aëreum, sed potius solidum seu saltim liquidum, cuius particulae pressioni ulteriori vix adhuc cederent, nouum quasi corpus, cuius densitas per eiusmodi vim mechanicam vix adhuc ulterius augmentum caperet, velut id de omnibus corporibus rigidis ac liquidis nouimus.

Quem valorem haec densitas aëris maxima haberet, nescimus quidem. Forsan illa ad minimum aequeretur densitati aquae, sed ante quam aëris quaedam portio nondum ad hanc densitatem maximam peruenit, semper cogitari potest, illam adhuc ulterius comprimere posse, et quidem iuxta legem Mariotti, hanc vero legem eo momento cessaturam esse, immo ne quidem de ea amplius sermonem esse posse, quam primum aër formam suam aëream seu discretam perdiderit et in nouum quasi corpus transierit.

§. VI.

Nonnulli quidem physici opinati sunt, aëris compressionem iam sequi debere aliam legem, quam illam Mariotti, quam primum aër maximae suae densitati duntaxat sese appropinquarit, functionemque adeo inter vim comprimentem et densitatem ita debere esse comparatam, ut in magnis compressionibus densitas in minori proportione crescat, quam vis comprimens. Verum hae aliaeque opiniones nullis nituntur solidis argumentis, et haud raro deductae sunt ex falsis conceptibus, quos circa causam ipsam elasticitatis fluidorum aëriiformium sibi formarunt physici.

Ita *Eulerus* c) sibi finxerat, aërem constare ex vesiculis admodum parvis, in quarum cavitatibus materia quaedam subtilis aetherea sit inclusa, quae magnâ celeritate vortices seu gyros in illis peragat, unde vis centrifuga nascatur, quae pressioni externae resistens elasticitatem aëris efficiat. Vt vero compressio in minus spatium fieri possit, hanc hypothesin addit, vt in centro harum vesicularum spatium vacuum detur, quod decrescat, quo maior sit vis comprimens, quae in aërem adeoque eius vesiculas agat.

c) L. *Euleri* tentamen explicationis phaenomenorum aëris. Comment. Petrop. Tom. II. p. 437. etc.

Haec formula Euleriana sequens est. Sit densitas naturalis aëris prope superficiem terrae = G, et densitas maxima, quam aër per compressionem aliquam nancisci posset = q. G (vbi q igitur numerum aliquem magnum denotet). Densitas aeris minus compressi sit = m G. His positis Eulerus inuenit, elasticitatem aëris naturalis sub densitate dicta G, esse ad elasticitatem aëris cuius densitas est m . G vti

$$1 : \frac{\sqrt[3]{q^2 - \sqrt[3]{(q-m)^2}}}{\sqrt[3]{q^2 - \sqrt[3]{(q-1)^2}}$$

vbi tunc illae elasticitates simul repraesentant vires comprimentes, ita, vt si pressio atmosphaerae, sub qua densitas aëris est = G exprimitur per altitudinem columnae mercurialis = k, vis comprimens hunc aërem, ut nanciscatur densitatem m . G foret

$$K = \frac{\sqrt[3]{q^2 - \sqrt[3]{(q-m)^2}}}{\sqrt[3]{q^2 - \sqrt[3]{(q-1)^2}} \cdot k.$$

Casu quo m est paruum respectu ipsius q, per approximationem facile reperitur

$$K = mk + \frac{m(m-1)}{q} k$$

ergo si numerus m non magnus sit, erit prope

$$K = mk$$

legi Mariottianae consentaneum.

Ex hisce conceptibus, e Schola Cartesiana desumptis, Eulerus formulam quidem deduxit, quae omnino ita est comparata, vt in compressionibus non admodum magnis lere consentiat cum lege Mariotti. Sed in magnis compressionibus ab illa multum discrepat.

Ita similiter *Alembertius* ex conceptibus quibusdam, a natura elateris corporum firmorum, vt videtur, desumptis, et in aërem, tanquam fluidum elasticum translatis, formam functionis secundum quam aëris densitas a vi comprimente pendere possit, deriuare anisus est. Interim *Alembertius* ipse confitetur, infinite multas dari posse functiones, quae conditionibus illis generalibus, quae inter vim illam comprimentem et densitatem aëris iuxta naturam elaterum, locum habere possent, satisfaciant, atque ita adhuc valde licet dubitari, an functio illa, cui prae aliis ob formam suam simplicem, palmam tribuit, veram relationem inter densitatem aëris et vim comprimentem exhibeat. Reuera quoque haec functio ita est comparata, vt iuxta illam lex, secundum quam densitas aëris a superficie terrae versus loca elevatiōra decresceret, nimis aberraret ab illa, qua in mensurandis altitudinibus ope barometri, et in computu refractionum astronomicarum vti solemus *d*).

Similiter

d) Iuxta formulam *Alembertianam* ratio inter vim comprimentem = y et densitatem aëris, seu spatium = u in quod aër compressus est (hoc spatio u existente in ratione inuersa illius densitatis) sequenti aequatione exprimitur

$$y = \frac{(a - u)^2}{a^2} + \frac{(a - u)^2}{au}$$

vb̄i sub littera a quantitas quaedam constans est intelligenda. *d' Alembert traité de l'équilibre et du mouuement des Fluides.* a Paris 1744. pag. 64.

Similiter quoque Hypothesis *Dau. Bernoulli* ad legem Mariotti deducendam in vsum vocata, quod scilicet elasticitas aëris in motu quodam continuo et rapidissimo particularum eius iuxta omnes directiones consistat, nostra aetate tam parum placebit physicis, quam theoria illa vorticum Cartesianorum, qua vsus erat *Eulerus*, nisi simul indigentur vires, quae ad eiusmodi motus producendos necessario requiruntur.

Qui vortices seu gyros materiae cuiusdam subtilis ad haec vel illa naturae phaenomena explicanda in vsum vocant, ad duas saltem vires, velut in quocunque motu curuilineo, recurrere debent. Sed quaenam sint hae vires et unde nascantur, haud debet esse obscurum, nisi tota explicatio pro fictitia sit habenda. Idem quoque valet e. gr. de vorticibus seu gyris, quibus phaenomena Electromagnetismi explicare tentarunt aliqui physicorum. Possibile immo forsans probabile est, vortices seu gyros quosdam partes suas agere in hisce phaenomenis. Sed hactenus non nisi alterutram illarum virium potui eruere, unde motus ille curuilineus deduci posset.

§. VII.

Quod ad Elasticitatem aëris similiumque fluidorum aëriiformium spectat, nostris temporibus saltem causam eius proximam nouimus, scilicet quod haec elasticitas non nisi vi expansivae caloris, cum particulis ponderabilibus eiusmodi fluidorum coniuncti, sit adscribenda.

Reuera quoque hunc calorem ex istis fluidis rursus expelli, seu, vt dicitur, in statum liberum redire obseruamus, quam primum illa formam suam elasticam vel nimia quadam compressione perdunt, vel quoque his vel illis processibus chemicis, vt dici solet, decomponuntur, ita vt particulae eorum ponderabiles, quae antea per vim caloris certis quibusdam interuallis a se inuicem distare cogebantur, adeoque fluidum

discretum, ut dici solet, constituebant, iam ad ipsum contactum mutuum pervenire, seu quoque aliis corporibus sese iungere possint.

Ita cognitum est, comprimendo vapores elasticos aquae, calorem, qui antea in illis latebat, a vinculis suis liberari, vaporesque ipsos in aquam liquidam mutari.

Similiter aëris atmosphaerici quaedam portio in igniario pneumatico subito compressa, tantam quantitatem caloris emittit, ut in illo fomitem, lanam, et complura alia corpora ignem capere videamus. Verum ut aër per eiusmodi compressionem forma sua elastica prorsus destitui possit, vis comprimens seu mechanica admodum magna esset adhibenda. Quaedam fluida aëriiformia minorem vim comprimentem requirunt, quemadmodum patet ex experimentis cl. *Biot*, quibus iam per solam compressionem mixtum aliquod, ex Gas hydrogenio et oxygenio factum, decomposuit et in aquam vertit, similiterque et gas ammoniacale aliaque in formam liquidam transiisse scimus, ita, ut fluida aëriiformia non nisi pro vaporibus modo magis permanentibus seu vi cuidam comprimenti resistantibus, sint habenda, omnia vero sine dubio per compressionem satis validam forma sua elastica priuantur.

Multo facilius hoc fit, si vires chemicae agunt, quibus particulae ponderabiles eiusmodi fluidorum aliis corporibus sese iungere coguntur, quo casu semper calorem sese manifestare videmus, velut in oxydationibus phosphori, sulphuris, aliorumque corporum, in quibus pars ponderabilis gas oxygenii, in aëre atmosphaerico contenti, illis corporibus chemice sese iungit, adeoque hoc gas ipsum decomponitur, quo casu calor eius specificus, qui antea erat in statu latenti, subito erumpit, sensus nostros afficit, et in thermometra vim suam expansivam exserit.

§. VIII.

Interim fluida elastica seu aëriiformia formam suam expansivam quoque perdere possunt, si ipso suo calore latenti, seu per refrigerationem seu quoque per actiones chemicas priuantur.

Sicut enim e. gr. vapores aquosae rursus in formam liquidam reuertunt, si debito gradui frigoris exponuntur, quo casu calor in hisce vaporibus latens, et vi sua expansiua non prorsus destitutus, in medium ambiens frigidius transit, ita admodum probabile est, omnia quoque fluida aeriformia decompositionem fore perpessura, si medio cuidam absolute frigido h. e. ab omni calore libero destituto, exponi possent.

Sed nonimus, omnes adhucque cognitos gradus frigoris artificialis longe adhuc distare a puncto initiali absoluto scalae thermometricae verae, h. e. illo, qui omni absentiae caloris responderet, a puncto illo infimo vti dicitur Caloris, de quo scimus, illud ad minimum cadere in gradum 215^{mm} subter punctum congelationis in scala Reaumuriana.

Praeter hanc vero decompositionem fluidorum aëriiformium per refrigerationem, fieri potest, vt et forma sua elastica priuarentur, adeoque decomperentur, casu, quo forsitan calor in illis latens, per actionem chemicam seu attractionem in alia corpora transire possit, ita vt particulas ponderabiles horum fluidorum deserere cogatur, velut id in initio Cap. XI. Compendii mei physices iam monui.

Eiusmodi decompositionem iam diu in vaporibus Naphtae et Spiritus Vini rectificatissimi obseruavit Ill. *Davy*, cum ipsis filum tenue ex Platina confectum (antea quidem paululum calefactum) obtulisset. Hoc filum viuide in illis incipit candescere, et dum hoc fit, vapores ipsi decomponuntur, haud vero ita, vt particulae eorum ponderabiles chemice se cum illo filo coniungant, sed potius, vt hoc filum illis vaporibus ipsis partem suam imponderabilem, caloricum scilicet, rapere videatur, per quam deinceps incandescere incipit, et tam diu candet, quam illis vaporibus expositum est.

Interim quoque nobis cogitare possumus, quod in hoc phaenomeno accidat, quod multis aliis casibus fieri videmus, si duo quae-

dam corpora sibi miscentur, seu utcumque in mutuam aliquem conflictum seu contactum veniunt, nimirum ut Summa eorum Capacitatum pro Calorico, in hoc conflictu minor euadat, quam ante hunc conflictum, adeoque pars quaedam Caloris, quae antea latebat, libertatem nanciscatur. Per eiusmodi igitur Calorem in filum transiens candescencia eius effici potest, dum vapores ipsi, quantitate quadam caloris sui specifici hoc modo orbiati, et partim decompositi (vnde foetor ille quem spargunt) in medium ambiens euolant. Non necesse est, ut corpora in eiusmodi conflictum posita, reuera sibi inuicem chemice iungant, ut calor sensibilis nascatur, sicut neminem fore existimo, qui casu, quo mixtionem aliquam aquae cum acido sulphurico calefieri videmus, has binas substantias chemice sibi inuicem iunxisse putaret, velut contra id accidit quando e. gr. oxygenium aëris sese cum phosphoro iungit. Mixtio enim illa non nisi mechanica est; particulae aquae et acidi sese quidem attrahunt, sed haec attractio non tam valida est, ut in hac mixtione acidum sulphuris caractere suo aciditatis quasi orbetur. Verum per hanc illarum mutuam attractionem Capacitas mixti pro calore, minor euadit summa capacitatum aquae et acidi sulphuris pro calore, antequam miscebantur. Hinc origo caloris illius sensibilis, qui sese in mixto manifestat, atque ita similiter, quando filum platinae vaporibus dictis exponitur.

Simile quid nuper obseruauit *Cl. Döbereiner*, cum puluerem quendam admodum subtilem ex Platina confectum, nulla praecedente calefactione, torrenti cuidam satis viuido Gas hydrogenii sub accessu aëris atmosphaerici exposuisset. In hoc conflictu pulvis ille sponte incipiebat excandescere et particulae ponderabiles gas hydrogenii cum oxygenio aëris atmosphaerici in aquam convertebantur.

Vix mihi necessarium videtur, ad aliam huius phaenomeni explanationem confugere, quam ad illam simplicissimam modo expositam. Nam reuera Platinae pulvis neque cum hydrogenio neque cum oxyge-

nio gas illorum connubium chemicum facit, vt, sicut in combustionibus ordinariis, calor cum hisce materiis in statu eorum aeriformi coniunctus liber euadat, atque sic pulueris illius candescentiam efficiat (Prorsus sicut in Galuanismo per solum contactum duorum metallorum absque omni processu mutuo quodam chemicum quo particulae quaedam horum metallorum sibi inuicem reuera iungerent, fluidum electricum e statu latenti erumpere videmus). Nil aliud fieri videtur, nisi vt ille puluis in conflictu seu contactu suo cum illis fluidis aëreis eodem modo calefiat, quam supra id filum platinae. Satis candescentia huius pulueris in initio conflictus dicti hoc modo videtur effici. Si vero ille puluis semel incanduit, per illum quoque vicissim temperatura gas hydrogenii porro aduehenti ita potest eleuari, vt dein hoc gas more quoque solito cum gas oxygenio atmosphaerico comburere, et aquam gignere possit, quo casu tunc calor illorum latens, libertatem nactus, tam puluerem illum ulterius candefacit, quam quoque in medium ambiens euolat. Si illud metallum in particulas admodum exiguas est diuisum, eo facilius quoque in eum gradum excandescere potest, vt dein illa decompositio gas dictorum more quoque sueto consequi possit.

§. IX.

Hac aliaque multa phaenomena satis peruulgata haud dubie simplicissimam illam explicationem admittunt, si calorem ipsum nobis fingamus tanquam aliquid materiale, quod vario modo ab aliis materiis attractionem patiat, atque sic modo in statu libero, modo in latenti existat, legibusque adfinitatis certo quodam respectu obediat.

Vix enim illa phaenomena compluraque alia comprehendimus, si calorem aliquid immateriale, seu quoque duntaxat motum aliquem peculiarem in particulis corporum esse statuamus, qui motus ceterum, quomodo in perpetuo harum particularum ad se inuicem attritu, ita se conseruare possit, ut corpora nos ambientia nun-

quam ad eum gradum frigoris absoluti, de quo supra (§. VIII.) dixi, adeoque iuxta hanc theoriam nunquam ad eam quietem perfectam in particulis eorundem, qua eiusmodi frigus absolutum consisteret, peruenire possint, vix licet perspicere, ni ad alias rursus fictiones auxiliares lubeat confugere.

§. X.

Ad legem igitur compressionis fluidorum aëriiformium Mariottianam penitus considerandam, mihi quoque licebit, hanc materialitatem caloris in subsidium vocare, et ex proprietatibus huius materiae, ab omnibus fere physicis nostrae aetatis ipsi attributis, ostendere, illam legem extra illos quoque terminos, quam intra quos hactenus experimenta institui licuit, valituram esse h. e. quam diu eiusmodi fluida per adhibitam compressionem forma sua aëriiformi seu expansiva non destitui ponamus.

§. XI.

Primum igitur accedo sententiae illorum, qui materialitati caloris favent, hanc materiam caloris, seu caloricum, vti plerumque vocari solet, pro fluido quodam subtilissimo esse habendum, ita vt particulas huius caloricis fere vt puncta mathematica considerasse lubeat, velut simile quid de lumine statui solet, quando illud iuxta systema emanationis consideramus. Fuerunt physici, qui calorem ipsum non nisi pro modificatione quadam luminis habuerint.

Quaenam foret densitas huius caloricis in statu eius prorsus libero, forsitan in spatio mundano uniuersali, nequimus definire. Sed absque dubio in spatio quodam, vbi nullis viribus attractivis ad alia corpora sollicitaretur, admodum exiguae densitatis nobis illud cogitare debemus.

Verum hoc subtile fluidum ob adfinitatem seu attractionem eius ad alias materias, vario modo sese cum hisce coniungere potest, ita, vt in illis corporibus a quibus fortius attrahitur, et in quibus maior datur copia interstitiorum, quae ipsi accessum conce-

dunt, in maiori quantitate et densitate coarctueretur, quam in aliis, ad quae minorem quasi adfinitatem habet.

Ita iam diu inter physicos haec varia capacitas corporum pro recipiendo calorico inter res facti est relata, atque notissima sunt illa experimenta *Crawfordii* aliorumque, quibus adeo determinariunt, in quam proportionem haec vel illa corpora, vel sub eodem volumine vel sub eadem massa, maiorem vel minorem quantitatem calorici continent, quod calorico cum eiusmodi corporibus per attractionem (seu si velimus adfinitatem) coniunctum, calorem quoque relatiuum, specificum seu latentem appellare solent.

§. XII.

In hoc statu latenti calorico semper adhuc aliquam vim in maius spatium sese expandendi, et rursus ad densitatem suam naturalem perueniendi exserit, ita vt per illam attractionem versus particulas corporum, duntaxat vis eius expansiua seu tensio vt dicitur, modificata esse videatur, quae tensio aequilibrium tenere debet cum calorico medii ambientis; nisi corpus aliquod reuera rursus aliqua parte calorici sui specifici seu latentis priuatum iri velimus.

Ita e. gr. scimus, aquam parte aliqua caloris sui specifici iterum orbari, et in corpus solidum seu glaciem abire, quando aëri satis frigido exponitur, h. e. aëri in quo tensio calorici non amplius aequilibrium tenet calori illi specifico aquae. In corporibus fluidis, in quibus calorico maiori vi attractionis retinetur, maius duntaxat requiritur frigus externum, seu diminutio maior tensionis in calorico medii ambientis, vt in corpora solida transeant.

§. XIII.

An calorico in corporibus per attractionem ita possit figi, vt vi sua expansiua prorsus destitueretur, quo casu et in medio absolute frigido cum hisce corporibus coniunctum maneret, haud li-

cet determinari. Calorem eiusmodi proprio sensu fixum appellare liceret. Considerare eum tunc possemus tanquam partem constitutum ipsam eiusmodi corporum.

§. XIV.

Porro iuxta experimenta Cl. *Pictet* aliorumque nullum fere dubium est, Caloricum, dum e corpore quodam emanat, sicut lumen sese mouere iuxta lineas rectas, h. e. pro fluido quodam radiante esse habendum, licet, sicut in lumine, causa proxima huius radiationis nobis prorsus sit incognita. Illa tanquam res facti est consideranda. Si de caloris vi expansiua loquimur, cui forte haec radiatio adscribenda esset, phaenomenon ipsum non multo clarius fit, nisi modum agendi vis dictae simul definiamus.

§. XV.

Iuxta haec principia igitur quoduis punctum in superficie corporis cuiusdam nobis repraesentare possumus tanquam punctum radians Caloricum, velut in superficie corporis lucidi nobis puncta innumerabilia lucem radiantia cogitare solemus.

Ob subtilitatem materiae radiantis hosce radios sub imagine linearum rectarum nobis concipere licet.

Si non nisi unicum eiusmodi punctum radians consideremus, ab omnibus aliis quasi isolatum, caloricum hoc punctum ambiens, et per attractionem, quae similiter iuxta lineas rectas agit, ad illud allicitum, per innumerabiles rectas, ex hoc puncto quasi ex centro sphaerae exeuntes, repraesentare licet. Omne scilicet caloricum propter eius nisum seu vim radiandi h. e. iuxta dictas lineas rectas emanandi, hanc dispositionem iuxta eiusmodi lineas retinere debet, etsi et per attractionem versus illud punctum urgeatur, reueraque protinus iuxta eiusmodi rectas in medium ambiens euolaret, si per vim expansiuam seu tensionem caloris in hoc medio distributi, id fieri posse statuamus.

Hisce

§. XVI.

Hisce iam positis claram habemus ideam, sub qua forma nobis particulam quandam aëris, seu similis fluidi aëriiformis, repraesentare debemus.

Consideramus scilicet eiusmodi particulam tanquam punctum aliquod materiale, calorico ita circumdatum, ut particulae infinite parvae fluidi huius subtilissimi circa illud punctum aëreum iuxta lineas rectas ab hoc puncto exeuntes quasi sint dispositae, et duntaxat propter attractionem rectilinearem versus illud punctum, et propter tensionem calorici in medio ambiente in hoc statu radiationis, ut ita dicam, quietae, detinentur, protinus autem maiori vel minori celeritate iuxta has ipsas rectas, emanarent, quam primum illam attractionem et impedimenta a tensione caloris medii ambientis pendencia, sublata esse cogitemus.

§. XVII.

Cogitare igitur nobis possumus totam sphaeram calorici, quae eiusmodi particulam aëris ponderabilem sub forma radiationis dictae et per causas memoratas duntaxat limitatae, circumdaret, habebimusque simul ideam calorici specifici seu latentis, quo eiusmodi particula aëris, seorsim quasi cogitata, foret praedita.

Fluidum illud subtilissimum, quale est caloricum, quod praeter vim suam expansivam simul et nisum radiandi habet, reuera circa aliquod punctum materiale non prius in statu quietis et aequilibrii existere potest (atque in hoc statu nobis cogitare debemus calorem specificum eiusmodi puncti) quam casu, quo hoc caloricum ipsum iuxta lineas rectas in directione huius radiationis seu vis illius per quam efficitur, circa hoc punctum coacervatum et dispositum sit.

Huic calorico specifico ipsa elasticitas seu vis expansiva est adscribenda, qua nunc eiusmodi particulam aëris praeditam esse dicimus.

Ubinis scilicet intra hanc sphaeram dictam caloricum ipsum cuius vi sese opponit, quae formam, secundum quam intra hanc sphaeram iuxta lineas rectas distributum est, mutare vellet, h. e. in qualibet distantia ab illa particula aëris, caloricum vim expansivam seu tensionem exerit, quae a densitate eius in illa distantia et a vi attractionis, qua ibi ad illam particulam aëris urgetur, pendeat.

Omne caloricum prorsus liberum, quod illi specifico seu latenti forsitan adhuc interpositum esset posset, ad hanc tensionem caloricum specifici nil confert, et duntaxat in considerationem venit, quando tota quaedam portio aëris spatio quodam inclusa est, ubi tunc hanc portionem sicut omnia corpora in maius spatium extendere nititur.

§. XVIII.

Iuxta haec principia operam dedi hanc tensionem caloricum circa particulam quandam aëris ponderabilem distributi, intra totam eius sphaeram actiuitatis h. e. in qualibet eius distantia a dicta aëris particula determinandi, atque inveni, hanc tensionem Caloricum esse in ratione simplici inuersa illius distantiae, ex qua propositione dein lex ipsa *Mariotti* sponte deducitur, vti in sequenti problemate ulterius patebit.

§. XIX.

P r o b l e m a.

Sit M (Fig. 1.) particula quaedam ponderabilis aëris nostri atmosphaerici (seu similis fluidi elastici) seorsim considerata vt supra (XVI.), et circumdata calore suo specifico.

a b c d repraesentet superficiem sphaerae ex Centro ipsius M descriptae, intra quam totum illud caloricum contineatur, et iuxta radios huius sphaerae distributum sit (§. XVI etc.). In distantia *Ma* cogitemus aliam superficiem sphaericam $\alpha\beta\gamma\delta$ priori parallelam, quaeritur tensio caloris in hac superficie.

Solutio. 1. Si omne caloricum circa particulam M in statu perfectae quietis et aequilibrii esse ponitur, vis expansiua seu tensio eius in superficie $\alpha\beta\gamma\delta$ pressioni calorigi ambientis intra superficies $\alpha\beta\gamma\delta$ et abed comprehensi, et per attractionem eius versus M, ad hoc punctum quasi grauitantis, aequilibrium tenere debet.

2. Sit haec pressio = p, et vis illa expansiua seu tensio calorigi in hac superficie $\alpha\beta\gamma\delta$ = t, habebimusque primum $t = p$.

3. Eadem vi $t = p$ haec superficies reactionem elasticam quoque contra quamcunque aliam vim comprimentem exsereret, quam loco illius pressions p cogitare lubeat, seu potius, dum caloricum intra hanc superficiem $\alpha\beta\gamma\delta$ contentum sese expandere nititur, vi illi comprimenti sese opponit, et si haec vis seu quoque illa pressio p demta cogitetur, reuera sese expanderet. (XII).

4. Si vis illa maior esset illa t siue p, pars quaedam calorigi ex sphaera $\alpha\beta\gamma\delta$ expelli deberet, usque dum vi illi comprimenti e. gr. in superficie sphaerae minori quodam radio descriptae, tensio calorigi sese opponat, cum qua illa vis rursus aequilibrium teneret.

5. Ita ad tensionem calorigi in superficie $\alpha\beta\gamma\delta$ eruendam, necesse est, vt illam pressionem p inuestigemus, cum qua aequilibrium teneret.

6. Cognita hac pressione p, pars quaedam aliquota superficiei $\alpha\beta\gamma\delta$ e. gr. pars $\frac{1}{m}$ eius, pressionem $\frac{1}{m} p$ sustinebit, et similiter reaget vi $\frac{1}{m} t$, ita vt vbiuis in illa superficie pressio et reactio elastica sibi inuicem aequentur.

7. In quanam igitur ratione illa pressio p penderet a distantia $M\alpha$, in eadem ratione quoque tensio calorigi vbiuis in superficie dicta ab illa distantia $M\alpha$ pendere est censenda.

8. Ad illam pressionem p eruendam sit $\alpha'\beta'\gamma'\delta'$ superficies

sphaerica priori $\alpha\beta\gamma\delta$ parallela et infinite parum ab illa distans, ita, vt ponendo distantiam $M\alpha = x$, spatiolum $\alpha\alpha'$ sit $= dx$.

9. Decrescente ita valore x suo differentiali dx , crescet pressio calorigi super superficiem $\alpha\beta\gamma\delta$ siue valor ipsius p differentiali suo dp h. e. pressio in superficiem $\alpha'\beta'\gamma'\delta'$ foret $= p + dp$.

10.¹ Clarum est hocce dp aequualiturum esse ponderi quasi calorigi, quod inter dictas superficies infinite sibi propinquas comprehensum esset, et quod caloricum, vti diximus, attractionem seu grauitationem versus M perpetitur, sine qua nulla eiusmodi accumulatio calorigi circa punctum aliquod materiale M , quam calorem eius specificum appellauimus, dari posset.

11. Sit superficies $\alpha\beta\gamma\delta = s$, eritque volumen inter illas superficies (8. 10) contentum $= s dx$.

12. Quodsi igitur densitatem calorigi circa M accumulati in distantia $M\alpha = x$ a centro ipsius M , h. e. densitatem calorigi in superficie $\alpha\beta\gamma\delta$ vocemus $= \mathfrak{S}$, erit massa seu quantitas calorigi in spatiolo seu volumine $s dx$ contenta $= \mathfrak{S} s dx$, ponendo densitatem calorigi in distantia quadam pro vnitate assumpta $= 1$.

13. Cum quaeuis attractio seu grauitas quae iuxta lineas rectas agit, decrescat in ratione inuersa quadrati distantiae, illa quantitas Calorigi $\mathfrak{S} s dx$ versus M grauitabit seu pondus habebit $= \frac{\alpha \mathfrak{S} s dx}{x^2}$, ponendo attractionem seu grauitationem in distantia supra (12) pro vnitate assumpta $= \alpha$.

14. Erit igitur, cum p crescat decrescente x , vt facile patet (9. 10)

$$dp = - \frac{\alpha \mathfrak{S} s dx}{x^2}$$

15. iam uero est superficies sphaerica s in ratione quadrati semidiametri eius x h. e. in ratione ipsius x^2 , seu ponendo superficiem sphaericam in distantia pro vnitate assumpta (12) $= S$ erit $s = S \cdot x^2$.

16. Porro sit densitas Calorici in illa distantia pro unitate assumta = D ; eritque, cum densitas calorici circa punctum M ob (XVI) decrescere debeat in ratione inuversa quadrati distantiae x (prorsus ut densitas luminis e puncto quodam iuxta lineas rectas emanantis)

$$\vartheta = \frac{D}{x^2}$$

17. Substituendo igitur hosce valores (15. 16) in aequationem (14) nanciscimur simpliciter

$$d p = - \frac{\alpha S \cdot D}{x^2} dx$$

adeoque integrando

$$p = \frac{\alpha S \cdot D}{x} + \text{Const.}$$

18. Cum in distantia admodum magna a Centro particulae M sine dubio nullum caloricum sit, quod versus M adhuc sensibilter grauitet, casu quo distantia x esset admodum magna, si velimus infinita, debeat esse $p = 0$. Vnde valor constantis C erit quoque $= 0$, adeoque duntaxat

$$p = \frac{\alpha \cdot S \cdot D}{x}$$

h. e. pressio calorici in superficiem $\alpha \beta \gamma \delta$ (5) erit in ratione inuversa distantiae x .

19. Adeoque et tensio calorici in distantia $M\alpha = x$ a Centro particulae M erit in ratione inuversa ipsius x . (6. 7)

20. Si igitur haec tensio in distantia pro unitate assumta (12) esset = T , erit tensio in distantia x , seu

$$t = \frac{T}{x}$$

vbi igitur T est quantitas constans pro particulis vnus eiusdemque fluidi aëriiformis, pro quibus omnibus et quantitates α , S , D haud dubie eadem sunt.

§. XX.

Corollarium.

1. Siat iam in (Fig. 2) M, N duae eiusmodi particulae attris, quae per pressionem aliquam externam vsque ad distantiam mutuam $MN = 2x$ sibi appropinquare sint coactae.

2. Hoc casu pars illa calorigi, quo vltra distantias aequales $M\alpha = N\alpha = x = \frac{1}{2} MN$ circumdatae erant, per illam pressionem euasisse est cogitanda, ita vt quaevis particula non nisi id calorigum retinuerit, quam quo per attractionem suam vsque ad hanc distantiam $M\alpha = N\alpha = x$ iam antea quasi erat saturata, dum omne calorigum, quod hunc statum saturationis excederet, illi pressioni obedire et aufugere debeat. In quouis igitur puncto distantiae $M\alpha$ seu $N\alpha$ calorigum eam habebit tensionem, quam ibi habebat, antequam illa pressio accedebat.

3. Ceteroquin in medio ipsius MN h. e. in puncto α (vbi calorigum inter binas particulas M, N aequalem habet tensionem, et vbi hae tensiones coniunctim quoque sese vi comprimenti opponunt) eam nobis cogitare debemus reactionem elasticam calorigi, per quam vi illi comprimenti aequilibrium, tenetur. Nam si in α tensio calorigi minor esset vi comprimente, per hanc vim illae particulae M, N adhuc magis sibi appropinquare cogerentur; et si maior esset, rursus a se inuicem recederent, seu potius nequidem vsque ad illam distantiam MN sese appropinquare potuissent. Quare etiam tensionem calorigi in α cum vi quadam repulsua comparare liceret, quae vi illi comprimenti sese opponeret, et per quam hae particulae M, N a se mutuo recedere nituntur.

4. Dum igitur hae particulae per vim illam prementem quasi sint in statu coacto, ita vt per elasticitatem seu tensionem calorigi in distantia $M\alpha = N\alpha$ illi vi resistant, et aequilibrium teneant, facile patet, vim prementem eo maiorem requiri, quo magis illae particulae M, N sibi inuicem appropinquare debeant, cum tensio

caloris apud α in medio distantiae MN, illi vi sese opponens, inventa sit esse in ratione inuersa distantiae $M\alpha = N\alpha' = x$.

Ex hisce iam deducitur

L e x M a r i o t t i.

§. XXI.

1. Sit scilicet e. gr. iam vas aliquod prismaticum ABEF (Fig. 3.) aëre repletum, qui per vim $= P$, in embolum CD agentem (cui vi et pressio Atmosphaerae est adnumeranda) in spatium ABCD sit compressus, atque nullum est dubium, intra hoc spatium ABCD densitatem aëris esse uniformem h. e. particulas aëris vbiuis in iisdem a se inuicem distantis esse dispositas, quemadmodum id per punctula in hoc spatio designata circiter indigitauimus.

2. Sint iam γ, β in recta mn ipsi CD perpendiculari duae quaedam eiusmodi particulae aëris, de quibus igitur id valebit quod supra (XX) de particulis M et N demonstrauimus, nimirum tensionem caloris inter illas, vi comprimenti sese opponentem, et cum illa aequilibrantem, esse in ratione inuersa dimidiae distantiae $\gamma\beta$, adeoque et in ratione huius distantiae $\gamma\beta$ ipsius.

3. Eadem tensio in duas quascunque alias particulas aëris valebit.

4. Quodsi igitur inter tota illa altitudine mn distantia illa $\gamma\beta = 2x$ contenta sit in vicibus, ita vt illa altitudo mn $= H$ sit $= m \cdot 2x$, habebimus $x = \frac{H}{2m}$, eritque tensio caloris inter quascunque binas particulas aëris $= \frac{T}{x} = \frac{2mT}{H}$. (§. XIX. 19. 20).

5. Adeoque illae parti totius vis comprimentis P, quae in particulas aëris in recta mn dispositas agit, aequilibrium tenetur per tensionem caloris $= \frac{2mT}{H}$, quae vbiuis inter duas eiusmodi particulas eadem est.

6. Quodsi igitur per totum spatium prismaticum **ABCD** dentur μ eiusmodi series particularum, vti *mn* vnam repraesentat, totae vi comprimenti **P** aequilibrium tenetur per tensionem $\frac{2 m \mu T}{H}$, h. e. habebimus

$$P = \frac{2 m \mu T}{H}$$

7. Facile patet, si distantia $\gamma\beta$ in tota altitudine *mn* siue **H** comprehensa sit *m* vicibus, hunc numerum *m* simul indicare, quot particulae aëris in recta *mn* sint contentae, si vnicam particulam apud **CD** vel **AB** haud in computum ducamus, quod absque errore sensibili fieri potest.

8. Productum $m\mu$ in formula (6) exprimet igitur summam omnium particularum aëris in spatio prismatico **ABCD** comprehensarum, adeoque totam massam ponderabilem aëris hoc spatium replentis.

9. Haec massa aërea est in ratione ponderis eiusdem, quod vocemus = **Q**; Eritque igitur $m \cdot \mu$ in ratione ipsius **Q**

10. Ponere igitur possumus

$$P = \frac{2 Q \cdot T}{H}$$

11. Si iam alia vis = **℘** in embolum **CD** agens hanc massam aëris = **Q** comprimat in spatium cuius altitudo esset = **℥**, habebimus similiter

$$\mathfrak{P} = \frac{2 Q \cdot T}{\mathfrak{H}}$$

(Si scilicet sub compressione **℘** in altitudine **℥** iam contentae essent m' particulae aëris, ob massam aëris = **Q**, necessario tot series eiusmodi particularum in Volumine aëreo altitudinis **℥** iam contentae esse debent, quot vnitates contineret quotiens $\mu' = \frac{Q}{m}$ vnde rursus $Q = m' \mu'$, vti supra $Q = m \mu$).

12. Valor ipsius T pro particulis vnus eiusdemque fluidi aëriiformis, vt supra (§. XIX. 20) monui, constans est.

13. Habemus igitur

$$P : \wp = \frac{Q}{H} : \frac{Q}{\mathfrak{H}}$$

14. Si in (9) massa aëris = Q volumen prismaticum super basi AB occupat cuius altitudo est = H , in (11) vero eadem massa aëris = Q super eadem basi AB , volumen prismaticum altitudinis = \mathfrak{H} implet, hac altitudines H , \mathfrak{H} sunt in ratione ipsorum dictorum voluminum, quae per litteras V et \mathfrak{V} designemus.

Habebimus igitur

$$P : \wp = \frac{Q}{V} : \frac{Q}{\mathfrak{V}}$$

15. Verum pondus aëris = Q diuisum per volumen V quod occupat, densitatem seu grauitatem specificam eius designat.

Quotiens $\frac{Q}{V}$ igitur exprimit densitatem aëris per vim P

in volumen V compressi, similiterque $\frac{Q}{\mathfrak{V}}$ densitatem huius massae aëreae si per vim \wp in volumen \mathfrak{V} est compressa. Si igitur hasce densitates vocemus D et \mathfrak{D} , nanciscimur *legem Mariotti* nimirum

$$P : \wp = D : \mathfrak{D}$$

quae igitur pro quacunque pressione sub qua aëris particulae ponderabiles nondum ad ipsum mutuum contactum perueniunt (§. X.) vera esse debet.

§. XXII.

In omnibus hisce conclusionibus unam eandemque temperaturam voluminibus aëris V , \mathfrak{V} inesse, tacite supposuimus. Hae temperaturae non pendent a Calorico illo specifico, seu latenti, quem tanquam causam proximam elasticitatis aëris contemplati sumus.

Cum vero aër, praeter hunc calorem specificum et insignem quantitatem caloris liberi recipere possit, per cuius actionem particulae illius specifici magis a se inuicem remoueri videntur, necesse est, vt aëris quaedam portio per calorem liberum, velut omnia corpora, in maius spatium extendatur, adeoque et maior vis comprimens requiratur, vt in eodem spatio contineatur. Quare tunc aëri quoque maiorem elasticitatem specificam adscribere solemus, si temperaturae altiori, h. e. actioni caloris liberi magis intensi, expositus

est. Lex igitur Mariotti non nisi sub aequali temperie aëris compressi valere potest.

Si temperaturae aëris, in Voluminibus V , \mathfrak{V} contenti ponantur esse t et τ iuxta thermometrum Reaumurianum, vires P , \mathfrak{P} non amplius a densitatibus D , \mathfrak{D} , sed quoque a functione quaedam ipsarum t et τ pendebunt h. e. habebimus tunc

$$P : \mathfrak{P} = D \cdot \phi t : \mathfrak{D} \cdot \phi \tau$$

adeoque duntaxat pro $\phi t = \phi \tau$ seu pro $t = \tau$ esset

$$P : \mathfrak{P} = D : \mathfrak{D}$$

Quaenam sit forma functionis ϕt seu $\phi \tau$, imprimis casu, quo aër Calori admodum intenso sit expositus, peculiarem disquisitionem postularet.

Interim experimenta docuerunt, pro vna eademque densitate h. e. ponendo $D = \mathfrak{D}$, pressionem P et \mathfrak{P} (quas per columnas mercuriales seu eorum pondera plerumque mensurare solemus) esse proxime in ratione $1 + At : 1 + A\tau$, ita vt $1 + At$ et $1 + A\tau$ sint illae functiones, casu, quo illae temperaturae certos limites non excedunt.

Fieri igitur potest, vt extra hos limites functio ϕt forsitan $= 1 + At + Bt^2 \dots$ ponenda esset. Sed in temperiebus, non admodum ab illa aquae congelascentis distantibus, admodum prope est $\phi t = 1 + At$, quemadmodum in libello meo (Ueber das Ausmessen der Wärme. Frankf. u. Leipzig 1786) iam ante quadraginta annos ostendi, ubi simul via experimentalis pro valore coefficientis A fractionem $\frac{1}{213}$ reperi, si temperaturae t , τ iuxta thermometrum mercuriale Reaumurianum sumtae intelligantur, cum qua determinatione etiam experimenta recentiora exacte conueniunt

Erit igitur

$$P : \mathfrak{P} = D(1 + At) : \mathfrak{D}(1 + A\tau)$$

Ostendi simul in illo libro per argumenta theoretica hanc functionem

$$\phi t = 1 + A.t = 1 + \frac{t}{213}$$

quoque pro omnibus fluidis aëriformibus intra dictos limites valituram esse, quod similiter patet ex experimentis recentioribus. In argumentis scilicet, quibus id pro aëre nostro atmosphaerico ostenderam, vbiuis duntaxat nomen alius cuiusdam fluidi aëriformis ponendum esset, sicut in hydrostatica, vbi de legibus aequilibrii fluidorum generaliter loquimur, plerumque duntaxat aquae nomine vti solemus, dum, quae pro hoc fluido liquido demonstrantur, similiter et aliis liquidis conuenire censemus.

Fig. 1.

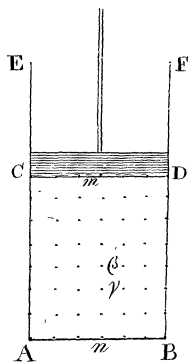
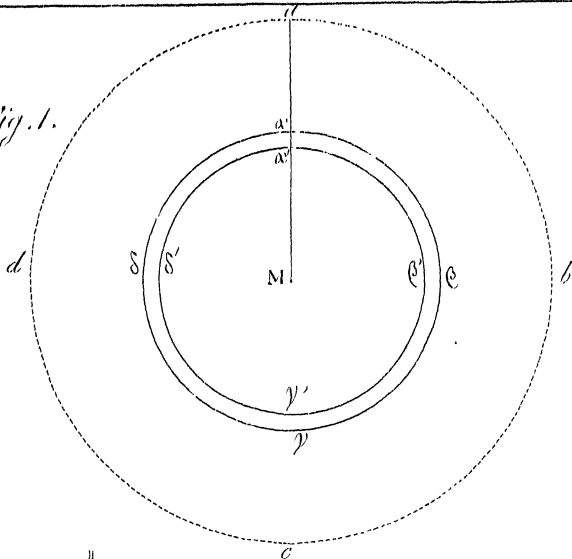


Fig. 3.

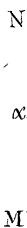


Fig. 2.

Jo. Tob. Mayer
super legem Mariotti.

