Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky

Václav Posejpal

O konstituci látky a vztahu hmoty a energie. [III.]

Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky, Vol. 43 (1914), No. 3-4, 396--410

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/109251

O konstituci látky a poměru hmoty a energie.

Dr. Václav Posejpal.

(Dokončení.)

§ 7. Maupertuisská hmota elektromagnetická.

Vzrůst inercie tělesa následkem zelektrování lze také prokázati vzrostem jeho hmoty, definované na základě impulsu. Nutno však předeslati důležitou poznámku.

Slyšeli jsme, že vzbuzením elektromagnetického pole h, H se lokalisuje v etheru elektromagnetická energie obnosem $\frac{K_0 h^2}{8\pi} + \frac{\mu_0 H^2}{8\pi}$ na jednotku objemovou. Důvod, proč tuto energii lokalisujeme do etheru a ne na př. do tělesa, pole vzbuzujícího, jest snaha, udržeti princip o zachování energie v platnosti. Uvažme na př., že těleso vyšle elektromagnetickou vlnu. To jest spojeno s nákladem energie, již těleso ztratí. Po jisté době vlna nechť narazí na překážku, jež ji absorbuje. To znamená zisk energie pro absorbující látku. Bez našeho předpokladu by při emissi vlny energie přicházela v nic a při její absorpci by zase z ničeho vznikala. A něco obdobného platí o hybnosti. Chceme-li udržeti pro síly elektromagnetické platnost principu akce a reakce a z toho plynoucího principu o zachování hybnosti nebo impulsu, musíme předpokládati, jak to první učinil H. Poincaré, že ether, jenž jest sídlem elektromagnetického pole h, H, lokalisuje v jednotce objemové hybnost obnosem:

$$g = \frac{K_0 \mu_0 Hh \sin \alpha}{4\pi}, \tag{17}$$

kdež α značí úhel intensit h a H. Směr této hybnosti v každém bodě jest kolmý na rovinu určenou vektory h. H a sice ve smyslu prostředního prstu pravé ruky, jejíž palec má směr h a ukazováček směr H. Abychom ukázali, že bez Poincarého předpokladu neplatí pro síly elektromagnetické princip akce a reakce, uvažujme dva materiélní body zelektrované a pohybující se. Viděli jsme, že pohybem zelektrovaného tělesa vznikne v jeho okolí magnetické pole, definované rovnicí (14). Naopak a z téhož důvodu podléhá toto těleso, pohybuje-li se samo s nábojem e v daném magnetickém poli H rychlostí v, ponderomotorické síle f,

$$f = \mu_0 Hev \sin \beta, \tag{18}$$

kdež β jest úhel mezi H a v. Síla f jest kolmá na rovinu Hv a jde ve smyslu středního prstu pravé ruky, jejíž palec má směr v a ukazováček směr H. Představme si nyní, že první z našich materiélních bodů má náboj e_1, rychlost v_1, a sice kolmo na papír, ze předu do zadu. Druhý bod nechť má náboj e_2, rychlost v_2 a sice v rovině papíru. Uvažujme okamžik, kdy e_1 právě prochází rovinou papíru a e_2 nechť míří přímo na e_1. Vzdálenost obou budiž r. Pak v místě, kde jest e_2, existuje od e_1 magnetické pole

$$H_1 = \frac{e_1 v_1}{r^2},$$

ležící v rovině papíru a kolmé na r, tedy i na v_2. Podléhá tudíž e_2 od tohoto pole ponderomotorické síle

$$f_2 = \mu_0 H_1 e_2 v_2,$$

kolmé na rovinu papíru (ve smyslu před papír).

Naopak v bodě, kde jest právě e_1, není od e_2 pole žádného, poněvadž úhel

$$\alpha = \sphericalangle (r, v_2) = 0$$

a tedy e_1 nepodléhá od e_2 síle žádné. Výsledek by zůstal v podstatě týž, kdyby v_2 mělo libovolný směr, nerovnoběžný s H_1.

Síla f_2, jíž e_2 od e_1 podléhá, by se sice poněkud zmenšila, ale e_1 by přece zase nepodléhalo žádné síle od e_2 nyní zase z té příčiny, že v_1 má týž směr jako pole H_2, vzbuzené nábojem e_2, jež jest všude kolmé na papír. Tedy úhel β mezi H_2 a v_1 jest roven 0 a tedy pravá strana rovnice (18) dává nullu.

Vidíme tedy, že síly elektromagnetické, jimiž oba body na sebe působí, nesplňují princip akce a reakce. Naproti tomu síly čistě elektrické, Coulombovy, ano, ale jen potud, pokud rychlosti v_1 a v_2 jsou malé proti rychlosti světla.

Ještě zajímavější příklad dávají vlny elektromagnetické. Víme, že elektromagnetická vlna, postupující etherem, obsahuje v každém bodě sílu elektrickou h a magnetickou H, na sobě kolmé a kolmé na směr postupu vlny dle pravidla pravé ruky, h ve směru palce, H ve směru ukazováčku a směr postupu ve směru prstu prostředního. Vzájemná velikost h a H jest v každém okamžiku taková, že jim odpovídající energie jednotky objemové etheru jest v každém místě stejná, tedy

$$K_0 h^2 = \mu_0 H^2. \tag{19}$$

Představme si, že těleso emittuje elektromagnetické vlny symmetricky třeba dle osy, jako na př. činí Hertzův oscillátor, neb žhoucí těleso, vyzařující vlny světelné. V okamžiku emisse vlny nemůže následkem supponované symmetrie emittující těleso podléhati žádné síle následkem této emisse. Nechť nyní někde v dálce vyslaná vlna, mající přibližně tvar vlny rovinné, se setká s překážkou, na př. deskou kovovou. Působením pole elektrického vlny vznikne v desce proud elektrický téhož směru a na ten účinkuje magnetické pole téže vlny silou, jejíž směr, jak snadno lze nahlédnouti (ve smyslu rovnice (18)), padne do směru postupu vlny. Tlačí tedy vlna překážku s sebou, a této akci neodpovídá žádná reakce, přihlížíme-li jen k materii. Není tedy splněn princip o zachování hybnosti.

Jinak se má však věc, předpokládáme-li platnost rovnice (17). Vlna representuje jistou hybnost, namířenou ve směru postupu vlny. Výraz (17) pro prostorovou hustotu této hybnosti se zjednoduší, přihlédneme-li k platnosti rovnic (10) a (19) a dále k tomu, že h a H jsou všude ve vlně na sobě kolmy. Obdržíme

$$g = \frac{K_0 h^2}{4\pi V}. \tag{20}$$

Nazveme-li E hustotu elektromagnetické energie vlny,

$$E = \frac{K_0 h^2}{8\pi} + \frac{\mu_0 H^2}{8\pi} = \frac{K_0 h^2}{4\pi} \tag{21}$$

(na základě (19)), máme jednoduše

$$g = \frac{E}{V}. \tag{21'}$$

Dopadne-li nyní tato vlna na absorbující překážku, rovná se hybnost, jíž překážka následkem tlaku vlny nabude, hybnosti.

jež absorpcí vlny přijde nazmar. Úhrnná hybnost, která před absorpcí následkem symmetrie vlny byla rovna nulle, zůstane rovnou nulle.

Na základě (21') můžeme snadno vypočísti tlak elektromagnetického záření, na př. tlak světla na absorbující těleso. Dle toho, co řečeno o impulsu a hybnosti v § 5., str. 197., vychází, že síla, jíž těleso v daném okamžiku podléhá, jest rovna co do směru i velikosti vzrostu impulsu neb hybnosti za jednotku časovou. Předpokládejme, že na těleso dokonale absorbující dopadá kolmo záření v rovinných vlnách. Pak zisk hybnosti, připadající na jednotku plochy a za jednotku času, jest dán hybností absorbovanou, lokalisovanou ve sloupci, opírajícím se o danou jednotku plochy a výšky V, totiž rychlosti světla. To však činí dle (21') právě E. Jest tedy tlak, vykonávaný elektromagnetickým zářením na dokonale absorbující překážku při kolmém dopadu, číselně roveň energii tohoto záření, připadající na jednotku objemovou.

Přistupme nyní k vypočtení maupertuisské hmoty naší zelektrované koule. Připomeňme si, že její poloměr jest a, náboj e a rychlost v. Vyšetříme z té příčiny nejprve její hybnost, již tedy lokalisujeme do okolního etheru. Poněvadž

$$h = \frac{e}{K_0 r^2}, \quad r > a;$$

$$H = \frac{ev \sin\alpha}{r^2} \quad \text{a} \quad h \perp H,$$

dostáváme pro obnos hybnosti připadající na jednotku objemovou dle (17)

$$g = \frac{\mu_0 e^2 v \sin\alpha}{4\pi r^4}. \tag{22}$$

Při tom pamatujme, že g jest vektor, ležící v rovině rv a kolmý na r tak, že jeho projekce na v má všude týž směr jako v. Úhrnná hybnost naší koule rovná se pak vektorovému součtu všech těchto hybností g. Poněvadž jest úplná symmetrie kolem osy v, jest patrno, že tato výslednice všech g padne do směru rychlosti a bude dána integrálem

$$G = \int g \sin\alpha \, d\tau,$$

kdež integrace se vztahuje na prostor omezený jednak povrchem naší koule, jednak nekonečnem. Vyčíslení se provede úplně analogicky jako při rovnici (15) předešlého § a dává

$$G = \frac{2\mu_0 e^2}{3a} v \tag{23}$$

a z toho

$$m_0 = \frac{G}{v} = \frac{2\mu_0 e^2}{3a}. \tag{23'}$$

Vidíme, že výsledek jest totožný s výsledkem (15'), odvozeným z energie kinetické. Přírůstek hmoty, jejž těleso získává přijetím elektrického náboje, vypadne stejným, ať jej počítáme co hmotu kinetickou neb co hmotu maupertuisskou. Ovšem nezapomínejme na důležitý předpoklad, který činíme o rychlosti v, že totiž jest malou proti rychlosti světla

§ 8. Inerční hmota elektromagnetická.

Vyšetřeme konečně, jak velkým se nám objeví elektromagnetický přírůstek hmoty, vyšetřujeme-li jej podle prvé definice, dané rovnicí (11'), dle níž hmota jest koefficientem inercie. Předpoklad, že rychlost v uvažované koule musí býti malou proti rychlosti světla, nechme prozatím stranou a předpokládejme, že změna této rychlosti s časem, tedy urychlení γ, jest vždy dostatečně malým, tak malým, že těleso nikdy neemittuje elektromagnetického vlnění, jehož energie a hybnost by nebyly k zanedbání. V tom případě jest pak přírůstek hybnosti tělesa dán impulsem výsledné síly za týž čas, tedy

$$dG = f\,dt, \quad \text{a} \quad f = m\gamma.$$

Rozeznávejme oba případy. ve smyslu Newtonovy mechaniky zcela lhostejné, zda totiž síla f působí ve směru okamžitého pohybu, neb naň kolmo. Označme v prvém případě sílu f_l a hmotu m_l, v druhém f_t a m_t. Rozeznáváme tedy hmotu longitudinální a transversální. V prvém případě síla změní hybnost G i rychlost v, nezmění však jejich směru, tedy máme

$$f_l = m_l\gamma = m_l \frac{dv}{dt}, \quad f_l dt = dG,$$

a z toho

$$m_l = \frac{dG}{dv}. \tag{24}$$

V druhém případě rychlost v a tedy i hybnost G zůstanou co do hodnoty absolutní nezměněny, změní však svůj směr, a sice za čas dt o úhel $d\alpha$. Jest tedy v tomto případě

$$dG = G d\alpha,$$
$$dv = v d\alpha$$

a tedy

$$f_t \, dt = G d\alpha, \; f_t = m_t \gamma = m_t v \frac{d\alpha}{dt}$$

a z toho konečně

$$m_t = \frac{G}{v}. \tag{25}$$

Z toho vidíme především, že hmota transversální m_t jest vždy totožná s hmotou maupertuisskou, ať rychlost v jest jakákoliv, a dále, že pokud v zůstává malým proti rychlosti světla a tedy G vyjádřeno rovnicí (23), že i m_l i m_t vedou k témuž výsledku, jako jsme obdrželi dříve, totiž

$$m_0 = \frac{2\mu_0 e^2}{3a}.$$

Tím jest tedy dokázána prvá část našeho tvrzení. Setrvačnost není základní vlastností materie, část inercie tělesa závisí na jeho elektrickém stavu.

Obraťme se nyní k druhé věci a ukažme, že není pravda, že nám známé 3 definice hmoty tělesa vedou vždy a za všech okolností k témuž výsledku. Dokážeme to o hmotě elektromagnetické m_0. Ukážeme, že závisí na rychlosti a sice pro každý případ jiným způsobem.

§ 9. Závislost elektromagnetické hmoty na rychlosti.

Budeme nazývati elektromagnetickou hmotu m_0, již vykazuje zelektrované těleso pro případy malých rychlostí v a jež nezávisí na tom, dle které ze 3 definicí hmoty ji čítáme, krátce počáteční elektromagnetickou hmotou. Ostatně pak budeme, pokud půjde o libovolné rychlosti, označovati písmenem m maupertuisskou hmotu tělesa, písmenami m_l, m_t jeho hmoty inerční, jak už řečeno, písmenem m_e hmotu kinetickou. Všecky tyto hmoty vyjádříme pomocí impulsu G. Především jest definitoricky

$$m = \frac{G}{v}, \tag{12}$$

dále, jak jsme viděli,

$$m_l = \frac{dG}{dv}, \tag{24}$$

$$m_t = \frac{G}{v}, \tag{25}$$

tedy m_t bude vždy identickým s m, ať rychlost v jest jakákoliv.

Výraz pro m_e obdržíme z principu energie. Působením síly f_l ve směru v po hráze dl vzroste kinetická energie w o

$$dw = f_l dl = m_l \frac{dv}{dt} \,.\, v dt = v\,dG$$

a tedy

$$w = \int_0^v v\,dG$$

a z toho

$$m_e = \frac{2w}{v^2} = \frac{2}{v^2} \int_0^v v\,dG. \tag{26}$$

Důvod, proč elektromagnetická hmota jest závislá na rychlosti, je-li tato velmi značnou, jest jednoduše k pochopení. Viděli jsme, že pohybem zelektrovaného tělesa vzniká v okolním etheru magnetické pole. Toto pole se v každém bodě prostoru mění dle toho, jak se těleso přibližuje a pak vzdaluje. Tím tedy se mění také indukce magnetická v každém bodě s časem, a to má za následek, jak víme, vznik síly elektrické. Tato indukovaná elektrická síla jest malá, pokud rychlost v jest malá, roste však s touto a superponuje se na původní pole elektrické obklopující těleso v klidu. Tím přestává platiti dosavadní náš předpoklad o nezávislosti tohoto pole na pohybu tělesa. Jeho změna, jak bližší výpočet ukazuje, jest toho způsobu, že silokřivky naší koule, zůstávajíce stále radiální, řídnou ve směru pohybu, vpředu i vzadu, tedy poblíž polů, a houstnou v rovině na pohyb kolmé, ekvatorielní. To má za následek rychlejší vzrůst energie i hybnosti elektromagnetického pole, než jak odpovídá zákonu úměrnosti s rychlostí v, a tedy vzrůst elektromagnetické hmoty. Zákon, dle kterého tento vzrůst se děje, jest velmi jednoduchý a pochází od Lorentze. Maupertuisská hmota m a tedy také hmota transversální jsou dány výrazem:

$$m = \frac{G}{v} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \text{a} \quad \beta = \frac{v}{V}. \tag{27}$$

Vidíme, že kdyby těleso V mělo rychlost rovnou rychlosti světla, tedy $v = V$, že by m bylo nekonečně velikým. Bylo by tedy třeba nekonečně velké energie k docílení této rychlosti, z čehož plyne, že žádné zelektrované těleso nemůže nabýti rychlosti tak značné.

Vzorec Lorentzův (27), z něhož vychází

$$G = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot v, \tag{27'}$$

byl experimentálně potvrzen měřením transversální hmoty elektronů paprsků kathodových a paprsků β radioaktivních látek, jejichž rychlosti mohou dosáhnouti velmi značných hodnot, ale vždy, jak jest zjištěno, menších, než jest rychlost světla.

Vzorec Lorentzův (27) nás tedy poučuje o tom, jak se hmota m respektive m_t mění s rychlostí v. Zákony této změny pro hmoty m_l a m_c najdeme snadno na základě (27′) a (24), (26). Dostáváme

$$m_l = \frac{dG}{dv} = \frac{m_0}{(1-\beta^2)^{\frac{3}{2}}}, \tag{24'}$$

$$m_c = \frac{2}{v^2}\int_0^v v\,dG = \frac{2m_0}{\beta^2}\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right). \tag{26'}$$

Vidíme, že pro $\beta > 0$ vede každá ze 3 definicí hmoty k jinému výsledku, tedy není, pokud se týče hmoty elektromagnetické, předpoklad Newtonovy mechaniky splněn.

§ 10. Vztah hmoty k energii.

Chci nyní blíže poukázati na úzký vztah, jaký jest mezi elektromagnetickou hmotou a energií. Zvolme v té příčině za příklad záporný elektron, jehož veškerá hmota, jak se všeobecně myslí, jest původu elektromagnetického. Hmotu budeme vyrozumívati maupertuisskou neb transversální, poněvadž tu právě u elektronů měříme. Vzorec (27) odvodil Lorentz za předpokladu, že každé těleso pohybujíc se pohybem rovnoměrným se deformuje tak, že každá délka ležící ve směru pohybu přejde z hodnoty l platící pro klid tělesa v hodnotu $l' = l\sqrt{1-\beta^2}$, takže na př. koule se stává plochým ellipsoidem.

Aby učinil toto sploštění pochopitelným, představuje si H. Poincaré elektron ve tvaru koule o poloměru a, na jejímž povrchu známý nám náboj elektronů $e = 4 \,.\, 10^{-10}$ c. g. s. elektrost. jednotek jest rozprostřen a sice rovnoměrně, je-li elektron v klidu. Vzájemná akce jednotlivých částí náboje e se jeví v tomto případě silami odpudivými, kolmými k povrchu koule a intensity $\frac{2\pi\sigma^2}{K_0}$, značí-li σ povrchový náboj $\sigma = \frac{e}{4\pi a^2}$. Má-li tedy náboj zůstati na povrchu elektronu v rovnováze, jest třeba ekvivalentní zevnější akce, již hledá Poincaré v tlaku p okolního etheru. Pro případ rovnováhy musí

$$p = \frac{2\pi\sigma^2}{K_0} = \frac{e^2}{8\pi K_0 a^4}.$$

Tento tlak považuje Poincaré za universální konstantu etheru, tak že jím jest za daného e stanoven poloměr a elektronu. Dostane-li se nyní elektron do pohybu, přidruží se k tlaku p a elektrostatickým silám síly elektromagnetické jednotlivých částí náboje e, čímž nastane deformace elektronu právě tak, jak ji předpokládá Lorentz. Věc lze snadno nahlédnouti. Viděli jsme, že při značných rychlostech není elektrické pole kolem elektronu rovnoměrné, nejslabší jest na polech, nejsilnější v rovině ekvatorové. Tím tedy na polech klesne tlak elektrostatický, ženoucí ven a nabude převahu tlak etherový p, jenž elektron sploští. Poloměr ekvatorový se však nezmění: přetlaku elektrostatickému drží rovnováhou síla elektromagnetická, daná vzorcem (18) § 7., pag. 397.

Počítejme, vycházejíce z této představy, potenciální energii elektrickou elektronu v klidu. K výrazu $\frac{e^2}{2K_0 a}$ (viz (16) § 6., pg. 200.) přistoupí obnos, representovaný přítomností tlaku p. Neboť tím, že je elektron stlačitelný, může tlak p vykonati práci, celkem

$$\tfrac{4}{3}\pi a^3 p = \tfrac{1}{6}\frac{e^2}{K_0 a}.$$

Jest tedy úhrnná potenciální energie elektronu:

$$E_0 = \frac{e^2}{2K_0 a} + \frac{e^2}{6K_0 a} = \tfrac{2}{3}\frac{e^2}{K_0 a}. \tag{28}$$

Jeho počáteční elektromagnetická hmota m_0 jest, iak víme (na př. (23'))

$$m_0 = \frac{2u_0 e^2}{3a},$$

z čehož vychází bezprostředně

$$m_0 = K_0 \mu_0 E_0 = \frac{E_0}{V^2}. \tag{29}$$

(viz (10)). Jest tedy počáteční elektromagnetická hmota elektronu rovna poměru z jeho úhrnné potenciální energie a druhé mocniny rychlosti světla.

Všimněme si na druhém místě elektromagnetické vlny. Viděli jsme, že této vlně náleží hybnost a v případě rovinné vlny jsme stanovili obnos této hybnosti na jednotku objemovou rovnicí (21)

$$g = \frac{E}{V}. \tag{21}$$

Z toho, co tam řečeno, vychází, že hybnost konečné části rovinné vlny, representující úhrnnou energii E_0, bude

$$G \doteq \frac{E_0}{V}. \tag{30}$$

Representuje-li však vlna hybnost, representuje i hmotu, obnosem

$$m = \frac{G}{V} = \frac{E_0}{V^2}. \tag{31}$$

Uvažme dále, že uvedeme-li elektron do pohybu s rychlostí v, bude jeho kinetická energie

$$w = \int_0^v v\,dG$$

(viz pag. 402.) a tedy vzhledem k (27')

$$w = m_0 V^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right).$$

Jest tedy jeho úhrnná energie $E = E_0 + w$, čili

$$E = m_0 V^2 + m_0 V^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) = \frac{m_0 V^2}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Vzpomeneme-li na výraz (27) pro jeho hmotu m, vidíme, že zase platí

$$m = \frac{E}{V^2}.$$

Přicházíme tedy v uvažovaných třech případech k pozoruhodnému výsledku, že elektromagnetická hmota systému nějakého se rovná poměru úhrnné vnitřní energie tohoto systému k dvojmoci rychlosti světla. Výsledek tento sevšeobecnili Einstein a Langevin. Pro nás nejzajímavější je, co dokázal Langevin o záření, totiž: Hmotný recipient, jehož dutina dokonale elektromagnetické vlny odráží, naplněn zářením energie E_0, získává tím elektromagnetickou hmotu obnosu $m_0 = \frac{E_0}{V^2}$. A dále, každá změna vnitřní energie nějakého hmotného systému způsobená emissí neb absorpcí elektromagnetického záření obnosem ΔE_0 jest doprovázena úměrnou změnou hmoty systému $\Delta m_0 = \frac{\Delta E_0}{V^2}$. Nebudeme sledovati Langevina na cestu odvození těchto tvrzení. Representuje-li, jak jsme viděli, elektromagnetická vlna, volně postupující v etheru, jistou hmotu, jest zcela přirozeno, že také tuto hmotu representuje, postupujíc sem tam v uzavřeném recipientu. A poněvadž hmota vlny jest v každém případě dána energií této vlny a na druhé straně, jak jsme viděli, hmota elektronu energií tohoto elektronu ať potenciální (elektrostatickou) ať kinetickou, nepodivíme se rovněž, že obnos hmoty, jenž systému materiélnímu přináležel následkem toho, že v dané dutině obsahoval elektromagnetické záření, zůstane tomuto systému zachován, přemění-li absorpcí energii tohoto záření v jiný druh vnitřní energie. Mnohem více nás bude zajímati, zda tyto změny hmoty, jež materiélní systém dozná emissí neb absorpcí zářivé energie, lze experimentálně dokázati.

Jest na snadě udati cesty tomuto důkazu: Oteplení tělesa pohlcením sálavého tepla nebo vyzáření světla a tepla při chemické reakci exothermické musí býti spojeny se změnou hmoty. Bohužel, změny, jichž lze docíliti, jsou v obou případech tak malé, že nelze pomýšleti na jejich měření. Tak na př. zvýší-li se teplota vody, o hmotě 1 gramu, absorpcí sálavého tepla o 100^0 *C*, vzroste tím její vnitřní energie, poněvadž jedna gramkalorie jest ekvivalentní $4{\cdot}18 \,.\, 10^7$ ergů, o $4{\cdot}18 \,.\, 10^9$ ergů. Ale $V^2 = 9 \,.\, 10^{20}$, tak že $\Delta m_0 = 5 \,.\, 10^{-12}$ gramů, tedy naprosto neměřitelný obnos. A voda má největší kapacitu tepelnou!

Podobně jest to s reakcemi chemickými. Za příklad se hodí zase voda. Sloučením vodíku a kyslíku na vodu se vyvine při vzniku jedné grammolekuly vody (18 gramů) na 69000 gramkalorií tepla, jež jsou ekvivalentní $3 \,.\, 10^{12}$ ergům. To děleno $V^2 = 9 \,.\, 10^{20}$ dává zmenšení hmoty o $\frac{1}{3} \,.\, 10^{-8}$ gramu, tedy zase nesmírně málo proti celkové hmotě.

Daleko výhodnější jsou poměry u transformací radioaktivných, doprovázených uvolňováním obrovských energií. Tak na př. víme, že gram metallického radia uvolní za každou hodinu 130 gramkalorií, zatím co se částečně transformoval v radium *D* a helium, vysílané ve formě paprsků α. Transformovaný obnos radia snadno vypočteme, uvážíme-li, že průměrný život jednoho atomu radia činí 2600 let. Dostaneme

$$\frac{1}{2600 \times 365 \times 24} \text{ gram.}$$

Tedy transformací celého gramu radia by se vyvinulo množství energie:

$$130 \times 2600 \times 365 \times 24 \times 4{\cdot}18 \times 10^7 = 1{\cdot}1 \times 10^{17} \text{ erg.}$$

Tomu odpovídající zmenšení hmoty pak bude

$$\Delta m_0 = \frac{1{\cdot}1 \times 10^{17}}{9 \times 10^{20}} = 1{\cdot}2 \times 10^{-4} \text{ gram.}$$

Uvažovaná transformace jest však jen malou částí děje, který vychází od uranu a končí u helia a olova. Musí tedy konečné produkty, helium a olovo, jež vzniknou z daného množství uranu, vykazovati zmenšení úhrnné hmoty ještě větší, tedy větší, než jest jedna desetitisícina původní hmoty uranu.

Tak značné zmenšení hmoty jest možno dokázati vážením. Jest ovšem otázka, zda má námi vypočtená změna elektromagnetické hmoty nějakého systému následkem emisse neb absorpce zářivé energie vliv na váhu tohoto systému. Jest nade vši pochybnost dokázáno, že ano, a že změna hmoty

$$\Delta m_0 = \frac{\Delta E_0}{V^2}$$

vyjádřená v gramech jest doprovázena stejnou změnou váhy v gramech.

Důkaz vyplývá z následující úvahy ve spojení s pokusy Eotvösovými.

Předpokládejme, že ztráta vnitřní energie zářením, spojená se změnou hmoty, není spojena se změnou váhy, že vnitřní energie, jež přispívá k inercii tělesa, nepřispívá nijak k jeho váze. Z toho by plynulo na př., že jisté množství uranu by mělo stejnou váhu s konečnými produkty své transformace, heliem a olovem, ale nestejnou inercii, nestejnou hmotu. Udělovala by jim tedy tíže zemská nestejné urychlení, tak že by na témž místě urychlení tíže zemské g látek uran, helium a olovo musilo býti nestejné, a rozdíly by musily býti řádu jedné desetitisíciny g. Proto konal Eotvös měření v tomto smyslu a shledal, že rozdíly námi předvídané nedosahují jedné dvacetimilliontiny, tedy zůstávají daleko za mezí námi stanovenou. Tím tedy jest naše tvrzení prokázáno a Δm_0 lze měřiti vážením. Všimněme si mimochodem, že v důsledku toho musíme i vlně elektromagnetické, tedy na př. vlně světelné, přisouditi váhu. To vážení má však háček. Radioaktivní transformace se dějí velmi zvolna, tak že by bylo třeba, má-li děj aspoň trochu pokročiti a tím býti přístupen měření, čekati při radiu několik set let, při uranu několik millionů století. Jest však zde jiná cesta, ne tak přímá, ale v podstatě stejná. Při radioaktivním rozpadu se vysílají paprsky α, β a γ. Předpokládejme, že naše tvrzení o zmenšení hmoty a váhy ztrátou vnitřní energie neplatí. Pak by atom, jenž vznikl z původního tím, že byly vyslány paprsky β a γ, musil míti stejnou s ním atomovou váhu, poněvadž, maje se státi elektricky neutrálním, musí zpět získati stejný počet záporných elektronů, hmoty stále téže, kolik dříve s těmito paprsky ztratil Paprsky α skládají se z atomů helia. Vysláním tedy jedné částečky α zmenší se atomová váha původního atomu pokaždé o atomovou váhu helia, takže rozdíl atomových vah, na př. radia a olova, musí býti přesně celým nevelkým násobkem atomové váhy helia. Je-li však naopak naše tvrzení správné, musí býti tyto rozdíly větší o obnos úměrný energii ztracené během postupných transformací, a jenž, jak víme, jest řádu jedné desetitisíciny váhy původního atomu. Poněvadž pak atomové váhy uranu a olova jsou řádu 200, vidíme, že by stačilo měřiti tyto veličiny přesně na dvě decimály, aby o pravdivosti našeho tvrzení bylo rozhodnuto. Měření dosavadní tomuto požadavku přesnosti, žel, nevyhovují.

Naproti tomu jest s jistotou prokázáno, že atomové váhy většiny prvků jen málo se liší od celých čísel, založených na atomové váze vodíku jako jednotky Na př.

$$C = 11{\cdot}91,\quad He = 4,\quad Na = 22{\cdot}80,\quad N = 13{\cdot}90,\quad Li = 6{\cdot}94,$$
$$Mg = 24{\cdot}12 \text{ atd.}$$

Tato okolnost byla dosud největší překážkou představě o jednotné stavbě atomů materiélních z jednoho neb několika základních prvků, jíž odkrytí transformací radioaktivních dává tolik podpory. Předpoklad změny hmoty se změnou vnitřní energie tento rozpor úplně odstraňuje a vysvětluje: Rozdíly atomových vah od celých čísel pocházejí odtud, že tvoření se atomů z elementů základních (ať už desintegrací, jako je tomu při radioaktivitě, neb nějakým nám dosud neznámým processem skladným) jest spojeno se změnami vnitřní energie emissí neb absorpcí záření. Součet váhy vytvořených atomů liší se od váhy atomů původních o obnos daný poměrem změny vnitřní energie k dvojmoci rychlosti světelné. Obnosy energie, k nimž zjištěné rozdíly vah vedou, jsou téhož řádu jako při transformacích radioaktivních. Tak na př. chceme-li předpokládati, že atom kyslíku vznikl ze 16 atomů vodíku, stačí k vysvětlení atomové váhy kyslíku dané číslem 15·87 a tedy nižší než at. váha 16 atomů vodíku, předpokládati, že jmenovaná kondensace byla doprovázena ztrátou energie jen asi pětkráte větší, než kolik se jí uvolní trasformací atomu radia v radium D. Můžeme tedy věc obrátiti a říci: Rozdíly atomových vah od čísel celých nejsou záhadnou překážkou hypothesy o jednotné stavbě atomu, naopak jsou experimentálním dokladem, že energie má inercii a váhu.

Shrneme-li vše, co řečeno v tomto paragrafu o poměru energie a inercie, vidíme, že ve všech uvažovaných případech se objevil stejným, a to tak, že vnitřní energii E_0 odpovídá hmota

$$m_0 = \frac{E_0}{V^2}.$$

I jest na snadě předpokládati, že veškerá hmota jest téhož původu a vždy spojena se zásobou energie tak, jak právě udáno. Tento předpoklad jest totožný s předpokladem, všeobecně činěným, že veškerá hmota jest hmotou elektromagnetickou a mění se tudíž s rychlostí dle zákona Lorentzova (27)

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \tag{27}$$

Vidíme také, že oba předpoklady jsou v plném souhlase s představou o zbudování atomu z elektronů. Dle toho by tedy hmota jednoho gramu, ať se jedná o jakoukoliv látku, představovala zásobu energie obnosem 9×10^{20} erg. Energie tato jest ohromná, rovná se teplu, které by vzniklo spálením tří millionů kilogramů nejlepšího kamenného uhlí.

Princip o zachování hmoty jest pak identický s principem o zachování energie. Jen takový uzavřený systém má stálou hmotu, který nevyměňuje s okolím energie.

Jest pozoruhodným, jakého posílení tím vším dochází Ostwaldův energetismus.