Werk

Label: Article

Jahr: 1912

PURL: https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?31311028X_0041|log58

Kontakt/Contact

Digizeitschriften e.V.
SUB Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen

info@digizeitschriften.de

hodnoty K_{II}, čili že citlivost methody I dá se více stupňovati než methody II. Poněvadž prostředky, jež jsem měl k disposici, nedovolovaly mi dalšího stupňování method těchto, zůstává experimentální rozhodnutí této otázky zatím nerozřešeno.*)

Budiž ještě podotknuto, že udaného zde spojení elektrometru je možno užíti nejen ku srovnávání kapacit, nýbrž že stejně dobře dalo by se ho použíti pro srovnávání velikých odporů (jmenovitě elektrolytických) i velikých samoindukcí. Též stojí za povšimnutí, že měření nejsou tu omezena pouze na střídavý proud nízké frequence, nýbrž že stejně by se jich dalo užíti i pro frequence vysoké. Jediná podmínka, jež pro užití tohoto způsobu měření musí býti splněna, je ta, aby měřená kapacita, samoindukce neb odpor snesly na svých pólech značnou potenciálnou differenci.

Výsledek.

Popsány jsou dvě jednoduché methody, proveditelné skromnými prostředky, pro srovnání kapacit s chybou pouze několika málo setin procenta užitím elektrometru ve spojení, jež liší se od užívaného kvadrantového nebo jehlového pouze přepnutím obalu na jiné místo.

Brno, fysikální ústav české techniky.

O vlivu dopružování na kmity pružných těles.

Napsal dr. **Frant. Nachtikal.**

1. *Definice dopružování.* Zjev dopružování prvý pozoroval Weber. Když bylo nezkroucené hedvábné vlákno po delší dobu napiato a pak náhle puštěno, nevrátí se úplně do původní délky. O jistou část zkrátí se ihned (zjev *pružnosti*), ale pak se dále ještě po několik hodin zkracuje s ubývající rychlostí (zjev *dopružování*); konečná jeho délka je však o něco větší než délka

*) Dle informativního měření jež mi bylo možno provésti pro methodu druhou, vycházelo, že citlivosti ubývá ještě rychleji, než by dle udané hodnoty B (určené akkumulátory) vycházelo.

před napětím (trvalé prodloužení). Podobné úkazy byly pozorovány i na jiných látkách. Zjevy tyto, zejména u látek se značným dopružováním, jsou značně složité a jejich theoretický výklad obtížný.

Pokud jde o látky, jež jeví jen nepatrné dopružování a žádných trvalých deformací, lze poměrně jednoduše zavésti dopružování v počet. Podstatou dopružování jest, že určitý stav rovnovážný nebo pohybový nenastává ihned, jakmile síly počaly působiti, nýbrž potřebuje k tomu jistého času; skutečný stav se onomu konečnému stavu s rostoucím časem asymptoticky blíží. Účinkem vnějších i vnitřních sil v určitém čase mělo by býti okamžité zrychlení $\ddot{x}_0$; skutečné zrychlení $\ddot{x}$ liší se od této hodnoty $\ddot{x}_0$. V prvém přiblížení lze předpokládati, že rozdíl obou $\ddot{x}_0 - \ddot{x}$ zmenšuje se časově s rychlostí úměrnou tomuto rozdílu, což vede ke vztahu

$$\frac{d\ddot{x}}{dt} = n(\ddot{x}_0 - \ddot{x}) = \frac{1}{\tau}(\ddot{x}_0 - \ddot{x}). \qquad (1)$$

Koefficient n má rozměr převratné doby; $\frac{1}{n} = \tau$ znamená dobu, za kterou by se rozdíl konečného a skutečného zrychlení zmenšil na nullu, kdyby se zmenšování dálo stálou rychlostí, což ovšem není splněno. Kdyby však konečné zrychlení $\ddot{x}_0$ mělo stálou hodnotu, byl by integrálem rovnice (1)

$$\ddot{x}_0 - \ddot{x} = (\ddot{x}_0 - \ddot{x}_1)\, e^{-\frac{t}{\tau}},$$

při čemž $\ddot{x}_1$ znamená skutečné zrychlení v čase $t = 0$. Za dobu τ zmenší se rozdíl zrychlení konečného a skutečného $\ddot{x}_0 - \ddot{x}$ na hodnotu $\frac{1}{e}$ původní velikosti. Podle Maxwella lze nazvati dobu τ *relaxační dobou*. Látky, jevící malé dopružování, mají relaxační dobu τ velmi malou.

Rovnicí (1) je vlastně definován určitý zjev, jejž lze sice stručně nazvati dopružováním, ale jenž přece nevystihuje celý obor zjevů pozorovaných, jež jsou značně složitější. Látky jevící dopružování jsou zpravidla také tažné nebo tvárlivé a vykazují proto po každé změně tvaru trvalou deformaci; k tomu tato theorie nepřihlíží.

2. *Základní pohybová rovnice.* Označme okamžitou výchylku pružného tělesa x. Zrychlení, jaké by způsobily v čase t vnější síly samy pro sebe, budiž nějakou funkcí času X; účinkem pružnosti přistupuje k tomu zrychlení $-a^2x$, při čemž $a = \frac{2\pi}{T}$ a tedy T je vlastní doba kmitová, kdyby nebylo dopružování. Pro všeobecnost předpokládejme ještě tlumení, jímž vzniká zrychlení $-\lambda \frac{dx}{dt}$. Kdyby nebylo dopružování, bylo by tedy okamžité zrychlení

$$\ddot{x}_0 = X - a^2x - \lambda \frac{dx}{dt}.$$

Dosazením do rovnice (1) dostáváme základní pohybovou rovnici, píšeme-li ještě $\ddot{x} = \frac{d^2x}{dt^2}$,

$$\frac{d^3x}{dt^3} = \frac{1}{\tau}\left(X - a^2x - \lambda \frac{dx}{dt} - \frac{d^2x}{dt^2}\right)$$

anebo

$$\tau \frac{d^3x}{dt^3} + \frac{d^2x}{dt^2} + \lambda \frac{dx}{dt} + a^2x = X. \tag{2}$$

Jak patrno, touž rovnici obdržíme, když k pohybové rovnici, jaká platí pro pohyby vlivem pružnosti bez dopružování,

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \lambda \frac{dx}{dt} + a^2x = X$$

připojíme člen dopružováním vzniklý $\tau \frac{d^3x}{dt^3}$, znamená-li τ dobu relaxační.

3. *Těleso volné.* Nejdůležitějším je případ, kdy není vnějších sil, tedy $X = 0$. Pohybová rovnice v tomto případu jest

$$\tau \frac{d^3x}{dt^3} + \frac{d^2x}{dt^2} + \lambda \frac{dx}{dt} + a^2x = 0 \tag{3}$$

a má integrál tvaru

$$x = Ce^{\alpha t},$$

kdež koefficient α vyhovuje rovnici

$$\tau\alpha^3 + \alpha^2 + \lambda\alpha + a^2 = 0. \tag{4}$$

Při malém dopružování a tlumení má tato rovnice jeden kořen reálný a dva soujemné, jež označíme

$$\alpha_1 = -m, \quad \alpha_2 = -l + ib, \quad \alpha_3 = -l - ib.$$

Obecný integrál lze pak uvésti do tvaru

$$x = Ce^{-mt} + e^{-lt}(A \sin bt + B \cos bt), \tag{5}$$

kdež C, A, B jsou tři integrační konstanty.

Lze ovšem snadno vyjádřiti kořeny rovnice (4) pomocí koefficientů τ, λ a a, ale výrazy ty jsou nepřehledné. Fysikální význam dopružování lépe vynikne, rozvineme-li výrazy ty v řadu a podržíme-li vedle hlavního členu pouze prvý člen korrekční. Předpokládáme při tom, že τ a λ jsou veličiny malé prvého řádu. Tak dostáváme:

$$m = \frac{1}{\tau} + a^2\tau - \lambda$$

$$l = \tfrac{1}{2}(\lambda - a^2\tau)$$

$$b = a\left(1 - \tfrac{5}{8}a^2\tau^2 - \tfrac{1}{8}\frac{\lambda^2}{a^2} + \lambda\tau\right).$$

Jak z integrálu (5) vyplývá, těleso koná vlastní kmity o frekvenci $b = \frac{2\pi}{T}$ (T = vlastní doba kmitová). Bez tlumení i dopružování byla by frekvence $a = \frac{2\pi}{T_0}$. Z výrazu pro frekvenci b je zřejmo, že jak tlumení, tak i dopružování samo o sobě snižují frekvenci; při současném tlumení i dopružování přistupuje ještě člen $\lambda\tau$, jenž zvyšuje frekvenci. Změny frekvence jsou však vesměs malé veličiny druhého řádu a v prvém přiblížení nebylo by třeba k nim přihlížeti.

Kmity ty jsou však tlumené a jejich logarithmický dekrement má hodnotu

$$\pi\frac{l}{b} \doteq \frac{\pi}{2a}(\lambda - a^2\tau).$$

Jak patrno, logarithmický dekrement $\frac{\pi}{2a} \cdot \lambda$, jaký by byl při pouhém tlumení, dopružováním se zmenšuje. Za podmínky $\lambda = a^2\tau$ vznikly by kmity netlumené. Je-li dopružování ještě

větší, nebo není-li vůbec tlumení, má log. dekrement zápornou hodnotu. Amplitudy kmitů se zvětšují a mělo by se vlastně mluviti o log. inkrementu. Výsledek tento na prvý pohled zaráží, ale na jednoduchém příkladu v následujícím odstavci bude ukázán jeho fysikální význam.

Střední poloha, kolem níž se kmity dějí, jest určena vztahem

$$x_0 = Ce^{-mt},$$

v němž hodnota konstanty C je stanovena počátečními podmínkami. Střední poloha kmitů nesplývá tudíž s vlastní rovnovážnou polohou tělesa, nýbrž blíží se k ní asymptoticky s časem, úměrně s výrazem e^{-mt} anebo v prvém přiblížení $e^{-\frac{t}{\tau}}$. Zjev tento znamená relaxaci ve smyslu Maxwellově.

4. *Těleso vychýlené a puštěné.* Těleso volné bylo vychýleno o výchylku x_1, drženo v této poloze tak dlouho, až se jí přizpůsobilo $\left(\frac{d^2x}{dt^2} = 0\right)$ a pak puštěno. Počáteční podmínky v čase $t = 0$ jsou tedy:

$$x = x_1, \quad \frac{dx}{dt} = 0, \quad \frac{d^2x}{dt^2} = 0.$$

Dosadíme-li do těchto podmínek obecné řešení (5), dostáváme hodnoty konstant C, A, B. Omezíme-li se pouze na prvé korrekční členy, jest

$$C = x_1 \,.\, a^2\tau^2, \quad A = \frac{x_1}{2}\left(a\tau + \frac{\lambda}{a}\right), \quad B = x_1\,(1 - a^2\tau^2)$$

a tedy řešení tohoto případu

$$x = x_1 \,.\, a^2\tau^2 e^{-mt} + x_1 e^{-lt}\left[\tfrac{1}{2}\left(a\tau + \frac{\lambda}{a}\right) \sin bt + (1 - a^2\tau^2) \cos bt\right],$$

kdež ovšem by bylo lze položiti přibližně

$$m = \frac{1}{\tau}, \quad l = \tfrac{1}{2}(\lambda - a^2\tau), \quad b = a.$$

Kdyby nebylo ani tlumení ani dopružování, bylo by obecným řešením tohoto případu

$$x = x_1 \,.\, \cos at.$$

Jak patrno, amplituda je menší, tak jako by původní výchylka byla pouze $x_1 (1 - a^2\tau^2)$. Střední poloha kmitů je na počátku $x_0 = x_1 . a^2\tau^2$.

Těleso přizpůsobilo se původní výchylce tím, že jeho střední poloha se pošinula o $x_1 . a^2\tau^2$ ve směru, ve kterém bylo vychýleno, a jen rozdíl skutečné výchylky x_1 a této střední polohy $x_1 a^2\tau^2$ podmiňuje na počátku amplitudu kmitů. Střední poloha se časově podle exponenciely blíží nulle.

Jak bylo v předešlém odstavci uvedeno, kdyby nebylo tlumení, byl by logarithmický dekrement záporný a tedy amplituda kmitů by rostla, což je na pohled proti principu energie. Na tomto případě lze vzrůst energie kmitů vyložiti. Potenciálná energie, která tělesu byla udělena výchylkou x_1, nemění se za dopružování ihned celá v energii kmitů, nýbrž jen část odpovídající výchylce $x_1 (1 - a^2\tau^2)$; zbytek určený výchylkou $x_1 . a^2\tau^2$ mění se teprve postupem času v energii kmitovou v tom poměru, jak tato výchylka dopružováním mizí, a proto amplituda roste.

Proti případu, kdy není ani dopružování ani tlumení ($x = x_1 . \cos at$), vzniká fázové zpoždění kmitů. Dobu, o kterou jsou kmity zpožděny, označme ϑ; pak z předchozího vzorce vyplývá

$$tg\, a\vartheta = \tfrac{1}{2}\left(a\tau + \frac{\lambda}{a}\right)$$

anebo v prvém přiblížení

$$\vartheta = \tfrac{1}{2}\left(\tau + \frac{\lambda}{a^2}\right).$$

Není-li tlumení, jest časové zpoždění kmitů

$$\vartheta = \tfrac{1}{2}\tau$$

stálé (nezávislé na vlastní době kmitové) a rovná se poloviční době relaxační. Tím je na tomto případě potvrzena správnost předpokladu, který činí prof. Koláček (Elektřina a magnetismus, str. 307.) o všech zjevech hysteretických, mezi něž ovšem patří dopružování.

5. *Těleso impulsem ve kmity uvedené.* Zcela obdobně lze řešiti případ, byla-li tělesu v klidu udělena v čase $t = 0$ im-

pulsem okamžitá rychlost c. Dosadíme-li do podmínečných rovnic v čase $t = 0$

$$x = 0, \quad \frac{dx}{dt} = c; \quad \frac{d^2x}{dt^2} = 0$$

obecné řešení (5), dostáváme pro integrační konstanty hodnoty:

$$A = \frac{c}{a}\left(1 + \tfrac{5}{8}\, a^2\tau^2 + \tfrac{1}{8}\frac{\lambda^2}{a^2} - 2\lambda\tau\right)$$

$$-B = C = c\tau^2\,(\lambda - a^2\tau).$$

Konstanta C, odpovídající členu vzniklému dopružováním, jest malou veličinou třetího řádu. Dopružování v tomto případě ustupuje zcela do pozadí, jak se ovšem dalo očekávati.

Nehledíme-li k tlumení, jest amplituda kmitů větší, než by byla bez dopružování (korrekční člen $\frac{5}{8}\, a^2\tau^2$). Příčinou toho jest, že k udělení téže rychlosti počáteční za dopružování je třeba větší impulsivní síly než bez dopružování a je tedy také dodaná energie větší. Naopak zase stejná síla impulsivní vzbudí při dopružování ihned jeń menší rychlost než bez dopružování.

6. *Na těleso působí stálá síla.* Označíme-li zrychlení, jaké by stálá síla tělesu udílela, X, platí v tomto případě pohybová rovnice

$$\tau\frac{d^3x}{dt^3} + \frac{d^2x}{dt^2} + \lambda\frac{dx}{dt} + a^2x = X.$$

Partikulárním integrálem této rovnice jest

$$x = \frac{X}{a^2}$$

a tedy její obecný integrál

$$x = \frac{X}{a^2} + Ce^{-mt} + e^{-lt}\,(A\sin bt + B\cos bt).$$

Bylo-li na př. těleso původně v klidu, platí pro $t = 0$ počáteční podmínky

$$x = 0, \quad \frac{dx}{dt} = 0, \quad \frac{d^2x}{dt^2} = 0.$$

Dosazením dostáváme hodnoty integračních konstant

$$C = -X\tau^2, \quad A = -\frac{X}{2a^2}\left(a\tau + \frac{\lambda}{a}\right), \quad B = -\frac{X}{a^2}\,(1 - a^2\tau^2)$$

a obecné řešení je pak

$$x = \frac{X}{a^2} - X\tau^2 e^{-mt} - \frac{X}{a^2} e^{-lt} \left[\tfrac{1}{2}\left(at + \frac{\lambda}{a}\right) \sin bt \right.$$
$$\left. + (1 - a^2\tau^2) \cos bt \right].$$

Těleso kmitá, jak se dalo očekávati. Nehledíme-li na tyto kmity, výchylka silou vzbuzená není ihned $\frac{X}{a^2}$, jaká by byla bez dopružování, nýbrž jest menší o $X\tau^2$ a teprve s rostoucím časem blíží se konečné hodnotě $\frac{X}{a^2}$, což je známý úkaz, pozorovaný při dopružování. Poměr výchylky $X\tau^2$, o kterou se těleso pošinuje dopružováním, ke konečné výchylce $\frac{X}{a^2}$ jest

$$a^2\tau^2 = \frac{4\pi^2\tau^2}{T^2};$$

poměr tento je tudíž úměrný dvojmoci poměru doby relaxační τ a vlastní doby kmitové T.

7. *Vynucené kmity.* Na těleso působí periodická síla, jež mu udílí zrychlení určené výrazem $P \,.\, \sin pt$. Pohybová rovnice jest

$$\tau \frac{d^3x}{dt^3} + \frac{d^2x}{dt^2} + \lambda \frac{dx}{dt} + a^2x = P \,.\, \sin pt. \qquad (6)$$

Partikulární integrál této úplné rovnice má patrně tvar

$$x = P_1 \sin pt + P_2 \cos pt.$$

Dosaďme tento výraz do pohybové rovnice (6), jež musí býti pak identicky splněna; tím dostaneme dvě podmínky pro veličiny P_1 a P_2, z nichž vyplývá:

$$P_1 = P \,.\, \frac{a^2 - p^2}{(a^2 - p^2)^2 + p^2(\lambda - p^2\tau)^2}$$

$$P_2 = -P \,.\, \frac{p(\lambda - p^2\tau)}{(a^2 - p^2)^2 + p^2(\lambda - p^2\tau)^2}.$$

Obecný integrál je tudíž

$$x = \frac{P}{(a^2 - p^2)^2 + p^2(\lambda - p^2\tau)^2} [(a^2 - p^2) \sin pt$$
$$- p(\lambda - p^2\tau) \cos pt] + Ce^{-mt} + e^{-lt}(A \sin bt + B \cos bt).$$

Prvý člen tohoto výrazu určuje kmity vynucené; jejich amplituda jest

$$\frac{P}{\sqrt{(a^2 - p^2)^2 + p^2(\lambda - p^2\tau)^2}}.$$

Kdyby nebylo ani dopružování ani tlumení, byly by vynucené kmity samy o sobě určeny výrazem

$$x = \frac{P}{a^2 - p^2} \cdot \sin pt.$$

Jak patrno ze srovnání s výrazem předcházejícím, amplituda vynucených kmitů se tlumením i dopružováním zmenšuje. Fázové zpoždění vynucených kmitů $p\vartheta$ proti působící periodické síle jest určeno vztahem

$$tg\, p\vartheta = p\,\frac{\lambda - p^2\tau}{a^2 - p^2}$$

anebo v prvém přiblížení

$$\vartheta = \frac{\lambda - p^2\tau}{a^2 - p^2}.$$

Jde-li o pomalé vynucené kmity, jež mají menší kmitočet než vlastní kmity tělesa, jest $a > p$. Jak bylo dříve uvedeno (odst. 3.), dopružováním zmenšuje se logarithmický dekrement vlastních kmitů. Pokud mají vzniknouti kmity opravdu tlumené, musí býti $\lambda > a^2\tau$. Za předpokladu $a > p$ jest také $\lambda > p^2\tau$ a tedy $\vartheta > 0$; vynucené kmity jsou proti periodické síle zpožděny. Ale toto zpoždění je způsobováno tlumením a ne dopružováním, jímž se vlastně fázové zpoždění zmenšuje. Kdyby nebylo tlumení, byly by vynucené kmity proti působící síle ve fázi napřed, což jest výsledek pozoruhodný.

Podobným způsobem bylo by možno řešiti případ, kdy na totéž těleso působí současně dvě síly periodické. Poněvadž pohybová rovnice (6) jest lineárná, partikulární její integrál rovná se součtu integrálů odpovídajících každé jednotlivé síle periodické zvlášť. Platí tudíž superposice výchylek a kombinační tóny nevznikají. Aby bylo možno vyložiti kombinační tóny, je třeba, jak Schaefer*) ukázal, aby se v pohybové rovnici vyskýtal kvadratický člen (na př. x^2 jako v Helmholtzově theorii nebo součin dvou derivací x podle času). Uvedená theorie dopružování tedy k výkladu kombinačních tónů nevede.

*) Cl. Schaefer, Ann. d. Phys. *33*, 1216. 1910.

Prof. Dr. František Koláček na české technice v Brně.

(Jubilejní vzpomínka k jeho 60. narozeninám.)

Napsal prof. Dr. **Vladimír Novák.**

První schůze brněnských členů Jednoty Českých Mathematiků, konaná dne 23. října t. r. na české vys. škole technické v Brně v novém ústavu fysikálním, byla věnována vzpomínce na zakladatele tohoto ústavu.

Koláček, který strávil v Brně dlouhá léta jako professor prvního českého gymnasia, přešel po 9tiletém pobytu na universitě pražské, kde zastával stolici theoretické fysiky, na novou techniku brněnskou v druhém roce jejího trvání, totiž r. 1900. Tento druhý pobyt Koláčkův v Brně byl krátký, trval pouze dvě léta, ve kterých filosofická fakulta pražské university marně hledala náhradu za vynikajícího theoretika. Z tohoto důvodu se také Koláček na pražskou universitu vrátil, vykonav zatím v Brně v krátké době úkol obdivuhodný.

Česká technika brněnská vzrůstala z počátků praskrovných. Prvním jejím sídlem byla dvě patra čís. 9. v Augustýnské ulici v nové budově škol Vesniných. Tyto místnosti byly postoupeny ústavu fysikálnímu, který tu setrval až do roku 1910, kdy byl přestěhován do strojního pavillonu novostavby ve Veverské ulici. Koláček, ačkoliv již skoro padesátník, ujal se zařizovacích prací v ústavu se zápalem mladistvým a provedl je obezřetně a s pílí neobyčejnou. Podrobně vypracovaný preliminář obsahoval tyto obnosy na jednotlivá oddělení sbírek:

pro	mechaniku	10718	korun
„	akustiku	3075	„
„	nauku o teple	3976	„
„	optiku	14629	„
„	magnetismus a elektřinu	16944	„
„	chemikalie a utensilie .	1865	„
„	knihy	1200	„

Celkem bylo tudíž žádáno 52407 korun, z nichž vláda povolila 48270, škrtnuvši některé dražší stroje, určené pro práce vědecké.

Nevelkého tohoto obnosu využil Koláček plnou měrou, maje dobrou oporu ve svých zkušenostech středoškolských, kde ho nedostatek prostředků peněžních často nutil k rozmanitým improvisacím a k vyhledávání levnějších zařízení demonstračních při stejné, ne-li dokonalejší instruktivnosti.

První přístroje pro fysikální ústav objednané docházely asi v březnu r. 1901, tak že vlastní Koláčkovy práce laboratorní v Brně trvaly asi $^5/_4$ roku. Tím více sluší obdivovati intensivnost této práce a píle Koláčkovy, který nevynechal jednoho došlého stroje, aby jej nevyzkoušel a nepodrobil přísné kritice, případným změnám a zlepšením, aby neurčil jeho konstanty, nekontroloval jeho škály atd. Bohaté zkušenosti praxe středoškolské, zejména experimentální činnost Koláčkova ve fysikálním kabinetu I. gymnasia brněnského, přispěly mu vedle jeho routiny theoretické k rychlé orientaci o hodnotě nového stroje a řídily práci experimentátora, tak že získány o mnohých strojích a methodách měřicích zkušenosti zcela nové.

Nežli přejdu k podrobnějšímu líčení této práce Koláčkovy, chci vzpomenouti základní její charakteristiky, která se jeví ve dvojím směru. V prvé řadě spatřujeme Koláčka ať při kvalitativním experimentu či při měření vždy jako znamenitého *improvisatora*. Při provádění methody měřicí — a to je druhý takový charakteristický rys Koláčkův — nestará se experimentátor o nějaké zvláštní zjednodušení úlohy, přijímaje všeobecné podmínky měření tak, jak právě jsou, a snaží se překonati obtíže tím vzniklé buďto rozšířením theorie anebo dodatečným počtem.

K improvisacím užil Koláček prostředků nejskrovnějších. V prvém jeho instrumentariu nalézáme vedle nástrojů hlavně tyto předměty a utensilie: jehly, špendlíky, náprstky, držátka na tužky, korek, pečetní vosk, diakolum, skleněné trubice, lepenku, krabičky od prášků, od sirek atd.

Jen stručně a namátkou uvádím některé z těchto improvisací, připomínajících nejhorší dobu prvních začátků, kdy v ústavu nebylo ani strojů ani pomocných zařízení (ani *laboranta*) a kdy nezbývalo než vykládati na tabuli. Tak sestrojuje si Koláček mathematické kyvadlo z teninkého kokonu a 4 dvouhaléřů, jež diakolem slepuje po dvou a skládá pak v nízký váleček, jehož

těžištěm prochází napiatý kokon. K výkladu o základních veličinách proudových navrtává vynalézavý učitel troubel od dýmky postranními otvory, k nimž přilepuje pečetním voskem skleněné trubičky tlakové; troubel připojuje hadicí k vodovodu a měří čas i vyteklé množství vody a příslušné difference tlakové.

K měření délky vlny sestrojuje si přesnou štěrbinu, přesný kruhový otvor a pod. a měří prostředky zcela primitivními délku vlny světla natriového na 2% přesně. O velké trpělivosti Koláčkově svědčí *difrakční mřížky*, které si upravoval navíjením drátů neb nití na kus lepenky neb břidlice okénkem opatřené, miniaturní *thermoelementy*, které spájel v citlivý *bolometr*, složité kombinace kratičkých jehel magnetických, vážící sotva několik milligramů, jež upevňoval na „babím létě“ a jež tvořily podstatnou část jeho *mikrogalvanometru* o neobyčejné citlivosti při malém odporu vnitřním.

Druhý charakteristický znak laboratorních prací Koláčkových, o němž jsem se výše zmínil a v němž můžeme spatřovati neohroženost theoretika, který neleká se množství proměnných a zavádí je v počet, aby obecnosti neublížil, patrný jest téměř na každém měření, které Koláček provádí. Často by bylo možno udržeti některou veličinu jako stálou určitým zařízením pokusu, zjednodušiti vztah pozorovaných veličin úpravou ve zvláštní polohy, nebo vymýtiti rušivé cizí vlivy methodou a pod. — zatím však spoléhá se pozorovatel na důvtip theoretika, zavádí do počtu novou proměnnou, vystihuje jím vliv všeobecných poloh a sleduje vlivy cizí, při čemž přibližné řešení problémů často velice složitých umožňuje dodatečným změřením některých skutečných podmínek.

Podávám v dalším přehled úkolů, o nichž se v ústavu fysikálním zachovaly písemné protokoly, a připojuji poznámky k těm, které Koláček buďto řešil novým způsobem, anebo k těm, jež se mi zdají býti zajímavy pro čtenáře tohoto časopisu.

Úlohy jsou srovnány dle jednotlivých partií fysikálních.

1. Měření *modulu pružnosti* a *koefficientu příčné kontrakce* strojem Edelmannovým. Zákon Hookův potvrzen zatěžováním drátu ocelového, dlouhým napětím srovnaného. Zatěžování prováděno *přiléváním vody*; náhlé zatížení způsobuje

poruchy v plynulém protahování se drátu. Koefficient příčné kontrakce určen z doby kyvu při torsi drátu.

2. *Kapillární zjev* při styku skleněné desky kruhové s povrchem vody propočítán a proměřen. Z pokusu určeno *povrchové napětí vody* (přibližně).

3. Propočítáno *kyvadlo reversní* a počet kontrolován měřením. Výsledky se liší pouze o 0·1%.

4. *Polytrop.*

5. Měření na *monochordu.*

6. Určení *kmitočtu ladičky.*

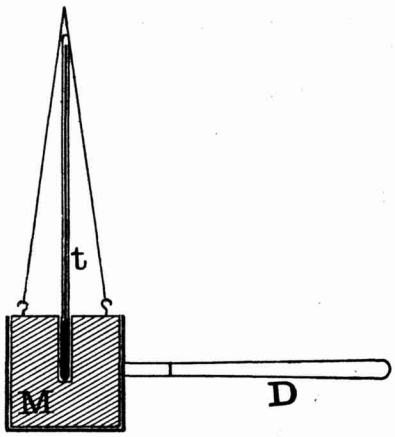
7. Propočítání a proměření Helmholtzových *resonátorů.*

8. *Znění krátkých, silných tyčí.* Některé nové výsledky theoretické.

9. Měření *koefficientu roztažnosti tyčí* strojem Edelmannovým.

10. Měření *specifického tepla kovů* vodním kalorimetrem. Při této úloze zahřívá se obyčejně dosti značná hmota kovová na vysokou teplotu a ponořuje se pak do vodního kalorimetru, aby se určila výsledná teplota vody v něm. Přesvědčil jsem se sám četným opakováním tohoto pokusu, že vyhřátí většího kusu kovu (400—500 gramů) *v lázni vzduchové* na *určitou teplotu vysokou* je téměř nemožno. Obyčejně vytrvá zahřívání takové (100° parou vodní) velmi dlouho a ještě potom je pozorovatel v nejistotě, zda hmota zahřátá *při vnoření do kalorimetru* má tu teplotu, kterou odečetl na *teploměru lázně.* Koláček odstranil tyto obtíže způsobem velmi jednoduchým, a jak přečetná pozorování, která jsem touto methodou provedl, ukazují, úplně správným. Hmota pro zahřátí určená upravena jest (viz obr. 1.) v podobě válečku (*M*) opatřeného na vrchní ploše třemi kroužky aby bylo možno váleček třemi pevnými nitěmi snadno zavěsiti. Váleček jest v prostřed hořejší půdice navrtán válcovým otvorem něco pod svůj střed. Do tohoto otvoru zasahá teploměr (*t*) svou nádobkou teploměrnou; k zlepšení kontaktu kovových stěn a teploměru kápne se do otvoru kapka vody. Při zahřívání vloží se váleček do dutého tenkostěnného válečku mosazného (niklovaného zevně), opatřeného postranním držátkem dřevěným (*D*), jež pozorovatel drží v pravé ruce, v levé přidržuje niti válečku.

Zahřátí stane se *přímo v plameni* Bunsenova kahanu, tak že netrvá více než 2—3 minuty. Přestoupí-li teplota 90°, zahřívá se dále váleček jen nad plamenem, aby další stoupání dálo se zvolna, při 95° (okrouhle) vzdálíme se válečkem od plamenu vůbec, sejmeme vnější dutý váleček a sledujíce stále okem teploměr blížíme se ke kalorimetru. Teploměr po oddálení z plamene ještě chvilku stoupá a na malý moment se ustálí — ponoříme-li v tomto momentu váleček do kalorimetru, odečetše zároveň onu ustálenou teplotu, určili jsme, — jak výsledky ukazují, střední teplotu válečku s přesností 0·2—0·3 stupně.



Obr. 1.

Tímto způsobem lze v přednášce určiti snadno specifická tepla dvou i tří různých kovů s přesností několika procent a to bez drahých zahřívacích přístrojů, kterými tuto přesnost daleko nelze zaručiti.

11. *Měření mechanického ekvivalentu tepla.* Užito bylo Pulujova stroje ve známém uspořádání na stroji odstředivém. Energie tepelná měří se zahřátím určitého množství rtuti, jež je nalita dovnitř kuželové nádoby ocelové, o jejíž stěny tře se podobný kužel vnější, otáčející se odstředivým strojem. Faktory, které skládají energii mechanickou, jsou váha, závaží, délka ramene, na které závaží působí, a počet otoček kužele během

pokusu. Pokus trvá 3—4 minuty a jest proto nutno opraviti pozorované zvýšení teploty rtuti vzhledem k vyzářené energii tepelné do okolního prostoru. Počítáme-li na základě pozorování tohoto záření, jak se jeví po pokuse klesáním teploměru, ve vnitřním kuželu ponořeného (dle zákona Newtonova), obdržíme vždy pro mechanický ekvivalent hodnotu příliš velikou. Příčina jest dvojí. Jednak je vlastním tepelným zdrojem papír vložený *mezi* oba kužele (pro zvýšení tření) a teploměr ve rtuti *neudává* teplotu tohoto zdroje (značně retarduje), jednak jsou poměry záření při otáčení vnějšího válce jistě značně odlišné od těch, za kterých se záření pozoruje, kdy totiž vnější válec je také v klidu.

Koláček uvážil zmíněné okolnosti theoreticky a ukázal, jak lze původní počet opraviti vzhledem k poměrům vylíčeným, přijmou-li se data pokusu (množství rtuti, vodní hodnota kuželů, teploměru, teplota pokoje, trvání pokusu atd.) v malých mezích za stálá. Korrekturu pak lze provésti v tom smyslu, že se určí koefficient, jímž je třeba opravu difference temperaturní znásobiti a takto zvětšenou ji teprve k pozorované differenci přičísti. Hodnota uvedeného koefficientu kolísá pro data pokusu, jak jej každoročně v přednáškách svých opakuji v mezích 1·5 . . . 2·0 a dosahuje se skutečně touto opravou souhlasu ve výsledku na 2—3%.

12. *Měření indexu lomu.* Z četných prací, které Koláček provedl Fuessovým spektrometrem (střední model) a které svědčí o jeho zvláštní oblibě zabývati se problémy optickými, uvádím jen některé. Index lomu měřen byl u 60° hranolu flintového a to pro čáry červené: *Li*, *Hα* a *Cd*, žlutou *Na*, zelené *Na*, *Hg*, *Cd* a *Hβ*, modré čáry *Cd* a fialovou *Hg*. Výsledky srovnány s hodnotami počítanými dle dispersního vzorce Kettelerova, největší rozdíl byl 3 jednotky 4tého místa desetinného.

13. *Měření délky vlny mřížkou.* Užito mřížky Steegovy se 100 vrypy na 1 *mm*. Relativní hodnoty délky vlny souhlasily na 0·3 *Å*.

14. *Zkoušení reflekčního vzorce Fresnelova.* Měření provedeno na ocelovém zrcátku a deštičce skleněné. Určována též fázová difference mezi složkou polarisovanou kolmo k rovině

dopadu a složkou polarisovanou rovnoběžně s touto rovinou a konstatovány zvláště prudké změny v okolí úhlu polarisačního a při totální reflexi.

15. *Práce s Abbeovým totálním reflektometrem*, jimiž se pak z návodu Koláčkova zabýval jeho assistent Dr. *Záviška*, vedly k zajímavým studiím, jež uveřejnil *Záviška* v Rozpravách České Akademie roku 1902 a 1903.*) *Koláček* podal později**) obecné řešení pro polohu polarisační roviny hraničných čar a ukázal, kterak z jeho obecných vzorců pro krystal jednoosý vycházejí vzorce Záviškovy.

16. *Měření délky vlny* interferenčními pokusy Fresnelovými: dvojitým zrcadlem a biprismatem; podobně Billetovou čočkou.

17. *Kalibrování škály spektroskopu Hilgerova.*

18. Měření na *goniometru Wollastonově.*

19. Theorie *Fuessova automatického heliostatu.*

20. Měření *polarisační* polostínovým strojem Lippichovým, polariskopem Savartovým atd.

21. Stáčení *polarisační roviny polem magnetickým.*

22. *Zjev Zeemannův.* Zdrojem světla byla lampička rtuťová, kterou Koláček z tenké trubičky skleněné sám zhotovil. (Viz obr. 2.) Zdroj se nalézal v silném poli magnetickém velkého polokruhového elektromagnetu od fy. Hartmann a Braun; světlo jeho rozkládáno Hilgerovým spektroskopem a zelená čára rtuťová zařízena na štěrbinu 15tistupňového echelonu Michelsonova.

23. *Měření kvadrantním elektrometrem.* Koláček zakoupil do sbírek ústavu fysikálního *Hallwachsův* model kvadrantního elektrometru, který vedle jiných předností vyniká stálostí polohy rovnovážné a rychlým ustalováním se výchylky.

Citlivost stroje a úměrnost úchylky s potenciálným rozdílem na kvadrantech vychází z těchto pozorování provedených

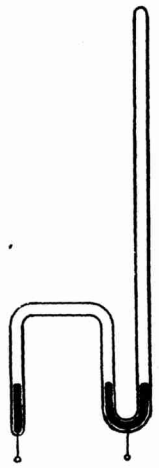
---

*) *Frant. Záviška*: „Verifikace Fresnelových zákonů dvojlomu u dvouosých krystalů.“ Rozpravy Č. Akademie XI. č. 26, 1902. — „O polarisaci hraničných čar totální reflexe.“ Ibid. XII. č. 15, 1903.

**) Dr. *Frant. Koláček:* Ueber die Polarisation der Grenzlinien der totalen Reflexion.“ Ann. d. Phys. *20*, 433. 1906.

zrcadlem a škálou (při vzdálenosti 187 *cm* škály od zrcátka stroje a náboji jehly batterií 120 článků Voltových).

Úchylka článkem Weston 96·1 *mm*, teplota 17·0°.
„ „ Clark č. 1787 135·7 „ „ 17·0°.
„ „ „ „ 1788 135·6 „ „ 17·0°.
„ „ oba Clarky za sebou 272·7 proti 271·3, rozdíl 1·4 *mm*.
„ „ všech tří článků 371·0 proti 367·4, rozdíl 3·5 *mm*.



Obr. 2.

Důkaz proporcionality úchylky elektrometru s potenciálem jehly (nehledě k malé opravě vzhledem k průměrnému potenciálu na kvadrantech) provádí se nejlépe nabíjením jehly batterií akkumulátorů, jichž proud vedeme přes 10—20 tisíc ohmů a odvětvujeme od toho kterého odporu k jehle.

Elektrometru lze nejen pohodlně užíti k srovnání elektrom. sil článků a měření odporu, ale i k měření kapacity a samoindukce při proudu střídavém.

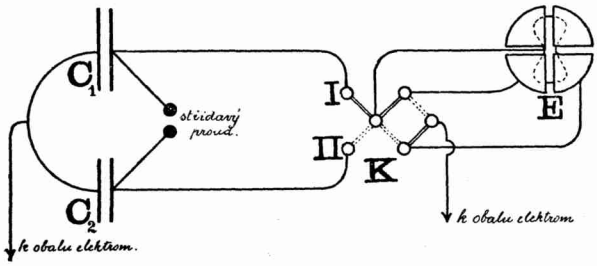
Koláček užíval městského proudu střídavého o kmitočtu 50 a napětí 110 volt, resp. tohoto proudu transformovaného na 40 volt.

Při *měření samoindukce* zařazena tato (s) a příslušný (známý) odpor (r) bez indukce do kruhu proudu střídavého (transformovaného) a měřena jednak úchylka elektrometru způsobená potenc. rozdílem na koncích odporu (ϑ_1), jednak úchylka vzniklá potenciálním rozdílem na koncích samoindukce (ϑ_2).

Při měření je vždy jeden pár kvadrantů spojen s jehlou, druhý pak se zemí (s obalem elektrometru). Samoindukce určí se pak ze vztahu

$$\frac{r^2 + w^2S^2}{r^2} = \frac{\vartheta_2}{v_1}.$$

Pro měření kapacity uvádí Koláček tři methody, z nichž nejpohodlnější je znázorněna uspořádáním, patrným z vyobr. 3.



Obr. 3.

Methodou touto srovnávají se kapacity dvou kondensátorů C_1 a C_2, jež se nabíjejí týmž množstvím, tak že $C_1V_1 = C_2V_2$, kde V_1 a V_2 jsou příslušné potenc. rozdíly. Tyto rozdíly měří se pak odmocninou úchylky elektrometru při naznačeném spojení. Klíč K jest tak zařízen, že se celé měření provede velmi rychle. Při spojení I určí se úchylka ϑ_1 oboustranně kommutací na druhé části klíče, podobně se stanoví při spojení II úchylka ϑ_2. Poměr kapacit jest pak určen vztahem

$$C_1 : C_2 = \sqrt{\vartheta_2} : \sqrt{\vartheta_1}.$$

24. *Měření magnetického pole cívek.* Vedle měření prováděných známými methodami (změnou galv. odporu vismutu a pod.) zabývá se tu Koláček výpočtem magnetického pole *u velikého elektromagnetu* Boisova. Výsledek přesvědčuje, že uspořádání vinutí *není zvláště výhodné.*

25. *Měření hysterese u železa.*

26. *Měření Friesovým magnetometrem.*

27. *Měření permeability železa toroidem.*

28. *Určení absolutní hodnoty ohmu.*

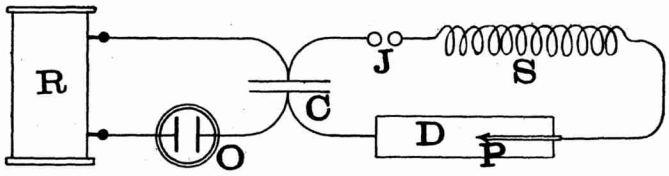
29. *Měření intensity proudu střídavého kalorimetrem proudovým.*

30. *Měření normálních kapacit Edelmannových.*

31. *Měření samoindukce a vzájemné indukce galvanometrem D'Arsonvalovým.*

32. *Lecherovo uspořádání* pro měření *délek vln* elektromagnetických theoreticky propočítáno a výsledky srovnány s pokusem.

33. *Oscillace leydských lahví.* Methoda, kterou Koláček tyto oscillace demonstroval a *měřil* r. 1902, byla v principu použita též r. 1907 *Wienerem.**) Uspořádání její naznačeno jest obr. 4.



Obr. 4.

Ruhmkorffem *R* (o doskoku 10 *cm*) nabíjí se přes vodní odpor *O* kondensátor *C*, který se vybíjí jiskřičkou *J* přes velikou samoindukci *S* a na kontaktu brkového péra *P*, kterým táhneme po mosazné desce *D*, pokryté asfaltovým lakem a vodivě spojené s druhým polepem kondensátoru.**) Po výboji posype se deska práškem minia a síry (jako při obrazcích Lichtenbergových) a mírným odvanutím přebytečného prášku vzniknou

*) *Otto Wiener*, Herstellung langsamer Kondensatorschwingungen in der Grössenlage der Schwingungsdauer einer Sekunde und ihre Verfolgung mit geeignetem Galvanometer und Elektrometer. Phys. 25, *8*, 752. 1907.

**) Srovnej s tím *W. König*: »Ueber Methoden zur Untersuchung langsamer elektrischer Schwingungen.« Ann. d. Phys. *67*, 535. 1899.