

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

Alois Zátopek

K registraci pohybů svislice zöllnerovými kyvadly

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 75 (1950), No. 4, D400--D419

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/122656>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1950

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

- [17] HOWES F. S. a F. M. WOOD: Note on the Bearing Error and Sensitivity of a Loop Antenna in an Abnormally Polarized Field. Proc. IRE **32** (1944), IV, 231—233.
- [18] Institute of Radio Engineers: Standards on Radio Receivers, New York 1938.
- [19] JOACHIM M.: Chyby radiových zaměřovačů, Fysika v technice **3** (1948), I, 11—18 a II, 41—50.
- [20] JOACHIM M.: Theorie dvojitého rámového zaměřovače, ČČMF **75** (1950), I, D63—D79.
- [21] KEEN R.: Wireless Direction Finding, 3rd Ed., Iliffe & Sons, London 1938.
- [22] LEONTOVIČ M. a V. FOK: Rešeníje zadači o rasprostraněniiji elektromagnitnyh voln vdolj poverhnosti zemli po metodu parabolického uravněniija, ŽETF **16** (1946), VII, 557—573.
- [23] PRESSEY B. G.: H. F. Transmitter for D. F. Measurements (Determination of Polarization Error), Wireless Engineer **26** (1949), IV, 124—128, 3 obr., lit. 5.
- [24] Radio Technical Committee for Aeronautics: R. T. C. A. Test Procedures. Aircraft Radio Equipment. Washington, D. C., 1941.
- [25] RJAZIN P.: Rasprostraněniije radiovoln vblizi zemnoj poverhnosti. Ze sborníku: Novějšije issledovanija rasprostraněniija radiovoln. OGIZ, Gostechizdat, Moskva-Leningrad 1945, 101—144.
- [26] ROSS W.: The Development and Study of a Practical Spaced Loop Radio Direction Finder for High Frequencies, Journ. I. E. E. **94** (1947), část III, č. 28, str. 99—107.
- [27] TERMAN F. E.: Radio Engineers' Handbook, McGraw-Hill, N. Y. & London 1943, str. 700—707 a 709.
- [28] TERMAN F. E. a J. H. PETTIT: The Compensated-Loop Direction Finder, Proc. IRE **33** (1945), V, 307—318.
- [29] VILBIG F.: Lehrbuch der Hochfrequenztechnik I, Becker & Erler, Leipzig 1944, str. 286.
- [30] WAECHTLER M. a A. GOTHE: Über die Prüfung der Polarisationsrestfehler von Adcock-Peilanlagen für lange Wellen, Telefunken-Hausmitteilungen **20** (1939), XII, 69—75, 6 obr.
- [31] WATSON WATT R. A.: Polarization Errors in Direction Finders, Wireless Engineer **13** (1936), I, 3—6.
- [32] AJZENBERG, G. Z.: Antěny dľa magistraľnyh radiosvjazej, Svjazizdat, Moskva 1948, str. 198—199.
- [33] GROSSKOPF, J.: Zur Theorie der Empfangsantennen, Frequenz **4** (1950), X, 249—261, 22 obr.

K REGISTRACI POHYBŮ SVISLICE ZÖLLNEROVÝMI KYVADLY.

Doc. Dr. ALOIS ZÁTOPEK, Praha.

I. Úvod. Mezi úkoly vyžadované resolucemi Mezinárodní unie geodetické a geofyzikální, jejímž členem je i náš stát, je také trvalé sledování pohybů svislice vzhledem k normále vhodně zvolené roviny pevně spojené s povrchem zemským. Trvalá registrace těchto pohybů (zvaných též kolísáním svislice přímkou nebo méně správně kolísáním tížnice) a to po dostatečně dlouhou dobu, která podle účelu měření se může protáhnouti na řadu let, nám má poskytnout materiál ke studiu tvarové pružnosti zemského tělesa. Při tom zřetel je upřen na změny souvisící s t. zv. brady-

seismickými ději, u nichž změny příslušných silových polí probíhají velmi pomalu ve srovnání se zemskými poli krátkodobými, na př. silovými poli zemětřesení, jejichž změny jsou poměrně velmi rychlé.

Ják se níže zmíním, byla měření tohoto druhu již u nás konána. Hlavním účelem tohoto článku však je pojednati o vyhlídkách plánovaného měření kolísání svislé přímký na některém nebo některých z význačných bodů naší triangulační sítě prvního řádu. Několik těchto bodů obdrželo nadstavbu ve formě zděných observačních věží, vybavených sklepy pro geofyzikální měření. Myšlenka využití těchto sklepů pro sledování pohybů svislice se sama nabízí, neboť jde o pozorování důležitá pro astronomii, geodesii i geofysiku, při nichž směr svislý je směrem základním, a mající význam také pro řešení moderních úkolů týkajících se struktury kontinentů a dna oceánů. Jako při měřeních dřívějších má býti i při plánovaných měřeních použito horizontálních kyvadel s Zöllnerovým způsobem zavěšení. Dva páry takových kyvadel, jež nebylo lze dosud uvésti v činnost, jsou již od r. 1932 v inventáři Státního geofyzikálního ústavu v Praze. Tato kyvadla byla v nedávné době po úpravě laboratorně přezkoušena, aby se zjistilo, zda lze očekávat zhodnotitelné záznamy pohybů svislé přímký za podmínek předpokládaných ve sklepech měřických věží. Tyto přípravné pokusy budou popsány a upozorněno na jejich důsledky vzhledem k připravovaným měřením.

II. Kolísání svislice a náklony povrchu zemského. Kolísání svislice v určitém bodě je zjev velice složitý. Směr svislý je směrem tíže; v uvažovaném bodě je to směr výslednice gravitačních sil přitažlivých od tělesa zemského a okolních hmot a odstředivé síly rotace zemské v něm. Je kolmý na hladinu tíhového potenciálu procházející uvažovaným bodem a tečná rovina hladiny v uvažovaném bodě nám v něm definuje rovinu vodorovnou. Okamžitá poloha této roviny a tudíž i její normály, t. j. svislice, závisí na okamžitém rozdělení hmoty v okolí uvažovaného bodu a okamžité velikosti odstředivé síly v něm. Obecně tedy každá změna rozmístění hmot v Zemi, na jejím povrchu nebo mimo ni, právě tak jako změna vektoru otáčivé rychlosti Země mění polohu svislé přímký. Z toho plyne, že každý pohyb nebeských těles vůči Zemi právě tak jako veškeré pohyby hmot na tělese zemském nebo v něm způsobují časové změny tíže co do směru a ovšem i co do velikosti. Těchto posledních si povšimneme v článku jiném. Také změny polohy osy zemské v prostoru při precesi a nutaci a v samotném zemském tělese mají vliv na polohu svislé přímký.

Je známo, že působení těles nebeských dosahuje měřitelných hodnot pouze u Měsíce a Slunce. Dokonce tato tělesa působí na tíži několikerým způsobem. Především je to přímý účinek gravitační. Jeví se v tom, že ke složce tíže původu pozemského se přidává periodicky proměnná přitažlivá síla od obou těles, t. zv. složka slapová. Složka tato však působí druhotné periodické změny v rozdělení hmoty na Zemi tím, že vyvolává sla-

pové pohyby vodstva a ovzduší a také mění, sice velmi málo, ale přece měřitelně, tvar pevné části zemského tělesa. Posléze uvedené se jeví periodickými zdvihy a poklesy povrchu pevné části zemského tělesa, do jisté míry obdobnými přílivu a odlivu moří. Těmto změnám odpovídají příslušné změny hladiny tíhového potenciálu v uvažovaném místě i její normály. V tomto smyslu jest rozuměti pojmu „slapy kůry zemské“. Avšak vliv slapů kůry zemské tvoří jen složku změn polohy svislice. Slunce vedle působení gravitačního také povrch zemský ohřívá a to velmi nepravidelně, uvažujeme-li místní nerovnosti zemského povrchu. Tím vznikají objemové změny, jichž vliv se také projeví jednak skutečnými, jednak zdánlivými změnami polohy svislice, jak ještě podrobněji zjistíme. Kromě toho tepelné rozdíly vzniklé slunečním zářením vyvolávají vyrovnávací konvekční proudy v hydrosféře i atmosféře; s těmito pak souvisí celý koloběh vody ve všech skupenstvích. Uvedené zjevy jsou vesměs doprovázeny změnami v rozložení hmoty na Zemi. Zatím co slapové zjevy jeví dokonalou periodicitu oběhu těles je způsobujících, je periodický charakter úkazů posléze zmíněných pouze rázu statistického. Ještě méně vyhraněnou periodicitu ukazují změny rozmístění hmot uvolněných denudační a erozní činností vody a vzduchu, přenesených potom vodními a vzdušnými proudy na vzdálená místa a tam uložených. Takové přesuny pokračují někdy jednosměrně po celé geologické epochy. Množství hmoty takto přenesená nelze podceňovat. Udává se na př., že v deltě Dunaje se usadí za rok asi 82 milionů tun naplavenin; Jang-tse-kiang jich uloží v ústí podle odhadu za rok asi 253 mil. tun, Indus dokonce 446 mil. tun. Tlaky hmot vodou a větrem uložených pak způsobují druhotné dlouhodobé změny tvaru zemského tělesa. Změny ty jsou projevem plasticity zemského tělesa a jsou isostatického charakteru směřující ke stavu jakési hydrostatické celkové rovnováhy Země. Právě zmíněné tlaky patří již k věkovitým vnějším (exogenním) silám horotvorným, jak jsou známy z geologie. Je přirozené, že svou existencí ovlivňují také vnitřní (endogenní) síly horotvorné, působící, ovšem mnohem mocněji, proti nim, ať již jsou tyto vnitřní síly mechanicko-thermického nebo chemického původu. Ohniska hlubokých zemětřesení zasahující až do hloubek 750 km pak dokazují, jak již naznačeno, že dějištěm změn souvisejících s vnějšími činiteli je vnější část tělesa zemského do hloubek blízkých se 1000 km, tedy mnohem větších, než se do nedávna myslelo. Při tom ovšem kůra zemská sahající do hloubky kolem 60 km pod povrch zůstává oblastí, v níž se změny ty téměř výhradně projevují. Je celkem pochopitelné, že účinky horotvorných sil nelze, s výjimkou zjevů zemětřesných a sopečných, pozorovat od okamžiku k okamžiku pro nepatrnost příslušných změn. Jejich účinek se zjistí až po uplynutí jisté doby, tím delší, čím jsou použité přístroje méně citlivé a čím pomaleji síla působí. Budou tedy i pozorování kolísání svislice omezena na slapy, nejrychlejší z bradyseismických pohybů. Jak daleko lze se dostat, záleží především na stálosti nulové polohy přístrojů.

Jak již řečeno, musí pozemský pozorovatel vztáhnout svá pozorování

pohybů svislice na rovinu pevně spojenou s povrchem Země a pozoruje tak, že srovnává, jak se s časem mění úhel normály této roviny se současným směrem svislice, t. j. směrem, jímž v době měření ukazuje olovnice. Vztažná rovina bývá velmi přibližně vodorovná; pak sledujeme časové změny velmi malého úhlu mezi normálou srovnávací roviny a svislicí. Je jasné, že kdyby Země byla dokonale tuhým tělesem, zůstávala by poloha vztažné roviny vůči každému bodu jeho neproměnná. Přístroj se vztažnou rovinou pevně spojený by udával odchylky svislice v jejich plné velikosti. Zřejmě by v tomto případě byly věrným obrazem slapových sil. Kdyby Země byla naopak dokonale kapalná, přizpůsobovala by se dokonale působícím silám, neboť změny těchto jsou tak pomalé, že setrvačnost pohybujících se hmot nepřichází v úvahu. Pak by však byl povrch Země stále hladinou tíže, normála vztažné plochy pevně s povrchem spojené by však splývala s okamžitým směrem svislice a nemohli bychom změny polohy svislice vůbec zjistit. Jestliže tedy kolísání svislice experimentálně zjišťujeme, plyne z toho, že Země jako celek se chová jako pevné, nikoli kapalné těleso. Za předpokladu, že Země je tělesem dokonale tuhým, lze velikost slapových sil a deformace hladin tíhového potenciálu vypočítat. Theorie nám tedy dává možnost v tomto ideálním případě odchylky svislice určit a srovnání hodnot pozorovaných s vypočtenými nám dovoluje vypočíst modul tvarové pružnosti Země vůči silám charakteru sil slapových.

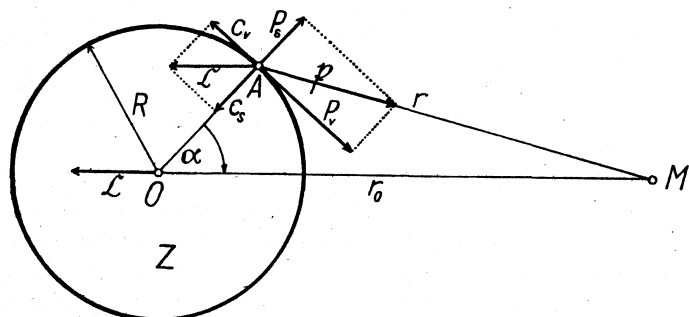
Ve skutečnosti ovšem narážíme na obtíže. Přístroje, vázané pevně na vztažnou rovinu, reagují na náklony této roviny, které jsou v celku souhlasné s náklony povrchu zemského, a nikoli pouze na změny polohy hladinové plochy. Jenom část přístrojů indikovaných náklonů odpovídá změnám sklonu potenciálních tíhových hladin a tedy změnám směru svislice; zbytek pak je důsledkem pestré směsice místních vlivů uplatňujících se v místě měření a jeho okolí, blízkém i vzdálenějším. Není možné podat úplný výčet těchto vlivů; jsou to na př.: účinky kolísání teploty, tlaku, vlhkosti, větru, změny způsobené nestejným ozářením slunečním, dopravní a jiné otřesy, fyzikální děje a chemické pochody na pozorovacím místě a v jeho okolí, případně jejich přímý účinek na přístroje, změny přístrojů samých s časem (stárnutí materiálů, tvarové a objemové změny s teplotou, oxidace a pod.). Za určitých okolností projevují se tyto vlivy na záznamu mnohonásobně více než indikace skutečných změn polohy hladiny tíhového potenciálu. Na př. účinek tepelných změn se může i v dobře tepelně chráněném sklepe projevit až dvacetinásobkem indikace slapových sil. SCHWEYDAR [1] pozoroval tepelné účinky ještě v hloubce 189 m a KÖHLER [2] dokonce 1150 m.

Z toho vyplývá, že chceme-li zachytiti pozorováním objektivní charakter pohybů svislice, musíme místní vlivy omeziti co nejvíce. Proto pravidla se měření odchylek svislice konají ve značných hloubkách:

SCHWEYDAR měřil v hloubce 189 m, KÖHLER [2, 3] a ČECHURA [4]¹⁾ v hloubkách větších než 1000 m. Při povrchových měřeních bude patrně potřeba zvláštních opatření, hlavně pokud se týče tepelné izolace sklepů.

III. Slapy kůry zemské. Odchylky tížnice vyvolávané působením slapových sil jsou nejpravidelnější složkou v pohybech svislice a jsou poměrně snadno přístupné početnímu rozboru za předpokladu Země jako tuhého tělesa a dále za předpokladu, že Země je tělesem tvarově dokonale pružným. Nebudu zde tento rozbor provádět dopodrobna. V české literatuře uveřejnil velmi krásné rozborů pro případ Země jako tuhého tělesa V. ŠPAČEK [4, 5], na něž laskavého čtenáře odkazuji. Podám jenom základní výsledky pro tuhou a potom pro dokonale pružnou Zemi.

1. *Tuhá Země.* Další předpoklady jsou: a) Slunce, Měsíc a Země jsou tělesa kulová. b) Dráhy Země i Měsíce jsou kruhové. c) Zemskou rotaci neuvažujeme.



Obr. 1. Složky slapové síly v bodě A účinkem tělesa M na tuhou Zemi.

Budiž (obr. 1, kde vektory jsou značeny frakturou) M těžiště Slunce neb Měsíce, v němž si hmotu tělesa myslíme soustředěnu. Označme ji rovněž M . Z je Země, α geocentrická zenitová vzdálenost tělesa. Ostatní označení jsou patrná z obrázku. Slapová síla S působící na jednotku hmoty v bodě A je geometrický součet gravitační přitažlivosti P od hmoty M a odstředivé síly C pohybu Země po kružnici okolo společného těžiště s tělesem M . Ježto jsme vyloučili rotaci Země, opisuje každý bod zemského tělesa translační kružnici téhož poloměru. Je tedy C pro všechny body zemského tělesa totéž. Jelikož soustava Země - těleso M je v rovnováze, je odstředivá síla až na znaménko rovna přitažlivé síle od hmoty M v těžišti Země, které leží v jejím středu

¹⁾ J. Magnificence p. prof. Dr Ing. F. ČECHURA poskytl v dopise autorovi velmi laskavě nepublikované informace o svých měřeních *Zöllnerovými* kyvadly v příbramských dolech. S jeho svolením jich bude v dalším použito.

O , tedy $\mathbf{C} = \kappa M \mathbf{r}_0 / r_0^3$, míří-li vektor \mathbf{r}_0 od M k bodu O a značí-li κ gravitační konstantu. Obdobně $\mathbf{P} = -\kappa M \mathbf{r} / r^3$, takže

$$\mathbf{S} = \mathbf{P} + \mathbf{C} = \kappa M \left\{ \frac{\mathbf{r}_0}{r_0^3} - \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right\}. \quad (1)$$

Potenciál síly \mathbf{S} označme V . Potenciál síly \mathbf{P} je $V_1 = \kappa M / r$. Vodorovná složka síly \mathbf{C} v bodě A je

$$c_v = \kappa M \sin \alpha / r_0^2 = \frac{\partial}{R \partial \alpha} \left(\frac{-\kappa M R \cos \alpha}{r_0^2} \right);$$

svislá složka

$$c_s = \kappa M \cos \alpha / r_0^2 = -\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{-\kappa M R \cos \alpha}{r_0^2} \right).$$

Lze tedy brát jako potenciál síly \mathbf{C} výraz $V_2 = -\kappa M R \cos \alpha / r_0^2$. Přisoudíme-li středu Země potenciál nulový, máme pro potenciál slapové síly \mathbf{S} v bodě A

$$V = \kappa M \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} - \frac{R \cos \alpha}{r_0^2} \right). \quad (2)$$

Z kosinové věty pro trojúhelník AOM plyne

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_0} \left[1 - \left(\frac{2R}{r_0} \cos \alpha - \frac{R^2}{r_0^2} \right) \right]^{-1/2}.$$

Rozvinutím v řadu a dosazením do (2) obdržíme, podržující členy v $(R/r_0) \ll 1$ až do 3. řádu, výraz

$$V = \frac{\kappa M R^2}{2r_0^3} \left[\frac{1}{2}(1 + 3 \cos 2\alpha) + \frac{R}{r_0} (5 \cos^3 \alpha - 3 \cos \alpha) \right]. \quad (3)$$

Odtud plyne pro vodorovnou složku slapové síly

$$s_v = -\frac{\partial V}{R \partial \alpha} = \frac{3\kappa M R}{2r_0^3} \left[\sin 2\alpha - \frac{R}{r_0} (5 \cos^2 \alpha - 1) \sin \alpha \right] \quad (4)$$

a pro svislou

$$s_s = -\frac{\partial V}{\partial R} = -\frac{3\kappa M R}{2r_0^3} \left[\left(\frac{1}{3} + \cos 2\alpha \right) + \frac{R}{r_0} (5 \cos^2 \alpha - 3) \cos \alpha \right]. \quad (5)$$

Celkový slapový potenciál a také příslušné složky slapových sil se obdrží jako součet dílčích hodnot vypočtených pro Slunce a Měsíc. Závísí na úhlu α každého z obou těles. Z nautického trojúhelníka zenit-pól-těleso M se vyjadřuje úhel α pomocí zeměpisné šířky bodu A , deklinace a hodinového úhlu příslušného tělesa M . Poslední dvě veličiny jsou periodickými funkcemi času. Tím se obdrží výrazy pro slapové síly na rotující tuhé Zemi v závislosti na čase. Tohoto vyjádření však pro náš účel nepotřebujeme.

Druhé členy v hranatých závorkách vzorců (4) a (5) jsou velmi malé. Pro Měsíc jsou menší než 0,04 a pro Slunce menší než 0,001. Poněvadž slapové síly jsou nepatrné, představují části vyjádřené těmito členy hodnoty neměřitelné a stačí uvažovat jen první členy v závorkách obou rovnic. Z nich vidíme, že vodorovná složka s_x nabývá maxima, když α je 45° . Toto maximum $3\kappa MR/(2r_0^3)$ činí pro Slunce $3,80 \cdot 10^{-5} \text{ cm/sec}^2 = 0,038 \text{ mgal}$ a pro Měsíc $0,082 \text{ mgal}$, který tedy působí 2,16krát silněji. Složka svislá s_z nabývá největší absolutní hodnoty při horní a dolní kulminaci (v zenitu, resp. nadiru) a to $2\kappa MR/r_0^3$ a zmenšuje zrychlení tíže o $0,051 \text{ mgal}$ vlivem Slunce, o $0,109 \text{ mgal}$ vlivem Měsíce. Je-li Slunce neb Měsíc při obzoru, zvětšuje se tíhové zrychlení o $\kappa MR/r_0^3$, tedy o polovinu hodnot právě uvedených. Poměr velikosti maximální svislé složky s_z k hodnotě celého zrychlení tíže g je $5,2 \cdot 10^{-8}$ pro Slunce a $11,1 \cdot 10^{-8}$ pro Měsíc. Nás zajímá poměr vodorovné složky s_x k celkovému zrychlení. Tento poměr s_x/g definuje úhel ε , o který se svislice odchýlí účinkem slapové síly od směru, daného směrem nerušeného zrychlení g_0 bez slapových sil. Je totiž

$$\operatorname{tge} \approx \varepsilon = s_x : g. \quad (6)$$

Největší odchylky ε dosahují v úhlové míře $3,87 \cdot 10^{-8}$ čili $0,008''$ pro Slunce a $8,60 \cdot 10^{-8}$ neboli $0,018''$ pro Měsíc.

Vypočteme nyní slapovou deformaci hladinové plochy potenciálu tíže. Označme písmenou U potenciál nerušené tíže v bodě A , složené pouze z gravitační přitažlivosti zemského tělesa a odstředivé síly zemské rotace v tomto bodě.

Vypočteme slapovou deformaci hladinové plochy potenciálu tíže. Označme U potenciál nerušené tíže v bodě A , složené pouze z přitažlivosti zemského tělesa a odstředivé síly v bodě A od zemské rotace. Značí-li n normálu k hladinové ploše U , je

$$g_0 = - \frac{\partial U}{\partial n} \approx - \frac{\partial U}{\partial R}.$$

Celkový potenciál tíhový W pro tuhou Zemi je součet

$$W = U + V \quad (7)$$

a odtud

$$g = - \frac{\partial W}{\partial n} \approx - \frac{\partial W}{\partial R} = g_0 - \frac{\partial V}{\partial R} = g_0 + s_z \quad (8)$$

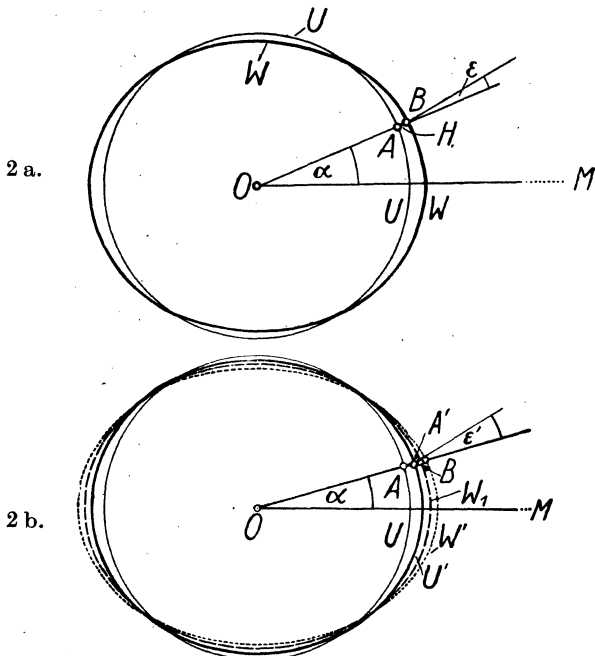
(n' normála hladiny W). Budiž $\overline{AB} = H$ výškový rozdíl hladin W a U v bodě A (obr. 2a). Potenciál V v bodě A představuje práci slapových sil proti tíži mezi body A a B , která je s dostatečnou přesností vyjádřena rovnicemi

$$V \approx - \frac{\partial W}{\partial R} \cdot H = gH,$$

odkudž vzhledem k výše řečenému

$$H = \frac{V}{g} = \frac{V}{g_0} \left(1 + \frac{s_s}{g_0}\right)^{-1} \approx \frac{V}{g_0} \quad (9)$$

Po dosazení ze vzorce (3) za V shledáme, že největší zvednutí potenciálové hladiny W nastává v místě, kde příslušné těleso je v zenitu, a činí



Obr. 2. a) Deformace hladinové plochy U přitažlivostí tělesa M v případě tuhé Země. W = deformovaná hladina, ε = příslušná odchylka svislice, AB = zdvih hladiny. b) Deformace hladiny U v případě tvarově pružné Země. U' = deformovaný povrch zemský, W_1 = deformovaná hladina pro tuhou Zemi, W' = deformovaná hladina pro deformovanou Zemi.

16,5 cm pro Slunce a 34,8 cm pro Měsíc. Největší klesnutí potenciální hladiny nastává, když těleso je při obzoru a jsou to hodnoty 8,2 cm resp. 17,4 cm. Hladina W je tedy ve srovnání s hladinou U protažena v elipsoidický tvar, jehož velká osa leží ve spojnici OM na obr. 1. Při úplňku a novu se účinky obou těles sečítají, při čtvrtích se odečítají.

2. *Dokonale pružná Země.* Pokládejme Zemi za nestlačitelnou. Kulový tvar předpokládejme jako tvar nerušený a neuvážíme vodní a vzdušný obal Země. Ostatní předpoklady z odst. 1 ponecháme. Rozdíl

proti předchozímu případu je v tom, že nyní se slapovými silami zemské těleso deformuje. Bod A na povrchu (obr. 2b) se posune do bodu A' . Přesun hmoty při deformaci si můžeme vyjádřit tak, že k nerušenému potenciálu U připočteme potenciál tíhový U' hmoty deformací přemístěné. V bodě A' , který necht' je ve výši H' nad bodem A , obdržíme tedy vzhledem k (7) pro celkový potenciál W' za působení slapových sil

$$W' = W + \frac{\partial W}{\partial R} H' + U' = U + V - g_0 H' + U', \quad (10)$$

jestliže položíme $dU/dR = -g_0$ a zanedbáme velmi malý člen $(\partial V/\partial R) \cdot H'$. Podle zákona HOOKOVA můžeme považovat součin $g_0 H'$ za úměrný slapovému potenciálu V . Označíme-li k konstantu úměrnosti, máme $g_0 H' = kV$ a tedy $H' = kV/g_0 \approx kV/g$. Dle téhož zákona můžeme potenciál U' považovat za úměrný V , tedy $U' = h \cdot V$ s konstantou úměrnosti h . Vložením obojího do (10) obdržíme pro bod A'

$$W' = U + (1 + h - k) V. \quad (11)$$

Poněvadž U a V dovedeme vypočítat, je třeba nalézt konstanty h a k z pozorování. Bodu A nyní přísluší hodnota potenciálu

$$W_1 = W' - \frac{\partial W'}{\partial R} H' = U + (1 + h) V. \quad (11')$$

Obdobně jako v 1. dostaneme zdvih $\overline{AB} = H_1$ vlnoplochy W_1 nad bodem A :

$$H_1 = (1 + h) V/g \approx (1 + h) V/g_0 = (1 + h) H. \quad (12)$$

Poněvadž $h > 0$, je vždy H_1 v absolutní hodnotě větší než H , t. j. deformace vlnoploch tíže pro elastickou Zemi jsou větší než pro Zemi tuhou. Vlnoplochy W_1 probíhají v místech s kladnými H vždy *nad*, se zápornými H vždy *pod* příslušnými vlnoplochy W z obr. 2a. Vzhledem k pozorovacímu místu, t. j. A' , posunula se ovšem vlnoplocha W_1 o výšku

$$\begin{aligned} \frac{W_1 - U}{g} - H' &= (1 + h - k) \frac{V}{g} \approx (1 + h - k) \frac{V}{g_0} = \\ &= (1 + h - k) H. \end{aligned} \quad (12')$$

Poněvadž vodorovná složka celkového zrychlení g v bodě A' zde představuje vodorovnou složku s_v slapové síly, máme

$$s'_v = - \frac{\partial W'}{R \partial \alpha} = - (1 + h - k) \frac{\partial V}{R \partial \alpha} = (1 + h - k) s_v, \quad (13)$$

neboť $\partial U/\partial \alpha = \partial(xm/R)/\partial \alpha = 0$; (m = hmota Země). Z (13) pak plyne odchylka svislice v bodě A' (viz vzorec (6))

$$e' = s'_v/g = (1 + h - k) s_v/g = (1 + h - k) e. \quad (14)$$

Bylo by tedy lze za předpokladu, že Země je dokonale tvarově pružná,

určiti výraz $1 + h - k$ z pozorování horizontálním kyvadlem nebo jiným náklonoměrem; je to podíl dělení odchylky pozorované odchylkou vypočtenou pro tuhou Zemi. (Nezávisle na odchylce svislice se dá výraz $1 + h - k$ přibližně stanovit také z měření výšky slapů na nerušených pobřežních stanicích ([7], str. 43).)

Svislá složka s'_s slapové síly v bodě A' je rozdíl mezi $g \approx -\partial W'/\partial R$ a původním zrychlením v A :

$$s'_s = -\frac{\partial(W' - U)}{\partial R} = -\frac{\partial}{\partial R}(V + U - g_0 H'). \quad (15)$$

Ze zjednodušené rovnice (3) vyplývá vztah $\partial V/\partial R = 2V/R$. Z Clairautovy theorie lze za potenciál U' položit výraz (viz na př. [7], str. 43 a [8], str. 43, kde má být $\cos 2\psi$ místo $\cos^2\psi$)

$$U' = \frac{3\kappa}{4R^3}(A - C)(\cos 2\alpha + \frac{1}{3});$$

C značí moment setrvačnosti elipsoidu, vzniklého z koule deformací a to moment příslušný ose OM ; A je moment setrvačnosti příslušný ke druhé hlavní ose. Odtud $\partial U'/\partial R = -3V'/R$. Ze vztahu $g \approx \kappa m/R^2$ plyne $\partial g/\partial R = -2gH'/R = -2kV/R$. Dosazením do (15) obdržíme po úpravě vztah

$$s'_s = (1 - \frac{2}{3}h + k)s'_s. \quad (16)$$

Je to druhý vztah mezi h a k , doplňující rovnici (13). Kdyby tedy Země byla dokonale pružným tělesem, mohli bychom veličiny h a k stanovit přímo z pozorování; v posledním případě z pozorování údajů nějakého dostatečně citlivého statického gravimetru (na př. bifilárního gravimetru TOMASCHKOVA-SCHAFFERNICHTOVA). To by však bylo možné jen tehdy, kdyby nebylo rušivých vlivů slapů mořských. SCHWEYDAR [1] neměl ovšem ještě v době svých měření horizontálním kyvadlem k dispozici statický gravimetr, vynalezený asi o 20 let později. Použil vztahu pro veličinu h , který platí nezávisle na rozdělení hustoty a konstant pružnosti uvnitř Země a zní

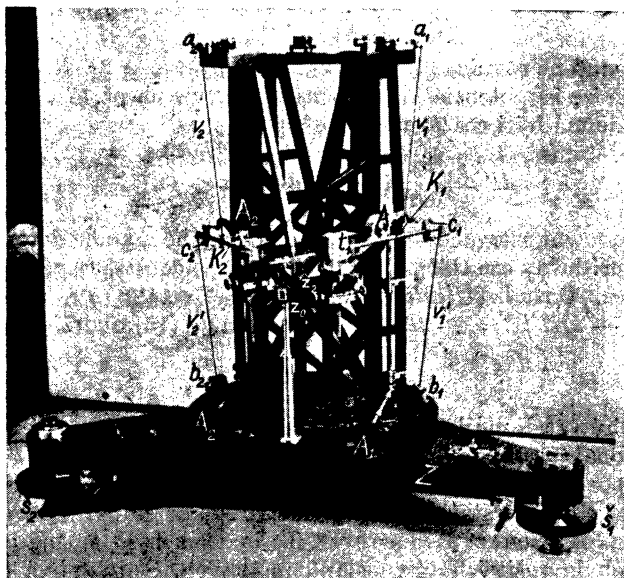
$$1 - \frac{\tau_0}{\tau} = h \frac{\omega^2 R}{2cg - \omega^2 R},$$

kde značí $\tau_0 = 305$ dní, t. zv. Eulerovu periodu oběhu pólu tuhé Země, $\tau = 427 - 442$ dní Chandlerovu periodu oběhu pólu skutečné Země, $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ úhlovou rychlost rotace Země, $c = 297^{-1}$ zploštění Země. Odtud vychází $h = 0,27$. SCHWEYDAR obdržel z východozápadní složky hlavního měsíčního členu (označovaného M_2) pohybu svislice, kterážto složka se dá pokládat za prakticky nerušenou oceánským přílivem a odlivem, $s'_h/s_h = 0,841$; podle (13) to znamená $k = 0,43$.

Za předpokladu spojitého vzrůstání modulu torse v zemském tělese a hloubkou vyšly Schweydarovi z měření ve Freibergu hodnoty torsního

modulu $3,1 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² pro povrch a $30,8 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² pro střed zemský; pro srovnání se uvádívá torsní modul oceli, jehož hodnota je asi $8 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² (srv. VALOUCH, Tabulky logaritmické, 9. vyd., str. 164).

IV. Zöllnerovo kyvadlo. 1. *Popis přístroje.* Horizontální kyvadla Zöllnerova, jimiž má být měřeno, jsou znázorněna na obr. 3. Je to dvojice horizontálních kyvadel zavěšených na společném podstavci a orientovaných k sobě kolmo. Kyvadla K_1 a K_2 jsou na nosné žebrovité, z mo-



Obr. 3. Dvojice Zöllnerových kyvadel. K_1, K_2 = kyvadla, z_0, z_1, z_2 = zrcátka, A_1, A_2 = aretační zařízení.

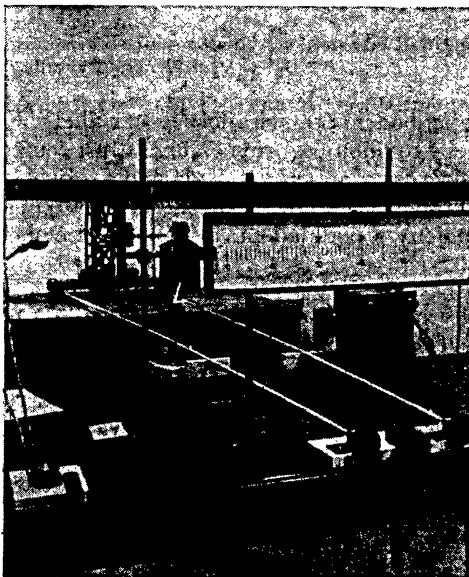
sazi lité konstrukci zavěšena na tenkých kovových vláknech (při měřeních bude použito vláken platin-irridiových průměru 0,04 mm, podrobných před tím umělému stárnutí). V obr. 3 jsou označena indexovanými písmeny v . Nosná konstrukce vysoká 49 cm je zasazena do základní desky Z tvaru rovnoramenného trojúhelníka; hroty stavěcích šroubů ve vrcholech vymezují jeho odvěsny dlouhé 44 cm. Podstavec Z sám je asi 10 cm vysoký. Lze jej jemně nakláněti stavěcími šrouby δ_1 a δ_2 , opatřenými na obvodě šnekovou regulací. Oba šrouby lze ovládat z dálky táhly, jež vidíme na obr. 4, zakončenými kotouči s jemným obvodovým rýhováním. Tímto zařízením se dá velmi jemně nastavovat kmitová doba kyvadel i jejich rovnovážná poloha, aniž se pozorovatel musí přiblížit na vzdálenost menší než tři metry. Kyvadla K_1 a K_2 visí asi uprostřed výšky nos-

né konstrukce. Jsou zhotovena z mosazných tyčinek, dlouhých 26,5 cm, mají 6 mm v průměru a jsou niklována. Blízko předního konce jsou opatřena posuvnými závažíčky; na tomto volném konci jsou v kovových rámečcích registrační zrcátka z_1 a z_2 . Váha každého z kyvadel je asi 50 g. Mezi nimi pak je na nožce, zašroubované do podstavce Z , upevněno nehybné zrcátko z_0 vytvářející základní čáru (basi) registrace, od níž se výchylky pohyblivých zrcátek měří. Závěsy kyvadel (písmena a a b) jsou téměř svisle nad sebou. Horní závěsy a_1, a_2 se dají velmi jemně posunovat podél velmi přesně pracovaných sáněk a jsou od svislice něco málo posunuty směrem ke konci se zrcátky. Těmito závěsy se dá nařídít přibližně doba kmitu již před justací kyvadel. Poblíž zadního konce kyvadel spatřujeme ve spojnici a_1b_1 resp. a_2b_2 jakési příčky c_1 resp. c_2 s hroty, na něž kyvadla posazujeme, chceme-li stanovit jejich dobu kyvu okolo vodorovné osy. Tyčinky, pastorky a šroubky skládající zařízení A_1 resp. A_2 jsou aretace. Fotografie ukazuje též vzduchové tlumiče t_1 a t_2 , jež mají zabránit nevídaným vlastním kmitům kyvadel. Jsou to destičky z aluminiového plechu, pohybující se co možno těsně, avšak bez doteku, ve skoro uzavřených skleněných nádobkách tvaru pravoúhlého rovnoběžnostěnu. Tyto tlumiče jsou velmi málo výkonné a byly při pokusech s kyvadly odstraněny.

Přístroj musí být chráněn před vzduchovými proudy poklopem, v jehož přední stěně jsou zasazeny čočky, zobrazující štěrbinu lampy L (obr. 4) po průchodu paprsků další válcovou čočkou jako bod na citlivý papír na obvodu válce průměru 21 m, postupující rychlostí 2cm/hod. a vzdálený téměř 3 m od zrcátek. Na obr. 4 je ovšem zachyceno zařízení pro přímé pozorování světelných bodů na transparentní stupnici, jehož bylo používáno během přípravných pokusů.

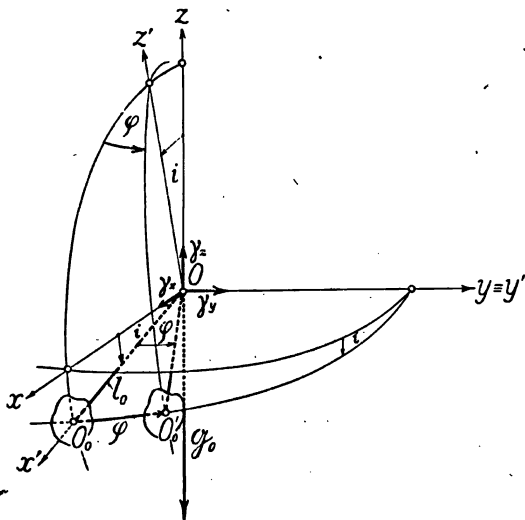
2. Theoretické vztahy.

K odvození pohybové rovnice horizontální hokyvadla použijme obr. 5. Osou z souřadného systému pravoúhlého (xyz) budiž přímka mířící proti směru vektoru G_0 , který směrem i velikostí



Obr. 4. Uspořádání pokusů (poklop kyvadel odstraněn).

g_0 označuje střední (nerušenou) hodnotu tíhového zrychlení v bodě O . Osa x leží v rovině svíslé, která obsahuje osu z a těžiště kyvadla O_0 v poloze klidové při zrychlení \mathbf{G}_0 . Systém (xyz) je pravotočivý. Kyvadlo má hmotu m a moment setrvačnosti K vzhledem k ose otáčení z' , prochá-



Obr. 5. K odvození pohybové rovnice horizontálního kyvadla. O_0 = těžiště klidného, O_0' = vychýleného kyvadla, z' = osa otáčení.

zející bodem O a svírající s osou z úhel i . Kýve tedy v rovině $(x'y')$, svírající s rovinou (xy) rovněž úhel i , při čemž klademe osu x' do roviny (xz) , takže osa y' splývá s y . Vzdálenost těžiště kyvadla O_0 od bodu O budiž l_0 . Vztah mezi čárkovaným a nečárkovaným systémem, které jsou oba pevně spojeny s podkladem, je dán rovnicemi

$$x' = x \cos i - z \sin i, \quad y' = y, \quad z' = x \sin i + z \cos i. \quad (17)$$

Síly působící na horizontální kyvadlo a náklony povrchu zemského projevují se v obecném případě změnami rovnovážné polohy kyvadla. Jejich působení si můžeme představit tak, jako by ke stálému vektoru nerušeného tíhového zrychlení \mathbf{G}_0 se přidával rušivý vektor o časově proměnných složkách $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$, uvažovaných v (xyz) ; složky výsledného vektoru v (xyz) označme X, Y, Z . Připomeňme ještě, že $(\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z) \ll g_0$, až na výjimečné případy (veliké zemětřesení v blízkosti přístroje a pod.). Zřejmé

$$X = \gamma_x, \quad Y = \gamma_y, \quad Z = -g_0 + \gamma_z.$$

V soustavě (x', y', z') bude podle (17)

$$\begin{aligned} X' &= \gamma_x \cos i + (g_0 - \gamma_z) \sin i, & Y' &= \gamma_y, \\ Z' &= \gamma_x \sin i - (g_0 - \gamma_z) \cos i. \end{aligned} \quad (17')$$

Označme úhlovou výchylku těžiště netlumeného kyvadla od osy x' , měřenou v rovině $(x'y')$, znakem φ . Je-li dm element hmoty kyvadla, platí (podle známé věty pro rotaci tuhého tělesa kolem pevné osy) vzhledem k pevné rotační ose z' :

$$K\ddot{\varphi} = \int dm \{ \gamma_y x' - [\gamma_x \cos i + (g_0 - \gamma_z) \sin i] y' \} = \\ = m \{ x_0' \gamma_y - y_0' [\gamma_x \cos i + (g_0 - \gamma_z) \sin i] \};$$

x_0', y_0' jsou souřadnice těžiště vychýleného kyvadla v rovině $(x'y')$. Poněvaž pak $x_0' = l_0 \cos \varphi$, $y_0' = l_0 \sin \varphi$, obdržíme po zavedení redukované délky $K : (ml_0) = L$ a jednoduché úpravě

$$\ddot{\varphi} + \frac{g_0}{L} \left[\frac{\gamma_x}{g_0} \cos i + \left(1 - \frac{\gamma_z}{g_0} \right) \sin i \right] \sin \varphi = \frac{\gamma_y}{L} \cos \varphi, \quad (18)$$

což je hledaná pohybová rovnice netlumeného horizontálního kyvadla.

Vzhledem k tomu, že při uvažovaných pohybech je $(\gamma_x : g_0) \ll 1$, $(\gamma_z : g_0) \ll 1$, lze v prvním přiblížení psát, ježto úhel i není nikdy velký,

$$\ddot{\varphi} + \frac{g_0}{L} \sin i \sin \varphi = \frac{\gamma_y}{L} \cos \varphi. \quad (18')$$

Pro bradyseismické děje vzhledem k malosti výchylek a pomalosti jejich průběhu je $\ddot{\varphi} \rightarrow 0$, takže

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\gamma_y}{g_0 \sin i} \approx \frac{\gamma_y}{(g_0 - \gamma_z) \sin i}. \quad (19)$$

Porovnáním výrazu $\varepsilon_{yz} = \gamma_y : (g_0 - \gamma_z)$ s rovnicí (6) snadno nahlédneme, že znamená vzhledem k systému (xyz) složku odchylky svislice (t. j. složku náklonu) v rovině (yz) . Kyvadlo orientované kolmo k právě uvažovanému by nám poskytlo složku ε_{xz} odchylky padající do roviny (xz) . Pro malé úhly φ dostáváme, když volíme také i malé, známý vzorec

$$\varphi = \varepsilon_{yz} : i, \quad \text{čili} \quad \varepsilon_{yz} = \varphi \cdot i; \quad (20)$$

odpovídá tedy dané odchylce ε_{yz} výchylka φ horizontálního kyvadla nepřímo úměrná odchylce i rotační osy od směru svislého. Čím menšího úhlu i se nám podaří dosáhnouti, tím je kyvadlo citlivější. Že ovšem výchylky, jimiž horizontální kyvadlo reaguje na náklony podkladu, nemusí nikterak souhlasit vlivem místních i oblastních činitelů se skutečnými současnými změnami polohy hladin tíhového potenciálu, bylo již vysvětleno v odst. II. Ačkoli úhly i , jichž se dá dosáhnout, jsou jenom několik málo minut (srv. Tab. 1), jsou přece mnohem větší než hodnoty ε_{yz} resp. ε_{xz} . Nemění se i tedy příliš vlivem registrovaných pohybů. Pro dané horizontální kyvadlo stanovíme i tak, že stanovíme nejdříve periodu T_0 kyvadla kývajícího jako obyčejné kyvadlo okolo vodorovné rotační osy (viz IV, 1); potom po jeho zavěšení a justaci stanovíme periodu T jeho volných kmitů pomocí rovnice (18), kde klademe $\gamma_x = \gamma_y = \gamma_z = 0$.

Dělením čtverců obou kmitových dob plyne

$$T_0^2 : T^2 = \sin i \approx i.$$

Vloženo do vzorce (20) dává

$$\varepsilon_{yz} = (T_0^2 : T^2) \varphi. \quad (20')$$

Na kyvadlo působí ovšem také pohyby krátkodobé, kde nemůžeme φ zanedbat. Jsou to v první řadě zemětřesení. Jejich vliv se jeví v rovnici (18) tím, že ve složkách $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$ se po dobu zemětřesení (maximálně několik hodin) uplatňují členy úměrné záporně vzatému zrychlení příslušných složek zemětřesných posuvů půdy na stanovišti přístroje. Záznam pohybů bradyseismických je tedy zemětřesením porušen jenom na krátkou dobu, nepadající v úvahu pro posouzení celkového průběhu pohybů kyvadla. Proto netřeba zde působení zemětřesných pohybů na Zöllnerovo kyvadlo zvláště rozebírat. Poučení o horizontálním kyvadle jako seismografu může čtenář nalézt v [9].

3. *Popis pokusů.* Pokusy byly konány v laboratoři Státního geofyzikálního ústavu ve 2. patře jv. křídla budovy matematického ústavu university Karlovy v Praze II, Ke Karlovu 3. Přístroj byl umístěn na masivním laboratorním stole (viz obr. 4), chráněn poklopem před vzduchovými proudy (na obr. 4 poklop odstraněn). Ke stavěcím šroubům připojena byla táhla pro regulaci kyvadel z dálky. Před započítím pokusů byla mnohonásobným měřením trvání serie 100 kmitů zjištěna perioda T_0 kyvadel K_1 a K_2 . Kyvadla byla při tomto měření zavěšena na zvláštním stativu ze svářených profilových želez pomocí příček c_1 a c_2 s hroty (viz obr. 3), takže kývala kolem vodorovné osy. Úzkou štěrbinou bylo vrháno na zrcátko na konci kyvadla světlo žárovky s přímým vláknem, jehož odraz pak byl jako index pozorován v zorném poli dalekohledu. Časový rozdíl mezi prvním a posledním průchodem světelného indexu nitkovým křížem byl určen stopkami. Kmitové doby obou kyvadel liší se od průměru $T_0 = 0,887_5$ sec jen o $0,001_5$ sec; příslušná redukovaná délka $L = 195,7$ mm. Po zavěšení kyvadel byla zkoušena dosažitelná míra astasie kyvadel, t. j. jaké nejvyšší periody T lze dosáhnout zmenšováním úhlu i při zachování stability klidové polohy kyvadel. Přehled o vztahu mezi vlastní periodou T a úhlem i , jakož i příslušné redukované délky L ekvivalentního kyvadla podává tab. I. V ní jsou zároveň uvedeny úhlové výchylky φ , odpovídající náklonu l'' , a příslušné lineární výchylky y světelného bodu z rovnovážné polohy na citlivém papíře neb na stupnici ve vzdálenosti $D = 3$ m od zrcátka.

Kmitová doba, při které ještě kyvadla zachovávala stálou rovnovážnou polohu, se ukázala velmi závislou na pozorovacích podmínkách. Pozorování pohybů kyvadel se konala při kmitových dobách T mezi 25 až 37 vteřinami (v tab. I zarámováno). Ač stůl s kyvadly byl umístěn při hlavní zdi a u rohu budovy, kde podlaha je nejstabilnější, nemohlo se

měření, pohybovali se někdo v sousední laboratoři. Pozorovatel v pokusné místnosti seděl ve vzdálenosti více než 3 m od kyvadel, odkudž řídil táhly rovnovážnou polohu kyvadel i jejich kmitovou dobu. Po dobu pozorování bylo třeba setrvatí téměř v úplné nehybnosti, jinak se obje-

Tabulka I.

T sec	i	L metrů	φ pro 1" náklonu	y mm pro 1" náklonu a $D = 3$ m
0,88 ₉	90°	0,196	1,0"	0,03
1	52°03'	0,249	1,3"	0,04
2	11°22'	0,994	5"	0,15
5	1°48'31"	6,212	31"	0,91
10	0°27'07"	24,85	2°05"	3,65
15	12'04"	55,91	4°42"	7,21
20	6'46"	99,40	8°23"	14,62
25	4'20"	155,3	13°04"	22,82
30	3'01"	223,6	18°50"	32,87
35	2'13"	304,4	25°37"	44,72
37	1'59"	340,2	28°40"	50,65
50	1'05"	621,2	52°19"	91,31

vily nepravidelné a dosti rychlé změny polohy kyvadel; když jejich příčina pominula, byly často zjištěny skoky v rovnovážné poloze. Pohyb vzduchu byl velmi patrný, nebyl-li přístroj zakryt poklopem, a to i tehdy, kdy se teplota zdála zcela vyrovnaná. Výchylky světelných bodů činily často několik cm. Nasazení ochranného poklopu tyto výchylky odstranilo. Denní ruch v budově, hlavně přecházení posluchačstva ve větším množství před přednáškami a po nich i pohyby v posluchárnách, jeví se charakteristickými trhavými pohyby, za nichž bylo vyloučeno dostati stabilní rovnovážnou polohu při T více než 25 sekund. Proto byla pozorování konána jenom v době, kdy křídlo budovy s pokusnou laboratoří bylo prázdné; většinou se tak dalo za noci, kdy v budově zavládá klid. Bylo-li klidné, bezvětrné počasí, podařilo se většinou bez obtíží zvýšiti periodu kyvadel nad 30 vteřin při uspokojivé stabilitě rovnovážné polohy a tak se dostati do oboru $T = 28 - 32$ sec, v němž pracoval SCHWEYDAR [1] při svých měřeních ve Freibergu v letech 1910—1915. Za zvláště příznivých podmínek bylo dosaženo periody $T = 35$ sek. a dvakrát dokonce 37 sekund, tedy hodnot, s nimiž registroval ČECHURA v příbramských dolech. To dokazuje, že se dá i v laboratoři dosáhnout dočasně period a tím i citlivostí registrací hlubinných a tedy tím spíše ve sklepiích triangulačních věží, kde podlaha, resp. povrch sloupku s přístrojem, budou nepoměrně klidnější.

Pozorování, jakými pohyby reagují vysoce astasovaná kyvadla na různé vnější děje, byla většinou konána na kyvadlech netlumených, když

bylo zjištěno, jak málo výkonné jsou vzduchové tlumiče, jimiž byl přístroj opatřen. Tlumení kapalinového se zde naprosto nedá použítí, neboť účinky kapilárních sil jsou velmi veliké ve srovnání s účinky sil, jež chceme pozorovati, jak bylo prokázáno pokusy s lihem, vodou, několika druhy oleje a glycerinem.

Při změnách teploty posouvaly se světelné body po stupnici a to velmi značně. Stávalo se často i při poměrně krátkých periodách kyvadel (okolo 25 sec), že světelné body velmi uspokojivě se držící uprostřed stupnice po několik hodin pokusů, octly se průběhem 8—9 hodin po odchodu pozorovatele úplně mimo stupnici. Teplota místnosti neklesla během této doby více než o 3° C. Stávalo se dokonce, že kyvadla se položila úplně k jedné straně a bylo třeba je znovu justovat. Nepodařilo se však ovládnout tento vliv kvantitativně, poněvadž k vlivům změn teploty se za daných okolností neodlučitelně přidávaly též vlivy vlhkosti, změn tlakových a změn elastických vlastností závěsných vláken s teplotou. Tytéž okolnosti nutno však očekávat i ve sklepech triangulačních věží, i kdyby tyto se ukázaly dobře tepelně izolovány. Chod teploty v nich bylo by nutno vyšetřiti již před instalací kyvadel a to se zvláštním zřetelem k obdobím velkých teplotních výkyvů.

Zajímavé bylo sledovati pomalé posuvy světelných bodů při ozáření jižní zdi budovy sluncem. Byly dobře znatelné; v odpoledních hodinách se jejich smysl obracel.

Kyvadla byla značně ovlivňována dopravním ruchem. Při nočních pokusech bylo možno slyšeti přijíždějící vozidla již z dálky a současně sledovati pohyby světelných bodů. Výchylky z rovnovážné polohy začínaly velmi zvolna; zvětšovaly se stále rychleji, dosahující maxima právě, když vozidlo přejíždělo ve vzdálenosti 10—15 m od budovy. Smysl zjištěného náklonu odpovídal zatížení půdy vozidlem. Přes základní pohyb se překládaly krátkoperiodické otřesy. Slabé, avšak zřetelné posuvy světelných bodů se ukázaly též za příjezdu neb odjezdu vozů elektrické dráhy na konečné stanici trati č. 6, vzdálené asi 100 m od přístrojů.

Konečně nutno se zmíniti o pozorováních konaných za větru. Pozorování ukázala jednak nepravidelné kmity o periodách několika vteřin a malých amplitudách, jednak větší jednosměrné výchylky opakující se nepravidelně v intervalech 1—3 minut, tedy obraz podobný, jaký dává záznam větrného neklidu na seismické stanici umístěné ve sklepech jz. křídla téže budovy. Jednosměrné výchylky lze přisouditi jednotlivým maximům větrných náporů na západní nikterak chráněnou frontu budovy. Utrzuje v tom smysl pozorovaných úchytek ukazující na náklon budovy směrem k východu. Zjev je komplikován kmity, jichž periody jsou zlomky vteřiny. Tyto kmity pocházejí pravděpodobně od vlastních kmitů budovy. Také tyto kmity se dají pozorovat v seismografických záznamech větrného neklidu.

4. *Hlubinná měření ZÖLLNEROVYMI kyvadly v Čechách.* Konati měření

deformací zemské kůry horizontálními kyvadly bylo usneseno na mezinárodním sjezdu geodetů v Londýně r. 1910 a zvolen k tomu jeden ze stříbrných dolů na Březových Horách u Příbramě [2, 3]. Přístroje postavil r. 1911 profesor vysoké školy báňské v Příbrami Dr. Fr. KÖHLER na 32. patře Mariánského dolu v hloubce 1132 m (HECKER [10] udává 1110 m); pozorování měla jen částečný úspěch, neboť jedno z kyvadel bylo značně rušeno. Z pohybu druhého kyvadla odvodil HECKER [10] velmi dobrý obraz hlavního měsíčního slapového členu M_2 (viz III, 2). Poruchy chodu prvního kyvadla vysvětloval prof. KÖHLER tektonickými pohyby.

R. 1927 z podnětu Schweydarova postavil znovu horizontální kyvadla Zöllnerova typu profesor vysoké školy báňské Ing. Dr. Fr. ČECHURA [4] na 30. patře zastaveného Mariánského dolu v hloubce 1009,7 m pod ohlubní šachty a to ve zvláštní komoře v místech, kde se nemohly rušivé projevit účinky hornické činnosti. Souřadnice pilířku byly $49^{\circ}40,7' N$, $13^{\circ}59,6' E$. Pozorování trvala od července 1927 do září 1928 a Schweydar o nich podal zprávu na valném shromáždění Mezinárodní unie geodetické a geofysikální v Edinburghu r. 1937. V pozorováních těchto se rovněž jevily nepravidelné posuvy nulového bodu pocházející pravděpodobně od nepatrných posuvů vrstev zemských. Proto ČECHURA r. 1936 postavil kyvadla znova a udržoval s přestávkami registraci až do poloviny r. 1940. Pozorování tato nemohla být dosud zhodnocena pro nedostatek počtářských sil.

Zhodnocení těchto měření by mělo velký význam pro další poznání slapových pohybů. Velká hloubka omezuje zde vliv rušivých účinků slunečního záření a poloha uprostřed mezi moři na severu a jihu by zde snížila rušivé účinky slapů mořských na slapy kůry zemské, jež zatěžovaly měření SCHWEYDAROVA ve Freibergu.

V. Závěr. Plán využití sklepů observačních věží, zbudovaných nad některými body čs. triangulační sítě I. řádu, ke sledování pohybů svislice pohnul autora článku k laboratorním zkouškám s Zöllnerovými kyvadly. Cílem bylo získat zkušenosti o průběhu pohybu kyvadel za různých okolností, aby mohl posoudit účelnost povrchových kyvadlových registrací, ježto podobné registrace byly dosud konány hluboko pod povrchem zemským. Vysvětliv (část II) příčiny pohybu svislice přihlédl autor také k obtížím a rušivým vlivům při měření, které dovolují pozorovat jenom náklony vztažené roviny pevně spojené se Zemí. Měření slapových pohybů v dostatečné hloubce dovolují usuzovat na tvarovou pružnost zemského tělesa, jestliže je srovnáme s pohyby vypočtenými pro Zemí jako těleso tuhé (část III). Zöllnerova kyvadla popsaná v IV, 1 reagují na náklony tím citlivěji, čím více se osa otáčení blíží svislici (IV, 2). Potřebné citlivosti se dá dosáhnouti i v laboratoři za málo příznivých okolností (IV, 3). Kyvadla reagují velmi citlivě na změny teploty i vlhkosti, na dopravní ruch, vítr i ozáření budovy sluncem. Výchylky

pozorované v laboratoři jsou tak veliké, že hodnoty odpovídající pohybům slapovým (viz III, 1) by se v pozorovaných výchylkách nedaly zjistiti. Seismická měření pohyblivosti podkladu v různých patrech sice ukázala, že kmity podlahy ve sklepech mohou být za týchž okolností deset- i vícekrát menší než odpovídající kmity podlahy ve druhém poschodí, přes to však soudí autor, že to ještě nestačí, aby vlivy kolísání teploty, neklidu půdy, ozáření budovy sluncem, větru a jiných činitelů typických pro povrch se daly ve sklepech observačních věží stlačit natolik, aby se analýsa záznamů dala provést s dostatečným stupněm spolehlivosti. Význam takových povrchových měření by pak nebyl v hodnotách charakterisujících skutečné pohyby svislice, nýbrž bychom pouze registrovali, do jaké míry se uplatňují na pozorovaném bodě různé vlivy při vytváření náklonů. Jistou cenu by měla snad taková registrace v poddolaných oblastech, kde by kyvadla indikovala náklony půdy při důlních otřesech. Avšak i tuto funkci by zajisté plnila lépe kyvadla chráněná před povrchovými vlivy.

Proto autor nedoporučuje, aby trvalá povrchová registrace s Zöllnerovými kyvadly ve sklepech triangulačních věží byla vůbec uskutečněna. Přimlouval by se spíše, aby bylo na vhodném místě kyvadel využito k dlouhodobé hlubinné registraci.

On the Surface Registration of Movement of the Vertical by Zöllner Pendulums. The continuous changes of the distribution of the Earth's mass in space, due to terrestrial and cosmic forces, acting on the Earth's body, as well as all irregularities of angular velocity of its rotation are accompanied by corresponding small movements of the vertical whose periods fall into the interval from several hours to geological epochs. Various phenomena able to cause such oscillations are introduced as examples. The most regular of them are the tides observable not only in the hydrosphere and atmosphere, but also in a form of small deformations affecting the solid part of the Earth. Brief information on the tides of the Earth crust is given in two ideal cases: that of a perfectly stiff Earth and that of an Earth possessing a perfect form elasticity. Having described the Zöllner pendulums the author deduces their equation of movement, where the forces considered are an „undisturbed“ value of gravity acceleration, independent of time, and its disturbances varying with time. Finally some laboratory observations are described. Their purpose was to examine whether one may obtain utilisable records by registering in the geophysical cellars in the underground of observation towers built over some of the Czechoslovak trigonometric points of first order. The author comes to the conclusion that very great disturbances must be expected, caused mainly by variations of temperature, changes in barometric pressure and microseismic disturbances. Therefore he does not recommend these measurements to be carried out.

LITERATURA.

- [1] W. SCHWEYDAR: Lotschwankung und Deformation der Erde durch Flutkräfte, Veröffentl. d. Zentralbureaus d. Internationalen Erdmessung, N. F. 38, Leipzig 1921.
- [2] F. KÖHLER: Geodetickým měřením dokázané přešinití kambriických vrstev na Březových Horách, Sborník Čes. společnosti zeměvědné, 20, 84—89, 1914.

- [3] F. KÖHLER: Nové výzkumy v určování tvaru a velikosti Země, v stanovení hutnosti kůry zemské a jejího vnitřního složení, Sborník Čes. spol. zeměvěd., **20**, 183—187, 1914.
- [4] F. ČECHURA: Předběžná zpráva o pozorování pohybu vrstev zemských v dolech Březohorských, Sborník I. Sjezdu slovanských geografů a etnografů v Praze 1924, str. 16—18, Praha 1926.
- [5] V. ŠPAČEK: Kyvadlo horizontální a slapy kůry zemské, 1—52, Roudnice 1914.
- [6] V. ŠPAČEK: Změny tíže působené Měsícem a Sluncem, Zeměměřičský Obzor, **5** (32), 33—37, 55—59, 1944.
- [7] V. ŠPAČEK: Stanovení zploštění Země z měření kyvadlových, Zeměměřičský Věstník, **2**, zvl. otisk, 1—51, 1915.
- [8] R. TOMASCHEK: Die Messungen der zeitlichen Änderungen der Schwerkraft, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, **12**, 36—81, Berlin 1933.
- [9] B. GOLICYN: Vorlesungen über Seismometrie (překlad z ruštiny), str. 234 a dal., Leipzig-Berlin 1914.
- [10] O. HECKER: „Deformationsbeobachtungen“ in Příbram in Böhmen, Gerl. Beiträge zur Geophysik, **13**, Mitteilungen des Zentralbureaus der Internationalen Seismologischen Association, 107—111, Leipzig-Berlin 1914.

POSLEDNÉ POKROKY V STAVBE ANALYTICKÝCH VÁH.

Doc. Dr. JOZEF SKOTNICKÝ, Košice.

Váženie bolo, je a tiež zostane základnou vedeckou mernou metódou fyzikálnou, chemickou a laboratornou vôbec, prevádzanou všade tam, kde sa pestujú prírodné vedy. Je preto pochopiteľné, že váham a najmä analytickým, bola venovaná všetka možná pozornosť so strany ich konštruktorov a že všetky pokroky techniky boli využité k ich zdokonaleniu. To sa týka hlavne zvýšenia presnosti, ale tiež urýchlenia a uľahčenia váženia. Po stránke urýchlenia a uľahčenia práce boli dosiahnuté v poslednom dvadsaťročí významné pokroky zavedením vzdušného tlumenia, automatického nakladania závaží a optickej projekcie polohy vahadla. K tomuto pokroku sa druzí tiež výroba t. zv. predvážok, ktoré promptne a automaticky výchylkou ukazovateľa indikujú váhu predmetu na 0,1 g a umožňujú tak na analytických váhach naložiť a priori správne závažie na 100 mg presne. Ďalšie nakladanie závaží nie je väčšinou už potrebné, lebo u bežných analytických váh v základnom prevedení detailnejšia váha predmetu sa objaví už priamo v optickej projekcii na matnom skle v rozsahu ± 100 mg tak, že možno subjektívne alebo pomocou nonia odhadnúť ešte 0,1 mg. Predmet váhy 100 g sa tým odváži na 10^{-6} , t. j. na miliontinu presne a to v dobe tak krátkej (1—2 minuty), že znamená ukončenie vývoja v tomto smere, t. j. čo sa týka rýchlosti a pohodlnosti pracovného postupu.

Čo sa týka zvýšenia presnosti analytických váh, možno riecť, že pokrok na tomto poli bol za celé storočie len formálny a spočíval v užití kvalitnejšieho materiálu a jeho precíznejšom opracovaní. Až v posledných 3 rokoch bol dosiahnutý i na tomto poli podstatný úspech, ktorý znamená skutočnú revolúciu na poli konštrukcie analytických váh a ktorý chcem v ďalšom popísať. Aby to však bolo možné, musím detailne a tiež na príklade znázorniť ťažkosti, s ktorými musia zápasiť konštruktori analytických váh a ktoré i napriek všetkým vymoženostiam dnešnej techniky nie je možné prekonať tak, aby praktické prevedenie váh sa krylo s ideálnymi požiadavkami, ktoré na váhy kladie matematická teória.

Požiadavky, ktoré sú kladené na presné a citlivé váhy, sú dva: rovnomernosť a konštantná citlivosť váh. Oba sa týkajú vahadla a toto je preto ústredným elementom váh, takže možno riecť: jaké je vahadlo,