

Časopis pro pěstování matematiky a fyziky

Ferdinand Budinský

Výpočet napětí a průhybů u venkovních vedení elektrických o středních a velkých rozpětích. [II.]

Časopis pro pěstování matematiky a fyziky, Vol. 75 (1950), No. 1, D79--D103

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/122349>

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>

à la surface d'un sol de nature diverse. Il démontre que, dans le cas du radiogoniomètre idéal de ce type on reçoit deux minima, dits principaux, dont l'erreur de polarisation reste nulle. Les deux autres minima, dits auxiliaires, sont entachés d'une erreur identique à celle que donnerait un radiogoniomètre à cadre simple. Si l'on considère la conductivité absolue de la surface de la terre, on reçoit deux minima auxiliaires, décalés de l'angle δ_{stand} . Dans ce cas-ci, la valeur de l'erreur n'est pas fonction de la hauteur du cadre au-dessus de la surface. Tous les quatre minima sont aigus. Les maxima principaux sont plus grands et les maxima auxiliaires sont plus petits dans le cas du radiogoniomètre coplanaire, c'est à dire que la précision est plus grande dans le cas du radiogoniomètre coaxial. Pour un radiogoniomètre placé au dessus d'un sol de nature diverse, l'erreur des minima principaux reste toujours nulle et les minima sont aigus. La position des minima auxiliaires est fonction de la qualité de la surface du sol et de la hauteur du cadre au dessus du sol. Les tables montrent l'effet de la qualité du sol. Les réalisations pratiques du radiogoniomètre de ce type démontrent l'efficacité de cet appareil pour la diminution de l'erreur de polarisation.

VÝPOČET NAPĚTÍ A PRŮHYBŮ U VENKOVNÍCH VEDENÍ ELEKTRICKÝCH O STŘEDNÍCH A VELIKÝCH ROZPĚTÍCH.

Část II. Řešení pomocí řad.

Prof. Ing. FERDINAND BUDINSKÝ, Praha.

V druhé části článku (první část byla otištěna v tomto časopise 75, 1949, D20 - 36) pojednávám o výpočtu napětí po změně stavů pomocí řad a o lineární a kvadratické rovnici pro změnu stavu.

2.0. Princip řešení. Odvození lineární rovnice. Výpočet napětí p_{b2} po změně stavů je — jak ukazuje (2) — tím snazší, čím hodnota výrazu $\frac{3}{8\varphi_{b1}^2} \lambda$ je menší. Klesne-li velikost tohoto výrazu pod určitou hodnotu, lze odmocninu v (2) rozvinout s výhodou v řadu:

$$\frac{p_{b2}}{p_{b1}} = \frac{z_2}{z_1} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{3}{8\varphi_{b1}^2} \lambda + \frac{3}{8} \left(\frac{3}{8\varphi_{b1}^2} \right)^2 \lambda^2 - \frac{5}{16} \left(\frac{3}{8\varphi_{b1}^2} \right)^3 \lambda^3 + \dots \right] \quad (12)$$

kde $\lambda = \beta \Delta t + \frac{\Delta p_b}{E}$ (viz (1₄)). Výpočet pomocí této řady je prakticky výhodný tehdy, můžeme-li se spokojit s prvním členem řady, čili bude-li platit s dostatečnou přesností:

$$\frac{p_{b2}}{p_{b1}} = \frac{z_2}{z_1} \left[1 - \frac{3}{16\varphi_{b1}^2} \lambda \right] \quad (12_1)$$

S rostoucím φ_{b1} blíží se poměr $\frac{p_{b2}}{p_{b1}}$ poměru $\frac{z_2}{z_1}$. Toho lze využít pro vyjádření dosud neznámé hodnoty Δp_b ve výrazu pro λ (srovn. odvození rovnice (3)). Δp_b stačí určit o řád méně přesně než p_{b2} , poněvadž tím za-

nedbáváme toliko členy řádu $\left(\frac{\lambda}{\varphi_{b1}}\right)^2$ vynechané beztak již v rovnici (12₁).

Dosadíme tedy ve výrazu pro $\frac{p_{b2}}{p_{b1}} = \frac{z_2}{z_1}$ hodnotu

$$\frac{\Delta p_b}{E} = \left(\frac{z_2}{z_1} - 1\right) \frac{p_{b1}}{E},$$

takže

$$\frac{p_{b2}}{p_{b1}} = \frac{z_2}{z_1} \left\{ 1 - \frac{3}{16\varphi_{b1}^2} \left[\beta \Delta t + \left(\frac{z_2}{z_1} - 1\right) \frac{p_{b1}}{E} \right] \right\}. \quad (13)$$

Týž výraz jsme mohli dostat přímo rozvinutím odmocniny v (3) v řadu.

Podle (13) mění se napětí p_{b2} úměrně s teplotou vodiče. Budeme tudíž tuto rovnici nazývat nadále *lineární rovnici změny stavu*, ač druhé veličině charakteristické pro stav vodiče — přetížení — není napětí p_{b2} podle této rovnice úměrné.

Abychom mohli rovnice (13) používat, je nutno znát nejmenší hodnotu φ_{b1} , při které ještě lze vypočíst napětí p_{b2} s dostatečnou přesností. Za tím účelem byly v (12) postupně doplněny ve výrazech pro λ řady pro Δp_b členy obsahujícími vyšší mocniny $\frac{3}{16\varphi_{b1}^2}$ a takto určeny řady vy-

jadřující napětí p_{b2} — obdobně jako shora při odvození lineární rovnice. Označíme-li

$$\frac{z_2}{z_1} = \zeta; \quad \frac{3}{16\varphi_{b1}^2} = \sigma; \quad \beta \Delta t + (\zeta - 1) \frac{p_{b1}}{E} = \lambda',$$

plyne po úpravě:

$$\begin{aligned} \frac{p_{b2}}{p_{b1}} = \zeta \left\{ 1 - \sigma \lambda' + \sigma^2 \lambda' \left(\frac{3}{2} \lambda' + \zeta \frac{p_{b1}}{E} \right) - \sigma^3 \lambda' \left[\frac{5}{2} \lambda'^2 + \frac{9}{2} \lambda' \zeta \frac{p_{b1}}{E} + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\zeta \frac{p_{b1}}{E} \right)^2 \right] + \dots = \zeta [1 - v_I + v_{II} - v_{III} + \dots] \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Tyto výrazy se stanou podstatně přehlednějšími, zavedeme-li v nich převratnou hodnotu přetížení stejného průhybu $\zeta_f = \frac{1}{z_f}$ definovanou ve stati 1,1,1 a vyjádřenou rovnicí (7₁). Najde se:

$\lambda' = (\zeta - \zeta_f) \frac{p_{b1}}{E}$ a dále:

$$v_I = \sigma (\zeta - \zeta_f) \frac{p_{b1}}{E}, \quad (15_1)$$

$$v_{II} = 2,5\sigma^2 (\zeta - \zeta_f) (\zeta - 0,6\zeta_f) \left(\frac{p_{b1}}{E} \right)^2 = 2,5\sigma_2 \cdot g_{II} \cdot \left(\frac{p_{b1}}{E} \right)^2, \quad (15_2)$$

$$\nu_{III} = 8\sigma^3(\zeta - \zeta_f) \left(\zeta^2 - \frac{19}{16} \zeta \zeta_f + \frac{5}{16} \zeta_f^2 \right) \left(\frac{p_{b1}}{E} \right)^3 = 8\sigma^3(\zeta - \zeta_f) \cdot (\zeta - 0,793\zeta_f)(\zeta - 0,393\zeta_f) \left(\frac{p_{b1}}{E} \right)^3 = 8\sigma^3 g_{III} \left(\frac{p_{b1}}{E} \right)^3. \quad (15_3)$$

Je patrné, že pro $\zeta = \zeta_f$ hodnoty všech členů ν se rovnají nule a $p_{b2} = \zeta p_{b1}$ (srovn. (6), (6₁)). Dále vidíme, že jedinými veličinami vyznačujícími určitý materiál a určitou změnu stavů jsou bezdimensionální veličiny ζ , ζ_f a $\frac{p_{b1}}{E}$.

Při malých hodnotách σ , t. j. pro poměrně velké hodnoty φ_{b1} , řada v (14) rychle konverguje. Na chybu vzniklou ukončením řady lze pak soudit velmi přibližně z velikosti prvního vynechaného členu, pokud ovšem hodnota tohoto členu není nulová nebo blízka nule. Přesnost lineární rovnice závisí tedy v podstatě na velikosti členu ν_{II} , s výjimkou případu $\nu_{II} = 0$, kdy jest uvažovat též člen ν_{III} . Z (15₂) je patrné, že $\nu_{II} = 0$ pro $\zeta = \zeta_f$ a pro $\zeta = 0,6\zeta_f$. Poněvadž pro $\zeta = \zeta_f$ vymizí též všechny ostatní členy ν , rozhoduje člen ν_{III} toliko v okolí $\zeta = 0,6\zeta_f$. Pripustíme-li při výpočtu napětí p_{b2} určitou poměrnou chybu (na př. 1%), je tím udána velikost členu ν_{II} případně ν_{III} . Z (15₂), případně (15₃) lze pak vypočíst hodnotu φ_{II} případně φ_{III} , která určuje minimálně přípustnou hodnotu φ_{b1} . Přesněji by se tato hodnota vypočetla ze součtu $\nu_{II} + \nu_{III}$, rovnice se však stanou zbytečně složitými a výsledek se prakticky nezlepší.

Hodnoty φ_{II} resp. φ_{III} se najdou takto:

$$\varphi_{II} = \sqrt{\frac{3}{16}} \sqrt[4]{\frac{2,5}{\nu_{II}}} \sqrt[4]{|g_{II}|} \sqrt{\frac{p_{b1}}{E}}, \quad (16_1)$$

$$\varphi_{III} = \sqrt{\frac{3}{16}} \sqrt[6]{\frac{8}{\nu_{III}}} \sqrt[6]{|g_{III}|} \sqrt{\frac{p_{b1}}{E}}. \quad (16_2)$$

Vyjádříme-li φ %; $\frac{p_{b1}}{E} \cdot 10^6$ a připustíme chybu $\nu_{II} = \nu_{III} = 1\%$, plyne:

$$\varphi_{II} = 5,44 \sqrt[4]{|g_{II}|} \sqrt{\frac{p_{b1}}{E}}, \quad (16_3)$$

$$\varphi_{III} = 4,17 \sqrt[6]{|g_{III}|} \sqrt{\frac{p_{b1}}{E}}. \quad (16_4)$$

g_{II} , g_{III} jsou funkce bezrozměrných veličin ζ , ζ_f udané rovnicemi (15₂), (15₃). Znaménko g_{II} , g_{III} nerozhoduje, poněvadž nás zajímají jen absolutní velikosti φ_{II} , φ_{III} . Z tvaru (16₁), (16₂) je patrné, že φ_{II} , φ_{III} jsou

značně necitlivé k volbě velikosti přípustné chyby ($\varphi_{II} \approx \frac{1}{4} \cdot \varphi_{III} \approx \approx \frac{1}{6} \sqrt[4]{\nu_{III}}$). Proto je také prakticky bezvýznamná okolnost, že poměr $\frac{\varphi_{III}}{\varphi_{II}} = \frac{\sqrt[4]{\nu_{II}}}{\sqrt[6]{\nu_{III}}}$ je závislý na zvolené velikosti chyby: čím větší přesnost je vyžadována, tím je poměr $\frac{\varphi_{III}}{\varphi_{II}}$ menší, t. j. tím více rozhoduje φ_{II} .

Podle (16₁), (16₂) závisí φ_{II} případně φ_{III} na veličinách ζ , ζ_f a $\frac{p_{b1}}{E}$. Závislost na ζ a ζ_f je dána funkcemi g_{II} případně g_{III} , je tedy složitější než závislost na $\frac{p_{b1}}{E}$, poněvadž φ_{II} i φ_{III} jsou přímo úměrné $\sqrt{\frac{p_{b1}}{E}}$. Je proto výhodné stanovit nejprve φ_{II} i φ_{III} pro $\frac{p_{b1}}{E} = 10/100$. Nazveme tyto hodnoty nadále jednotkovými mezními průhyby a označme je $\varphi_{II}^{(1)}$ případně $\varphi_{III}^{(1)}$. Jsou úměrné $\sqrt[4]{|g_{II}|}$ případně $\sqrt[6]{|g_{III}|}$ a byly znázorněny graficky, při čemž na ose úseček byla vyznačena veličina ζ , a jako parametr zvolena veličina ζ_f . Viz obr. 1 v stati 2,1,3.

Hodnoty veličin ζ , ζ_f , $\frac{p_{b1}}{E}$ jsou určeny jednak materiálem vodiče, jednak povětrnostním stavem počátečním a konečným a jejich rozsah byl stanoven nejprve za předpokladu normálních povětrnostních poměrů, aby byl nalezen rozsah použitelnosti lineární rovnice při výpočtu montážních napětí (viz dále stať 2,1). Obdobným způsobem byla pak zkoumána použitelnost lineární rovnice za stavů abnormálních (katastrofálních) (viz dále stať 2,2).

2, 1. Normální poměry povětrnostní. Výpočet montážních napětí pomocí lineární rovnice. Podle vývodů ve stati 1,1 mohou tu nastat krajní změny stavů $B \rightarrow D$; $B \rightarrow A$; $A \rightarrow D$; $D \rightarrow A$. Stanovme nejprve krajní hodnoty veličin ζ a ζ_f příslušné těmto změnám stavů.

2, 1, 1. Mezní hodnoty ζ . Změnám stavů $B \rightarrow D$; $B \rightarrow A$ přísluší $\zeta = \frac{1}{z}$ ($z_2 = 1$, $z_1 = z$), takže se ζ mění prakticky v mezích $\zeta = 0,75$ až $0,03$, poněvadž $z = 1,33$ až 36 . Změnám stavů $A \rightarrow D$, $D \rightarrow A$ přísluší sice $\zeta = 1$, poněvadž k nim však patří jiný výchozí stav než k změnám

předešlým, je třeba probírat je zvlášť (viz stat 2,1,4). Proto stačí uvažovat rozsah $\zeta = 0,75$ až $0,03$ resp. $0,75$ až 0 .

2, 1, 2. Mezní hodnoty ζ_r . Hodnoty ζ_r resp. z_r příslušné změnám $B \rightarrow D$ jsou udány pro různé materiály v tab. 1 (viz hodnoty z_{BD}). Z nich se určí $\zeta_{BD} = \frac{1}{z_{BD}}$. Hodnoty ζ_r příslušné ostatním změnám lze pak snadno

určit z těchto hodnot ζ_{BD} . Je-li poměr rozdílů teplot při změnách dvou a dvou stavů (na př. $3 \rightarrow 4$ a $1 \rightarrow 2$) $\frac{\Delta t_{43}}{\Delta t_{21}} = \tau$, poměr napětí u obou

počátečních stavů $\frac{p_{b3}}{p_{b1}} = \zeta'$, plyne za předpokladu nezměněného β , E na základě (7₁)

$$\zeta_{34} = 1 - \tau \frac{1 - \zeta_{12}}{\zeta'} \quad (\zeta_{34} \geq 0). \quad (17_1)$$

Při změně $B \rightarrow D$ je $\Delta t_{BD} = 45^\circ = \Delta t_{21}$, při změně $B \rightarrow A$ je $\Delta t_{BA} = -15^\circ = \Delta t_{43}$ [čili $\tau = \frac{1}{3} = -\frac{1}{3}$]; dále platí $p_{b1} = p_{b3} = p_{bB}$, takže $\zeta_{BA} = \frac{4 - \zeta_{BD}}{3}$. Obdobným způsobem se najde pro změnu $D \rightarrow A$

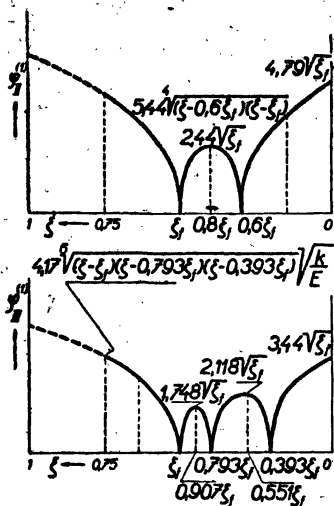
($\tau = -\frac{3}{4} = -\frac{3}{4}$) resp. $A \rightarrow D$ ($\tau = \frac{4}{3}, \frac{p_{bD}}{p_{bB}} = \zeta'$):

$$\zeta_{DA} = 1 + \frac{4}{3} \frac{1 - \zeta_{BD}}{\zeta'}, \quad \zeta_{AD} = 1 - \frac{4}{3} \frac{1 - \zeta_{BD}}{\zeta'}.$$

Pro dostatečně veliké φ lze položit v prvním přiblížení $\zeta' = \zeta$; viz (13). Podle tab. 1 se pohybuje z_{BD} v mezích 1,25 až 5, čemuž odpovídá $\zeta_{BD} = 0,8$ až $0,2$. Těmto hodnotám přísluší hodnoty $\zeta_{BA} = 1,067$ až $1,267$, čehož bude dbáno při výpočtu φ_{II} resp. φ_{III} v příští stati. Rovnice (17₁) bude pak použito při výpočtu mezních hodnot φ_{II} , φ_{III} ve stati 2,1,4.

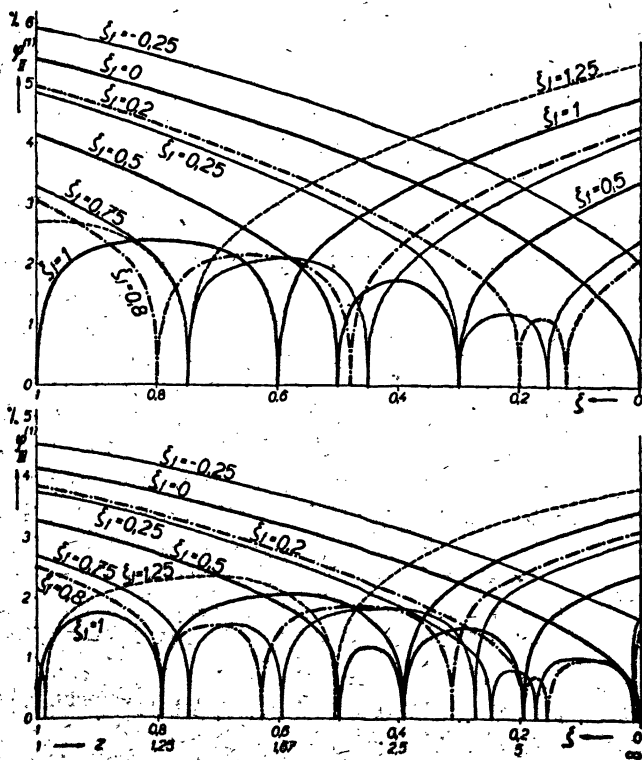
2, 1, 3. Mezní hodnoty φ_{II} , φ_{III} pro změny $B \rightarrow D$ a $B \rightarrow A$. Průběh jednotkových mezních průhybů $\varphi_{II}^{(1)}$ případně $\varphi_{III}^{(1)}$ v závislosti na ζ , ζ_r je podle vývodů ve stati 2,0 určen funkcemi g_{II} případně g_{III} definovanými rovnicemi (15₂) případně (15₃); dosadíme-li za ζ_r hodnoty ζ_{BD} případně ζ_{BA} , dostaneme $\varphi_{IIBD}^{(1)}$ případně $\varphi_{II BA}^{(1)}$ či $\varphi_{IIBD}^{(1)}$ případně $\varphi_{III BA}^{(1)}$.

Z rozboru g_{II} vyplývá, že veličina $\varphi_{II}^{(1)}$ dosahuje v mezích $\zeta = 0,75$ až 0 největších hodnot pro $\zeta = 0,75; 0,8\zeta_r; 0$ (pokud $\zeta_r > 0,94$, poněvadž jinak padne $0,8\zeta_r$ mimo uvedený rozsah ζ). Viz obr. 1. Je patrné, že $\varphi_{II}^{(1)}$ pro $\zeta = 0,8\zeta_r$ je vždy menší než $\varphi_{II}^{(1)}$ pro $\zeta = 0$; proto jsou hlavně směrodatné hodnoty $\varphi_{II}^{(1)}$ pro $\zeta = 0,75$ a $\zeta = 0$. Jak ukazuje rozbor g_{III} , má veličina $\varphi_{III}^{(1)}$ v mezích $\zeta = 0,75$ až 0 extrémy při $\zeta = 0,75; 0,907\zeta_r; 0,551\zeta_r; 0$. Hodnoty $\zeta_1 = 0,907\zeta_r$, resp. $\zeta_2 = 0,551\zeta_r$ jsou ovšem obsa-



Obr. 1. Funkcionální průběh jednotkových mezních průhybů pro lineární a kvadratickou rovnici.

Obr. 2. Jednotkové mezní průhyby pro lineární a kvadratickou rovnici.



ženy v uvedeném rozsahu jen potud, pokud $\zeta_r > 0,826$ resp. 1,36. Hodnoty $\varphi_{III}^{(1)}$ příslušné hodnotám ζ_1 resp. ζ_2 jsou však vždy menší než $\varphi_{III}^{(1)}$ pro $\zeta = 0$ a mají proto jen podružný význam.

V obr. 2 byly vyznačeny křivky $\varphi_{II}^{(1)}$ pro $\zeta_r = 0$ až 1,25 (viz rozsah ζ_{BD} a ζ_{BA} podle stati 2,1,2). Z průběhu křivek je patrné, že největší hodnoty $\varphi_{II}^{(1)}$ vycházejí pro největší hodnoty ζ_r , jež přísluší podle stati 2,1,2 změnám $B \rightarrow A$. Lze proto použít lineární rovnice ve větším rozsahu (t. j. pro menší φ_{b1}) při změně $B \rightarrow D$ než při změně $B \rightarrow A$.

Je tudíž výhodno určit při výpočtu napětí za montáže nejprve napětí p_{bD} (při $t = 40^\circ$) a z něho teprve napětí při ostatních (nižších) teplotách — obdobně jak bylo zjištěno ve stati 1,1. Ze známých jednotkových

průhybů mezních $\varphi_{II}^{(1)}$ plynou pak mezní průhyby $\varphi_{II} = \varphi_{II}^{(1)} \sqrt{\frac{p_{bB}}{E}}$, a po-

něvadž platí $p_{bB} \approx k$, bude též $\varphi_{II} = \varphi_{II}^{(1)} \sqrt{\frac{k}{E}}$. Hodnoty φ_{II} byly vy-

vypočteny pro tři typické skupiny vodičů uvedené v tab. 1: bronz, ocel ($\zeta_r = 0,8$; $\frac{k}{E} = 3,3^\circ/00$), měď ($\zeta_r = 0,5$; $\frac{k}{E} = 1,6^\circ/00$), Al/Fe, hliník

($\zeta_r = 0,2$, $\frac{k}{E} = 1^\circ/00$) a vyznačeny v obr. 3 v závislosti na ζ (křivky

BD, BA). Obdobně byly v obr. 4 znázorněny hodnoty $\varphi_{III} = \varphi_{III}^{(1)} \sqrt{\frac{k}{E}}$

(křivky BD, BA). Je patrné, že $\varphi_{III} < \varphi_{II}$ (pokud ovšem není $\varphi_{II} \rightarrow 0$), takže o rozsahu použitelnosti lineární rovnice rozhodují toliko hodnoty φ_{II} .

Je pak ještě důležité znát chybu, jaké se dopouštíme při výpočtu montážních napětí při $t < 40^\circ$, vyjdeme-li z napětí p_{bD} při 40° případně vyjdeme-li z napětí p_{bA} při -20° .

2, 1, 4. Mezní hodnoty $\varphi_{II}^{(1)}$ případně $\varphi_{III}^{(1)}$ při výpočtu montážních napětí z napětí p_{bD} případně p_{bA} . V tomto případě je $z_1 = z_2 = 1$, takže ve funkci g_{II} je dosadit $\zeta = 1$ a mezní hodnoty φ_{II} plynou na základě (15₂), (16₁), (16₂) ze vztahu

$$\varphi_{II1} = \frac{5,44}{\sqrt[4]{\nu}} \sqrt{|1 - \zeta_r| \cdot |1 - 0,6\zeta_r|} \sqrt{\frac{p_{b1}}{E}}, \quad (18)$$

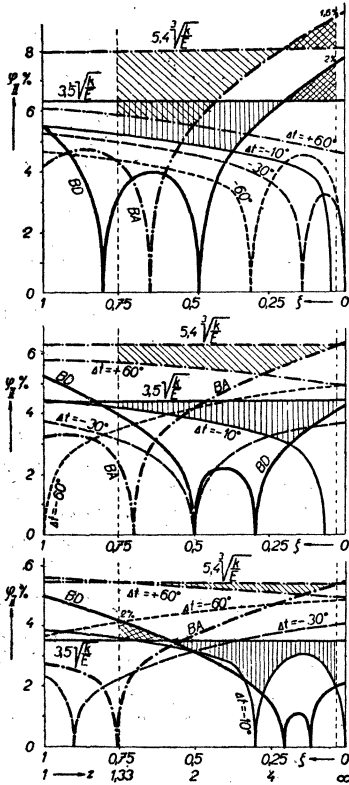
kde ν je přípustná chyba v %.

Hodnoty φ_{II1} a p_{b1} tu přísluší výchozímu stavu pro výpočet montážních napětí, t. j. obecně některému stavu mezi D a A . Máme-li však mít možnost rychle posoudit použitelnost lineární rovnice v některém určitém případě, je nutno znát mezní průhyb φ_{II} příslušný základnímu stavu B , tak jak tomu také bylo ve stati 2,1,3. Je proto třeba v (18) nahradit napětí p_{b1} napětím $p_{bB} \approx k$ a průhyb φ_{II1} průhybem $\varphi_{IIB} \equiv \varphi_{II}$

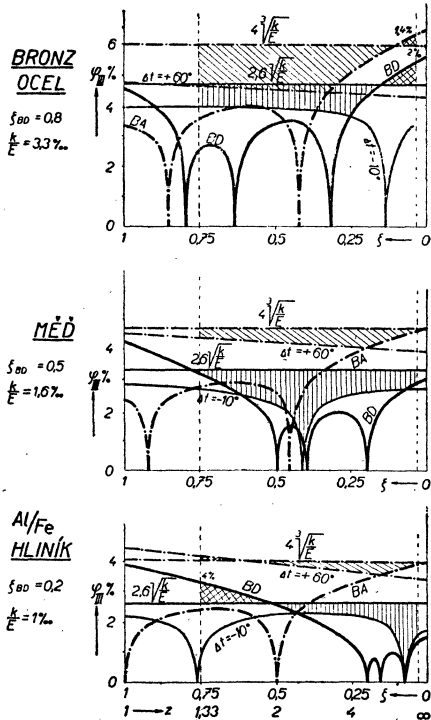
Připomeneme-li si označení $\frac{p_{b1}}{p_{dB}} = \frac{p_{b1}}{k} = \zeta'$, bude

$$\varphi_{II} = \frac{5,44}{\sqrt[4]{\nu}} \sqrt[4]{|1 - \zeta_r| \cdot |1 - 0,6\zeta_r|} \sqrt{\zeta'} \frac{\zeta'}{\zeta} \sqrt{\frac{k}{E}} = \varphi_{II}^{(1)} \sqrt{\frac{k}{E}}; \quad (18_1)$$

touto rovnicí jest definován jednotkový mezní průhyb $\varphi_{II}^{(1)}$.



Obr. 3. Mezní průhyby pro lineární rovnici.



Obr. 4. Mezní průhyby pro kvadratickou rovnici.

Hodnotu ζ_r určíme na základě (17₁):

$$\zeta_r = 1 - \frac{1 - \zeta_{BD}}{\zeta'} \frac{\Delta t}{45} \quad (17_2)$$

Stanovíme-li napětí po ohřátí vodiče, je $\Delta t > 0$ a naopak. Podle (17₂)

je ζ_r závislé na ζ_{BD} , ζ' a Δt . Jednotkový mezní průhyb $\varphi_{II}^{(1)}$ je tudíž funkcí ζ_{BD} , ζ' , Δt a ζ . Hodnoty ζ a ζ' jsou ovšem spolu vázány pomocí stavovné rovnice (2₁). Z této rovnice nelze vypočítat ζ' v uzavřeném tvaru, je však možno snadno určit hodnotu ζ , je-li dáno ζ' :

$$\zeta = \frac{\zeta'}{\sqrt{1 - \frac{3}{8(\varphi_{IIp}^{(1)})^2} (\zeta' - \zeta_{BD})}}, \quad (19)$$

kde

$$\varphi_{IIp}^{(1)} = \frac{5,44}{\sqrt[4]{\nu}} \sqrt[4]{|1 - \zeta_r| \cdot |1 - 0,6\zeta_r| \sqrt{\zeta'}}.$$

Je to hodnota jednotkového mezního průhybu určená předběžně za předpokladu $\zeta \approx \zeta'$ (srovn. (18)).

Při výpočtu $\varphi_{II}^{(1)}$ pro určité ζ_{BD} a Δt bylo pak postupováno tak, že bylo zvoleno ζ' , k němu vypočteno ζ_r podle (17₂) a ζ podle (19) a konečně stanoveno $\varphi_{II}^{(1)}$ na základě (18₁). Hodnoty ζ' jsou vždy blízké hodnotám ζ a pro $\varphi > (3,5 \text{ až } 4)\%$ lze položit $\zeta' \approx \zeta$. Z (18₁) je patrné, že $\varphi_{II}^{(1)} = 0$ pro $\zeta_r = 1$ a $\zeta_r = \frac{1}{3}$. Na základě (17₂) plyne pro $\zeta_r = 1$ rozdíl teplot $\Delta t = 0$, což je hodnota triviální, kdežto pro $\zeta_r = \frac{1}{3}$ dostaneme

$$\Delta t_0 = -30 \frac{\zeta'}{1 - \zeta_{BD}}. \quad (20)$$

Kdybychom tedy počítali napětí po ochlazení vodiče o Δt_0° , vymizela by chyba ν_{II} , lineární rovnice by ovšem přesto nedávala přesné výsledky, poněvadž příslušné $\nu_{III} \neq 0$. Konečně volíme Δt v praxi podle jiných hledisek než s ohledem na minimum ν_{II} . Máme-li posoudit použitelnost lineární rovnice, je proto důležitější znát maximální hodnotu funkce $|g_{III}| = |1 - \zeta_r| \cdot |1 - 0,6\zeta_r|$; najde se pro $\zeta_r = \frac{1}{3}$, což odpovídá $\Delta t_m = \frac{\Delta t_0}{2}$, a příslušná hodnota $\varphi_{II m}^{(1)}$ je

$$\varphi_{II m}^{(1)} = \frac{2,77}{\sqrt[4]{\nu}} \frac{\zeta'^{\frac{3}{2}}}{\zeta}. \quad (21)$$

Stejně veliké hodnoty jako pro $\zeta_r = \frac{1}{3}$ nabude funkce $|g_{III}|$ pro $\zeta_r = 1,733$, čemuž odpovídá rozdíl teplot

$$\Delta t_1 = 1,1 \Delta t_0 = -33 \frac{\zeta'}{1 - \zeta_{BD}}. \quad (20_1)$$

Je-li pak $|\Delta t| > |\Delta t_1|$, je $\varphi_{II}^{(1)} > \varphi_{II m}^{(1)}$; hodnoty $\varphi_{II}^{(1)}$ tu již stoupají monotonně s rostoucím $|\Delta t|$. Když uvažujeme ohřívání vodiče ($\Delta t > 0$), rostou

příslušné hodnoty $\varphi_{II}^{(1)}$ s rostoucím Δt monotonně již od $\Delta t = 0$ a vyjdou větší než $\varphi_{II}^{(1)}$ příslušné ochlazení vodiče o stejnou hodnotu Δt .

Z toho je patrné, že je výhodnější počítat montážní napětí z výchozího stavu D , t. j. po ochlazování vodiče, než z výchozího stavu A . Tento poznatek je dalším důvodem, abychom nejprve určili napětí při stavu D a nikoliv při stavu A , jak již také bylo doporučováno v předešlé stati. Proto nás budou nadále hlavně zajímat mezní průhyby příslušné výpočtu napětí po ochlazování vodičů ($\Delta t < 0$).

Rozdíl teplot Δt , definovaný rovnicí (20₁), se najde pro naše tři typické skupiny vodičů: bronz, ocel ($\zeta_{BD} = 0,8$) ... $\Delta t_1 = 165\zeta'$, měď ($\zeta_{BD} = 0,5$) ... $\Delta t_1 = 66\zeta'$, hliník, Al/Fe ($\zeta_{BD} = 0,8$) ... $\Delta t_1 = 41\zeta'$. Z toho usuzujeme, že největší rozdíly teplot Δt bude možno volit u bronzových vodičů, kdežto u měděných a hlavně hliníkových vodičů bude třeba se omezit na menší rozdíly teplot Δt , abychom mohli použít lineární rovnice v rozsahu pokud možno velikém.

Bližší rozbor $\varphi_{II}^{(1)}$ pomocí (18₁) tyto závěry potvrzuje a ukazuje, že lze volit u bronzových vodičů Δt až 60° (t. j. maximální požadovanou hodnotu), kdežto u měděných a zvláště u hliníkových vodičů je třeba vypočítat montážní napětí postupně, t. j. určit nejprve montážní napětí p_{b_2} příslušné menšímu rozdílu teplot (na př. 10° , 20° případně 30°) a vycházeti z tohoto napětí p_{b_2} a příslušného průhybu φ_{b_2} stanovit další montážní napětí p_{b_3} atd. Napětí v tomto druhém případě nejsou pak lineárně závislá na teplotě v celém rozsahu $t = 40^\circ$ až -20° , poněvadž φ_b jsou proměnná. Má-li při tomto postupném výpočtu vyjít také napětí naposled vypočtené (t. j. p_{b_A}) přesně na 1%, je třeba, aby chyba při výpočtu jednotlivých napětí při n krocích byla $\nu \leq \frac{1}{n}\%$, na př. pro $\Delta t = 10^\circ$...

... $\nu = \frac{1}{n}\%$. Toho bylo dbáno při výpočtu $\varphi_{II}^{(1)}$ podle (18₁). Při výpočtu ζ ze ζ' (na základě (19)) byla pak dosazena za ζ_{BD} přibližně hodnota $\frac{1}{2}(\zeta_{BD} + \zeta_{Bn})$, kde ζ_{Bn} přísluší teplotě t_n posledního výchozího stavu (na př. pro $\Delta t = 10^\circ$... $t_n = -10^\circ$), poněvadž při postupném výpočtu montážních napětí se mění výchozí stavy postupně od D až do stavu příslušného teplotě t_n .

Z těchto vývodů je zřejmé, že pro určité ζ_{BD} a ζ není vždy $\varphi_{II}^{(1)}$ nejmenší pro nejmenší Δt , počítáme-li napětí při ochlazení vodiče ($\Delta t < 0$), čili nepočítáme podle lineární rovnice vždy tím přesněji, čím volíme menší rozdíly teplot. Týž poznatek vysvětluje i z grafického znázornění hodnot φ_{II} v obr. 3 (viz křivky $\Delta t = -10^\circ, -30^\circ, -60^\circ$). Je na př. výhodnější počítat u bronzového vodiče všechna montážní napětí jednotlivě z výchozího stavu D , než vypočítávat je postupně, poněvadž křivky -10° leží nad křivkami -60° , kdežto u hliníkových vodičů je tomu naopak. I u měděných vodičů je zpravidla výhodnější postupný výpočet napětí (na př. po $\Delta t = -10^\circ$, případně -20°), avšak rozdíl

v přesnosti dosažených výsledků pro t_n nebude tak veliký jako u hliníkových vodičů, poněvadž rozdíl mezi pořadnicemi křivek -60° a -10° je tu daleko menší než u hliníkových vodičů. Kdybychom pak v určitém případě měli rozhodnout, zda můžeme lineární rovnice použít, vyznačili bychom stav B dotčeného případu pomocí souřadnic ζ a φ_{bB} v diagramu, jehož parametr ζ_{bB} je nejbližší našemu případu. Leží-li bod *nad* příslušnými mezními čarami φ_{II} , lze lineární rovnice použít.

Pro praktické použití je výhodná nezávislost na diagramech. Sledujeme-li křivky BD a křivky $\Delta t = -10^\circ, -30^\circ$, je patrné, že příslušné pořadnice φ_{II} jsou téměř vždy menší než $3,5 \sqrt{\frac{k}{E}}$ (viz obr. 3); plocha mezi křivkami BD resp. $\Delta t = -10^\circ$ (podle toho, která z nich vykazuje větší pořadnice) a přímkou $3,5 \sqrt{\frac{k}{E}}$ je tu vyznačena svislým šrafováním, pokud $3,5 \sqrt{\frac{k}{E}} > \varphi_{II}$ resp. křížovým šrafováním, pokud $3,5 \sqrt{\frac{k}{E}} < \varphi_{II}$. Z toho plyne, že lze lineární rovnice použít vždy, platí-li jednoduchá podmínka

$$\varphi_{bB} > \varphi_{II}' = 3,5 \sqrt{\frac{k}{E}} \left(\varphi_{bD} \%, \frac{k}{E} \%, \right) \quad (22)$$

a zachováme-li při výpočtu montážního napětí p_b postup shora doporučený: nejprve výpočet p_{bD} při $40^\circ C$, pak stanovení ostatních montážních napětí, při čemž je volit $|\Delta t| < 30^\circ$; tuto poslední podmínku je však třeba zachovati toliko u hliníkových vodičů, poněvadž u ostatních vodičů jsou též pořadnice křivek $\Delta t = -60^\circ$ zpravidla menší než $3,5 \sqrt{\frac{k}{E}}$ (u měděných vodičů pokud $z < 2,5$). Za těchto předpokladů nám dává lineární rovnice montážní napětí s přesností větší než $> 1\%$ s výjimkou zřídka se vyskytujících případů $z > 5$ u bronzových vodičů a $z < 1,7$ u hliníkových vodičů. Avšak ani tu v krajních případech ($z = 30$ u bronzových vodičů resp. $z = 1,33$ u hliníkových vodičů) nepřekročí chyba velikost 2% , jak je patrné z obr. 3. Za to ve valné většině případů přesnost výsledků dosažených lineární rovnicí je daleko větší než 1% , omezíme-li její platnost rovnicí (22); má-li totiž bod, který znázorňuje stav B určitého případu v našich diagramech, pořadnici φ_{bB} , je chyba při výpočtu napětí pomocí lineární rovnice dána přibližně poměrem $\left(\frac{\varphi_{II}}{\varphi_{bB}}\right)^4$; je-li φ_{II} příslušný mezní průhyb.

Přadnice křivek BA a $\Delta t = +60^\circ$ vykazují v diagramech největší hodnoty a jsou proto směrodatné, máme-li posoudit použitelnost lineární rovnice v obecném případě, kde při výpočtu montážních napětí se nevážeme na postup doporučený shora. Z obr. 3 je patrné, že pořadnice

křivek BA a $\Delta t = +60^\circ$ jsou prakticky vždy menší než hodnota $5,4 \sqrt[3]{\frac{k}{E}}$ (s výjimkou řídkých případů $z > 5$ u bronzových vodičů); lze tedy lineární rovnice použít prakticky vždy (chyba menší než 1% až 1,6%), je-li

$$\varphi_{bB} > \varphi_{II} = 5,4 \sqrt[3]{\frac{k}{E}} \left(\varphi_{bD} \% ; \frac{k}{E} 0/00 \right). \quad (23)$$

Ve valné většině případů je ovšem rozsah použitelnosti lineární rovnice daleko větší, než udává tato rovnice, jak ukazují šikmo vyšrafované plochy v obr. 3; i tehdy, leží-li bod, který znázorňuje stav B příslušný určitému případu, uvnitř této plochy, lze ještě použít lineární rovnice.

Zcela obdobným způsobem jako φ_{II} byly vypočteny mezní průhyby φ_{III} , jenže místo rovnice (18₁) bylo použito vztahu:

$$\begin{aligned} \varphi_{III} &= \frac{4,17}{\sqrt[6]{\nu}} \sqrt[6]{|1 - \zeta_r| \cdot |1 - 0,793\zeta_r| \cdot |1 - 0,393\zeta_r|} \frac{\zeta_r^{3/2}}{\zeta} \sqrt[3]{\frac{k}{E}} = \\ &= \varphi_{III}^{(1)} \sqrt[3]{\frac{k}{E}}. \end{aligned} \quad (23)$$

Funkce $|1 - \zeta_r| \cdot |1 - 0,793\zeta_r| \cdot |1 - 0,393\zeta_r|$ projde nulou pro $\zeta_r = 1; 1,26; 2,54$ a nabývá maximálních hodnot pro $\zeta_{r1} = 1,112 \left(\varphi_{III}^{(1)} = \frac{1,84}{\sqrt[6]{\nu}} \right)$.

$\frac{\zeta_r^{3/2}}{\zeta}$ a pro $\zeta_{r2} = 1,814 \left(\varphi_{III}^{(1)} = \frac{2,85}{\sqrt[6]{\nu}} \frac{\zeta_r^{3/2}}{\zeta} \right)$. Hodnotám ζ_{r1} resp. ζ_{r2} přísluší

rozdíly teplot $\Delta t_1 = -5 \frac{\zeta'}{1 - \zeta_{BD}}$ resp. $\Delta t_2 = -36,6 \frac{\zeta'}{1 - \zeta_{BD}}$. Teprve

pro $\Delta t < -69,3 \frac{\zeta'}{1 - \zeta_{BD}}$ (příslušné $\zeta_r = 2,54$) roste $\varphi_{III}^{(1)}$ monotonně s přibývajícím $|\Delta t|$. Pro $\Delta t > 0$ stoupají $\varphi_{III}^{(1)}$ monotonně s rostoucím Δt již od $\Delta t = 0$, takže i $\varphi_{III}^{(1)}$ (obdobně jako $\varphi_{II}^{(1)}$) jsou větší pro $\Delta t > 0$ než pro $\Delta t < 0$ při stejné hodnotě $|\Delta t|$.

Grafické znázornění hodnot φ_{III} pro naše tři typické skupiny vodičů viz v obr. 4. Je patrné, že křivky BD a $\Delta t = -10^\circ$ vykazují většinou pořadnice menší než $2,6 \sqrt[3]{\frac{k}{E}}$, takže při postupu výpočtu montážních napětí shora doporučeném (nejprve BD , pak $|\Delta t| < 30^\circ$) platí přibližně

$$\varphi_{III} < 2,6 \sqrt[3]{\frac{k}{E}}. \quad (24)$$

Při libovolném postupu výpočtu jsou opět směřodatné φ_{III} , jež i zde přísluší změně BA , a tu se najde

$$\varphi_{III} < 4 \sqrt[3]{\frac{k}{E}}. \quad (25)$$

Rovnic (24), (25) bude využito ve stati 2, 1, 6. Nyní nás zajímají jen potud, že z nich definitivně plyne $\varphi_{III} < \varphi_{II}$; použitelnost lineární rovnice je tedy omezena toliko hodnotami φ_{II} , danými rovnicemi (22) případně (23).

2, 1, 5. Praktický postup při výpočtu montážních napětí. Když jsme se přesvědčili na základě (22), že lze lineární rovnice pro určitý daný případ použít, vypočteme nejprve pomocí (13) napětí p_{bD} a pak ostatní montážní napětí. Prakticky postupujeme při výpočtu montážních napětí z napětí p_{bD} tak, že nejprve stanovíme k danému rozdílu teplot $\Delta t_1 = t_D - t_2$ rozdíl napětí $\Delta p_1 = p_2 - p_D$ podle rovnice

$$\Delta p_1 = \frac{3}{16\varphi_{bD}^2} \beta \Delta t_1 \cdot p_{bD} \stackrel{!}{=} \Delta p$$

a z toho určíme napětí p_{b2} při teplotě t_2 : $p_{b2} = p_{bD} + \Delta p$. Obdobně stanovíme pak rozdíl napětí Δp_2 příslušný rozdílu teplot $\Delta t_2 = t_2 - t_3$. Zpravidla bývá $\Delta t_2 = \Delta t_1 = \Delta t$ ($= 10^\circ \text{C}$) a tu lze Δp_2 vypočíst jednodušeji na základě Δp takto:

$$\Delta p_2 = \frac{3}{16\varphi_{b2}^2} p_{b2} \stackrel{!}{=} \Delta p \left(\frac{p_{b2}}{p_{bD}} \right)^3 \approx \Delta p + \frac{3(\Delta p)^2}{p_{bD}}$$

Označíme-li $\frac{3(\Delta p)^2}{p_{bD}} \stackrel{!}{=} \Delta^2 p$, bude $\Delta p_2 = \Delta p + \Delta^2 p$. Napětí $p_{b3} = p_{b2} + \Delta p_2 = p_{bD} + 2\Delta p + \Delta^2 p$.

Při výpočtu napětí p_{b4} příslušného teplotě $t_4 = t_3 - \Delta t$ lze pak zpravidla vzít $\Delta^2 p_2 = \frac{3(\Delta p_2)^2}{p_{b2}} \approx \Delta^2 p$, z čehož dostaneme: $\Delta p_3 \stackrel{!}{=} \Delta p_2 + \Delta^2 p = \Delta p + 2\Delta^2 p$, takže $p_{b4} = p_{b3} + \Delta p_3 = p_{bD} + 3\Delta p + 3\Delta^2 p$. Obecně bude: $\Delta p_n = \Delta p + (n-1)\Delta^2 p$ a

$$p_{n+1} = p_1 + \Delta p_n = p_D + n\Delta p + \frac{n(n-1)}{2} \Delta^2 p.$$

Montážní napětí p_{bn} (kg/mm^2) budeme tedy počítat z daných hodnot: ξ (g/cm^3); a (m); z ; p_{bB} ($\approx k$) (kg/mm^2); β ($1/^\circ\text{C}$); E (kg/mm^2) podle tohoto schématu (je-li $3,5 \sqrt[3]{\frac{k}{E}} < \varphi_{bII}$):

$$1. \varphi_{bB} = \frac{\xi a z}{80 p_{bB}} \% \quad (26)$$

$$p_{bD} = \frac{p_{bB}}{z} \left[1 - \frac{0,375}{\varphi_{bB}^2} \left(\Delta t \cdot \beta \cdot 10^4 - \frac{z-1}{z} \cdot \frac{p_{bB}}{E \cdot 10^{-4}} \right) \right] \quad (26_2)$$

$$\varphi_{bD} = \frac{\xi a}{80 p_{bD}} \% ; \quad (26_3)$$

$$\Delta p = \frac{0,1875 \Delta t \cdot \beta \cdot 10^4}{\varphi_{bD}^2} \cdot p_{bD}; \quad (26_4)$$

$$\Delta^2 p = \frac{3(\Delta p)^2}{p_{bD}} \quad (26_5)$$

$$2. \quad p_{b2} = p_{bD} + \Delta p, \quad (26_6)$$

$$3. \quad \Delta p_2 = \Delta p + \Delta^2 p; \quad p_{b3} = p_{b2} + \Delta p_2, \quad (26_7)$$

$$4. \quad \Delta p_3 = \Delta p_2 + \Delta^2 p; \quad p_{b4} = p_{b3} + \Delta p_3, \quad (26_8)$$

$$\dots \dots \dots$$

$$n. \quad \Delta p_n = \Delta p_{n-1} + \Delta^2 p; \quad p_{bn+1} = p_{bn} + \Delta p_n.$$

Je-li $\varphi_{bB} > 4 \sqrt{\frac{k}{E}}$, lze v hořejším schematu položit $\Delta^2 p = 0$.

Není-li splněna rovnice (22) [případně (23)], nelze zpravidla použít lineární rovnice pro výpočet montážních napětí a je třeba použít jiných výpočtových způsobů. Kromě iterační metody, vyložené ve stati 1, je to na př. výpočet pomocí kvadratické rovnice změny stavu.

2, 1, 6. Kvadratická rovnice změny stavu. Ponecháme-li v (14) kromě členu ν_I ještě člen ν_{II} , dostaneme

$$p_{b2} = p_{b1} \zeta \left\{ 1 - \frac{3}{16 \varphi_{b1}^2} (\zeta - \zeta_f) \frac{p_{b1}}{E} \left[1 - \frac{15}{32 \varphi_{b1}^2} (\zeta - 0,6 \zeta_f) \frac{p_{b1}}{E} \right] \right\}, \quad (27)$$

kde $\zeta_f = 1 - \frac{\beta \Delta t E}{p_{b1}}$. Podle této rovnice je napětí úměrné druhé moc-

nině teploty vodiče. Proto byla tato rovnice nazvána *kvadratickou rovnicí změny stavu* obdobně jako (13) byl dán název lineární rovnice. Platnost kvadratické rovnice pro praktické výpočty jest omezena rovnicí (24), případně (25), je tudíž znatelně větší než rovnice lineární [srovnej (22), případně (23)].

2, 1, 7. Přesnost rovnic iteračního způsobu. V souvislosti s vý-
vody v hořejších státech byla také zkoumána přesnost korigovaných
iteračních rovnic (3₂), (4₂), (5₂) ve státech 1,0 a 1,1. Poměrná chyba ν_i při
výpočtu p_{b2} pomocí těchto rovnic souvisí s chybou ν_{II} vztahem $\nu_i =$
 $= \sigma \zeta \frac{p_{b1}}{E} \nu_{II}$, takže dostaneme pro $\nu_i = 1\%$ mezní průhyb z rovnice

$$\varphi_i = 3,436 \sqrt{\zeta |g_{II}|} \sqrt{\frac{k}{E}} \left(\varphi \% ; \frac{k}{E} \%_{/00} \right).$$

Na základě této rovnice byly nakresleny diagramy v obr. 5. Je patrné, že pro nejvýhodnější postup při výpočtu montážních napětí (nejprve p_{bD} pro $t = 40^\circ$, pak ostatní napětí) dostaneme ve valné většině případů montážní napětí s chybou menší než 1%, je-li

$$\varphi_{bB} > \varphi_i' = 2,4 \sqrt{\frac{k}{E}} \left(\varphi_i' \% \cdot \frac{k}{E} \% \right) \quad (28)$$

Libovolný postup výpočtu můžeme volit, je-li

$$\varphi_{bB} > \varphi_i'' = 3,2 \sqrt[3]{\frac{k}{E}} \quad (28_1)$$

Rovnic iteračního způsobu (3₂), (4₃), (5₃) lze tedy použít ještě ve větším rozsahu než kvadratické rovnice (27) [srovn. (24), (25)] a to i v případě, žádáme-li dostatečně přesný výsledek naponejprv. [Jinak je totiž použitelnost iteračního způsobu omezena rovnicí (8₁).]

Ve skutečnosti jsou mezní průhyby φ_i zpravidla mnohem menší, než udávají (28) a (28₁). Omezíme-li použitelnost korigované iterační rovnice (pro jednorázový výpočet napětí) rovnicemi (28), (28₁), vyjde pak napětí zpravidla mnohem přesněji než na 1%; je-li totiž φ_{bB} pořadnice bodu znázorňující stav B pro určitý případ v obr. 5 a φ_i příslušný mezní průhyb, je chyba pro daný případ $\nu_i = \left(\frac{\varphi_i}{\varphi_{bB}} \right)^6$.

Obdobně byl zkoumán rozsah použitelnosti zkrácené rovnice (3) a nalezeno, že tato rovnice dává hodnoty montážních napětí p_{b2} s přesností větší než 1%, je-li

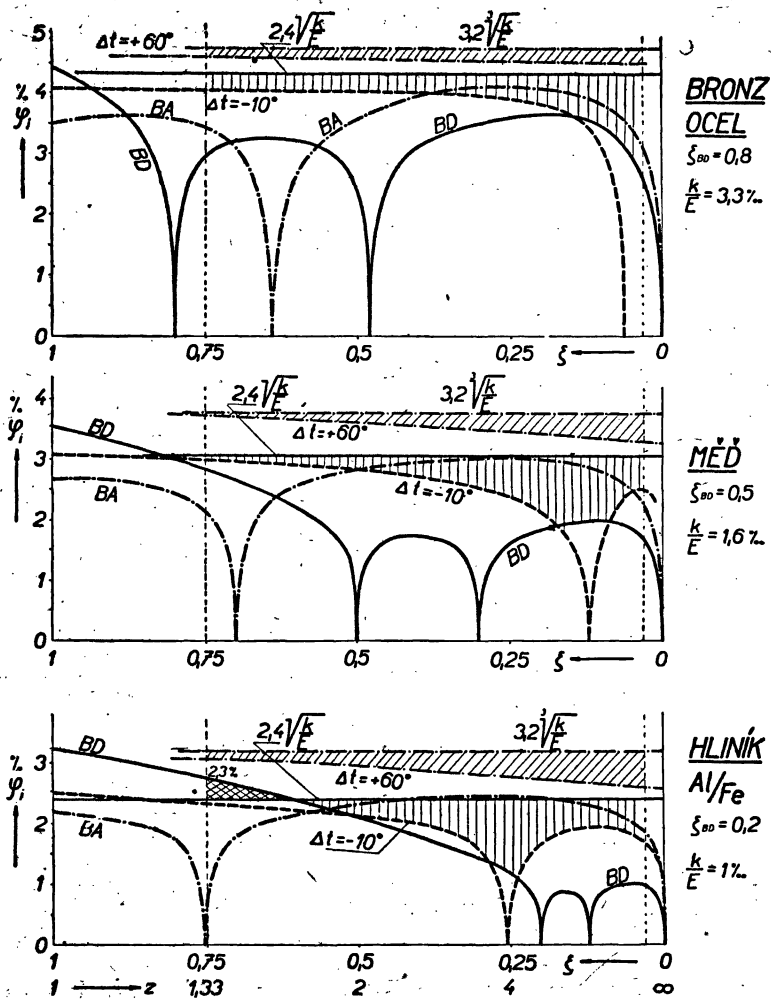
$$\varphi_{b1} > \varphi_i^* = 3,9 \sqrt[3]{\frac{k}{E}} \left(\varphi_{b1} \% \cdot \frac{k}{E} \% \right), \quad (28_2)$$

při čemž na postupu výpočtu napětí p_{b2} mnoho nezáleží. Hodnoty vypočtené z (28₂) se mnoho neliší od hodnot vypočtených z (22) určující mezní průhyb pro lineární rovnici. Rozsah použitelnosti zkrácené rovnice a lineární rovnice je tedy přibližně týž, pokud ovšem zachováme optimální postup výpočtu ($B \rightarrow D; D \rightarrow A$), jinak je rozsah použitelnosti zkrácené rovnice větší než lineární rovnice. Z těchto důvodů dává zkrácená rovnice zpravidla přesnější výsledky než rovnice lineární. Srovn. též příklady 7 a 8 v další části tohoto článku.

2, 1, 8. Řetězovka nezávislá na (normálních) povětrnostních stavech. Přesnost lineární rovnice se zvětšuje velmi rychle s rostoucí hodnotou φ_{bB} ($\nu_{II} \sim \frac{1}{\varphi_{bB}^4}$). Avšak i člen ν_I se zmenšuje rychle s rostoucím průhybem φ_{bB} a je zajímavé určit hodnoty φ_I , jimž přísluší zanedbatelně malé ν_I .

Z (15₁) se najde mezní průhyb pro změnu BD resp. BA (položíme-li $p_{bB} \approx k$ a připustíme-li chybu 1%):

$$\varphi_I = 13,7 \sqrt{|\zeta - \zeta_f|} \sqrt{\frac{k}{E}} = \varphi_I^{(1)} \sqrt{\frac{k}{E}},$$



Obr. 5. Mezní průhyby pro korigovanou rovnici iterační.

(o $\zeta_f = \zeta_{BD}$ resp. ζ_{BA} viz stat 2, 1, 2). Pro změny při $z = 1$ (srovn. stat 2, 1, 4), klademe-li $\zeta' \approx \zeta$, $p_{dB} \approx k$, je

$$\varphi_I = 13,7 \sqrt{\frac{1 - \zeta_f}{\nu}} \zeta \sqrt{\frac{k}{E}} = 15,8 \sqrt{1 - \zeta_{BD}} \sqrt{\frac{k}{E}} = \varphi_I^{(1)} \sqrt{\frac{k}{E}}$$

Je tedy φ_I pro $z = 1$ nezávislé jak na ζ , tak i na Δt .

Hodnoty $\varphi_I^{(1)}$ jsou vyznačeny v závislosti na ζ , ζ_f v obr. 6 za před-

pokladu $\nu_I = 1\%$. Křivky $\varphi_I^{(1)}$ pro změny BD a BA jsou parabolami, pořadnice $\varphi_I^{(1)}$ pro $z = 1$ jsou udány rovnoběžkami s osou úseček. Z čar příslušných témuž ζ_f je vytažena vždy silně ta, jež vykazuje největší pořadnice. Je patrné, že je $\nu_I < 1\%$ pro vedení, jemuž přísluší zhruba $\varphi_{bB} > 14\%$, což podle (13) značí, že

$$p_{bD} = \frac{p_{bB}}{z} \approx \frac{k}{z} \approx p_{bn} \approx p_{bA}$$

(p_{bn} je napětí za montáže při teplotě t_n). Napětí za montáže je tedy u takového vedení přímo úměrné dovolenému namáhání k , nepřímo úměrné přetížení z a nezávislé na teplotě t , čili je stálé, ať se koná montáž při jakékoliv teplotě. Průhyb pak je konstantní za všech povětrnostních poměrů (nezávislý jak na t , tak i na z).

Poměrnému průhybu $\varphi_{bB} = 14\%$ přísluší u vodičů z mědi $az = 2000$ m a u vodičů z AL/Fe $az = 2700$ m. Těmto hodnotám odpovídá asi $a = 1000$ m. To je rozpětí sice velmi značné, uvá-

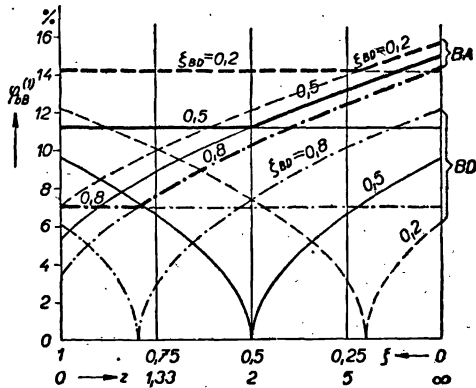
žíme-li však, že $\varphi_I \sim \sqrt{\frac{1}{\nu_I}}$, seznáme, že ani u vedení o rozpětí $a = 500$ m se nemění průhyb za různých povětrnostních stavů a napětí za montáže při různých teplotách o více než asi 4%.

2. 2. Použitelnost lineární rovnice za abnormálních případů počasí. Zkoumáme-li použitelnost lineární rovnice pro výpočet za abnormálních (katastrofálních) stavů povětrnosti (srovn. stať 1,2) seznáme, že podmínka $\nu < 1\%$ vyžaduje, aby

$$\varphi_{bB} > 5,1 \sqrt{\left(\frac{z_K}{z} - 0,7\right) \frac{k}{E} \cdot \left(\varphi_{bB}\%, \frac{k}{E}\%\right)}$$

Zpravidla je to hodnota tak velká, že je třeba použít jiného vhodnějšího způsobu, na př. iterační metody (viz stať 1, 3, příklad 4).

3. Přesnost výpočtu napětí z rovnice změny stavu odvozené z parabolické řetězovky u vedení o velkých rozpětích. Aplikujeme-li poznatky, k nimž jsme dospěli v článku [1], ve výpočtových metodách



Obr. 6. Jednotkové mezní průhyby pro řetězovku nezávislou na normálních povětrnostních stavech.

odvozených v tomto článku, můžeme snadno zjistit chyby, jichž se odpustíme, počítáme-li napětí pomocí rovnice změny stavu odvozené za předpokladu parabolické řetězovky. Vliv odlišného tvaru řetězovky od paraboly je vyjádřen v rovnici (18) [1] resp. v rovnici (1) tohoto článku zavedením a_r a E_r na místo a a E . Viz rovnici (1_r). Nahradíme-li podle toho v (14) veličiny a (resp. φ_{b1}) a E veličinami a_r (resp. φ_{br1}) a E_r (při čemž stačí provést náhradu toliko v členu ν_I), plyne po úpravě a zavedení ζ_r po vzoru rovnice (15):

$$\frac{p_{b2}}{p_{b1}} = \zeta[1 - \nu_I + \nu_{II} - \nu_{III} + \dots + \nu_{ro} + \gamma^2 \nu_{rc}],$$

značí-li

$$\nu_{ro} = (0,5 + 1,2\zeta_r - 1,7\zeta) \frac{p_{b1}}{E}; \quad \nu_{rc} = (1 - 0,8\zeta_r - 0,2\zeta) \frac{p_{b1}}{E}.$$

Členy $\nu_I, \nu_{II}, \nu_{III}, \dots$ byly odvozeny za předpokladu parabolické řetězovky; vyjadřují tedy zbylé členy $\nu_{ro}, \gamma^2 \nu_{rc}$ korekci na řetězovku, při čemž ν_{ro} přísluší vedení vodorovnému, kdežto $\gamma^2 \nu_{rc}$ se uplatní jen u vedení na svaahu ($\gamma = \frac{c}{a}$, je-li c topografický rozdíl výšek závěsných bodů)

U vedení o středních a velkých rozpětích jsou členy ν_I, ν_{II}, \dots poměrně malé vůči jedničce, takže členy $\nu_{ro}, \gamma^2 \nu_{rc}$ přibližně představují přímo poměrnou chybu, jíž se dopustíme při výpočtu p_{b2} , nahradíme-li řetězovku parabolou. Členy ν_{ro}, ν_{rc} jsou závislé toliko na veličinách ζ, ζ_r a $\frac{p_{b1}}{E}$. Dosadíme-li $p_{b1} \approx \zeta p_{bB} \approx \zeta k$, lze psát

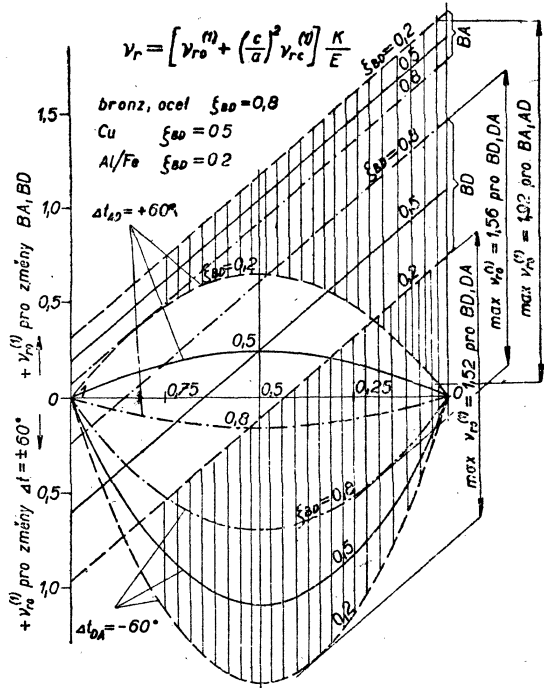
$$\nu_r = [\nu_{ro}^{(1)} + \gamma^2 \nu_{rc}^{(1)}] \frac{k}{E}, \quad (29)$$

kde ν_{ro}, ν_{rc} jsou funkcemi toliko veličin ζ a ζ_r , obdobně jako jednotkové průhyby $\varphi_{II}^{(1)}, \varphi_{III}^{(1)}$ ve statích 2, 1, 3 a 2, 1, 4.

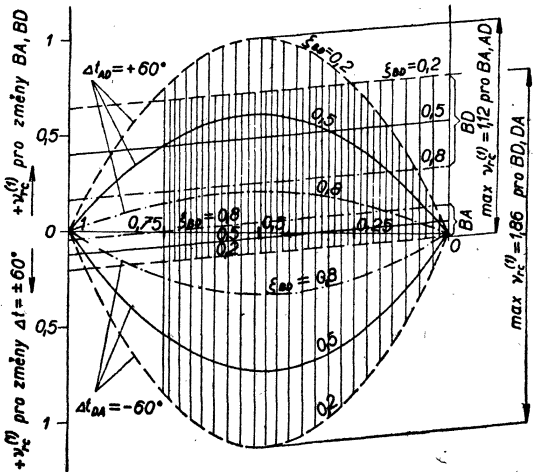
Činitelé $\nu_{ro}^{(1)}, \nu_{rc}^{(1)}$ byly vyneseny v závislosti na ζ s veličinou ζ_r jakožto parametrem v obr. 7 a to jednak pro změny BD, DA (doporučený postup výpočtu), jednak pro změny BA, AD (zpravidla nejnevýhodnější postup se stanoviska přesnosti výsledků). Je patrné, že jsou veličiny $\nu_{ro}^{(1)}, \nu_{rc}^{(1)}$ v závislosti na ζ pro změny BD, BA dány přímkami, kdežto pro změny $z = \text{konst.}$, t. j. DA, AD ($\Delta t = \pm 60^\circ \text{C}$) kvadratickými parabolami.

Nás zajímá přesnost, s níž vypočteme napětí jednak po určité jednotlivé změně (na př. p_{bD} po změně BD), jednak po dvou změnách (na př. p_{bA} po změnách BD, DA). Aby bylo možno určit přímo i přesnost (resp. chybu $\nu_{ro}, \gamma^2 \nu_{rc}$) pro tento druhý případ, byly v obr. 7 vyneseny kladné hodnoty $\nu_{r1}^{(1)}, \nu_{rc}^{(1)}$ příslušné změnám BD, BA směrem nahoru,

kdežto kladné hodnoty $\nu_r^{(1)}$, $\nu_{rc}^{(1)}$ příslušné změnám DA , AD směrem dolů, takže odečítáme mezi křivkami BD resp. BA a křivkami DA resp. AD přímo algebraický součet pořadnic těchto čar. Plochy takto vymezené byly pro $\zeta_{BD} = 0,2$ vyčárkovány. Je patrné, že při optimálním postupu výpočtu (BD , DA) je $\max \nu_{ro}^{(1)} = 1,56$, $\max \nu_{rc}^{(1)} = 1,86$, kdežto pro postup BA , AD je $\max \nu_{ro}^{(1)} = 1,92$ (pro výjimečný případ $z = 30$), $\max \nu_{rc}^{(1)} = 1,12$ – vesměs pro $\zeta_{BD} = 0,2$, – t. j. pro vodiče Al/Fe. Největší celková chyba ν_r může ovšem nastat u bronzových (případně ocelových) vodičů ($\zeta_{BD} = 0,8$), poněvadž vykazují největší hodnoty $\frac{k}{E}$; pro optimální



Obr. 7_{1,2}. Poměrná chyba při výpočtu napětí z rovnice změny stavu odvozené z parabolické řetězovky u vedení o velkých rozpětích. Nahore: pro horizontální vedení. Dole: přídatný člen pro vedení na svahu.



postup výpočtu je tu $\max \nu_{ro}^{(1)} = 1,56$, resp. pro nejméně výhodný postup $\max \nu_{ro}^{(1)} = 1,74$, z čehož plyne pro $\frac{k}{E} = 3,3$ a horizontální vedení $\max \nu_{ro} = 5,15\%_{00}$ resp. $5,75\%_{00}$. U vedení na svahu se mohou chyby o něco zvětšit, nijak však podstatně, poněvadž přídatný člen ν_{rc} je úměrný $\left(\frac{c}{a}\right)^2$ a tudíž zpravidla málo vydatný; kromě toho jsou hodnoty veličiny $\nu_{rc}^{(1)}$ právě v případech, kdy $\nu_{ro}^{(1)}$ je největší (t. j. pro $\zeta_{BD} = 0,8$) menší než hodnoty $\nu_{ro}^{(1)}$ (viz obr. 7).

Celkem se shledá, že chyba ν , ani v nejnepříznivějším případě nepřekročí hodnotu $6\%_{00}$, v běžných případech pak sotva dosáhne poloviční hodnoty. Kromě toho je důležitý poznatek, že jak $\nu_{ro}^{(1)}$ tak i $\nu_{rc}^{(1)}$ jsou nezávislé na φ_b , což značí, že chyba ν , nezávisí na velikosti rozpětí a . Tento na první pohled paradoxní výsledek je odůvodněn tím, že se u velikých rozpětí při změně stavu průhyb jen velmi málo mění, takže se při výpočtu napětí neuplatní veliký rozdíl pořadnic řetězovky a paraboly. Je ovšem třeba znát napětí alespoň pro jeden povětrnostní stav s dostatečnou přesností. Příslušný průhyb je třeba určit z rovnic řetězovky, při čemž však můžeme opět s výhodou rozvinout hyperbolické funkce v mocninnou řadu, takže výpočet je také jednoduchý. Jakmile známe průhyb s dostatečnou přesností pro určitý stav, můžeme určit přímo i průhyby příslušné ostatním stavům z rovnice změny stavu odvozené za předpokladu paraboly. Třeba jen dosadit v rovnicích (2), (3), (3₂), (13), resp. (4₃) a (5₃) poměr

$$\frac{p_{b2}}{p_{b1}} = \zeta \frac{\varphi_{b1}}{\varphi_{b2}} \text{ resp. } \frac{p_{bD}}{p_{bB}} = \zeta \frac{\varphi_{bB}}{\varphi_{bD}} \text{ a } \frac{p_{b2}}{p_{bD}} = \frac{\varphi_{bD}}{\varphi_{b2}},$$

jak plyne z (1₂).

Z těchto vývodů je patrné, že lze ve všech běžných případech technické praxe počítat napětí resp. průhyb po změně stavu pomocí stavebné rovnice příslušné parabolické řetězovce, známe-li napětí resp. průhyb pro určitý povětrnostní stav, a to jak pro vedení horizontální, tak i na svahu o libovolně velikém rozpětí. Poněvadž pro vedení o velikých rozpětích lze užít jednoduché lineární rovnice, je výpočet těchto vedení snazší než výpočet vedení o rozpětích krátkých. Jen ve výjimečných případech (na př. při kontrolních výpočtech) uvažujeme pro velká rozpětí korekci na řetězovku [na př. podle (1₁)] a počítáme napětí podle korigované iterační rovnice. Po dosazení a úpravě plyne:

$$p_{b2} = \frac{\zeta p_{b1}}{\sqrt{1 - \frac{3}{8\varphi_{b1}^2} \left[-\beta \Delta t + (1 - \zeta) \frac{p_{b1}}{E} \right] \left[1 - \frac{3}{16\varphi_{b1}^2} \frac{\zeta p_{b1}}{E} \right]}} + \kappa, \quad (30)$$

kde

$$\kappa = 8(0,3 - 0,2\gamma^2) \beta \Delta t - 2(1,7 + 0,2\gamma^2)(1 - \zeta) \frac{p_{b1}}{E}.$$

Pomocí této rovnice docílujeme i pro největší rozpětí prakticky stejné přesnosti jako u nejpřesnějších dnes známých method (na př. [2]). Viz příklady 7 a 8 v následující stati.

2. I. Příklady. Ukážeme ve dvou příkladech (7 a 8) postup při výpočtu napětí pro vedení o velikém rozpětí a to jednak použitím lineární rovnice, jednak pomocí iteračních rovnic zkrácené i korigované za uvažování korekce na řetězovku. V jednom případě vypočteme pak napětí pomocí lineární rovnice též pro vedení o středním rozpětí (příklad 9).

7. *příklad.* Dán měděný vodič nesouměrně zavěšený; rozpětí $a = 500$ m, rozdíl výšek závěsů $c = 300$ m, měrná váha vodiče $\xi = 8,9$ g/cm³, modul pružnosti $E = 11\,000$ kg/mm²; napětí příslušné vodorovnému tahu $p_1 = 21,346$ kg/mm², napětí v dolním závěsném bodu $p_{11} = 22,009$ kg/mm² při přetížení $z = 3$. Jest určit napětí p_2 , p_{12} při $z = 1$ a $t_2 = t_1$. (Viz [2], str. 37 a 38.)

Stanovíme charakteristické napětí $p_{b1} = p_1 \frac{b}{a} = p_1 \frac{\sqrt{a^2 + b^2}}{a} = 24,8935$ kg/mm²

a charakteristický průhyb $\varphi_{b1} = \frac{\xi a z}{8 p_{b1}} = 6,7035\%$. Mezní průhyb pro použitelnost lineární rovnice při optimálním postupu:

$$\varphi_{II'} = 3,5 \sqrt{\frac{p_{b1}}{E \cdot 10^{-3}}} = 5,18\% \text{ [viz (22)].}$$

při nejnevýhodnějším postupu

$$\varphi_{II''} = 5,4 \sqrt[3]{\frac{p_{b1}}{E \cdot 10^{-3}}} = 7,0\% \text{ [viz (23)].}$$

V našem příkladu je žádán výpočet napětí při změně $t_2 = t_1$, což je případ ležící mezí oběma uvedenými krajními případy. Poněvadž φ_{b1} je jen o něco málo menší než $\varphi_{II'}$, lze lineární rovnice použít, nepřesnost výsledku bude však blízká 1%.

Žádáme-li větší přesnost, je nutno použít zkrácené iterační rovnice, již přísluší

mezní průhyb $\varphi^* = 3,9 \sqrt[3]{\frac{p_{b1}}{E \cdot 10^{-3}}} = 5,13\%$ [viz (28₂)]. Nejpřesnější výsledky v uvažovaném tvaru získáme pak použitím korigované iterační rovnice ve spojení s korekcí na řetězovku. U ostatních rovnic vzhledem k jejich menší přesnosti nemá význam uvažovat tuto korekci.

a) Výpočet p_2 pomocí lineární rovnice. Viz (26₂):

$$p_2 = \frac{p_1}{z} \left[1 + \frac{3}{16\varphi_{b1}^2} \left(1 - \frac{1}{z} \right) \frac{p_{b1}}{E} \right] = 7,5632 \text{ kg/mm}^2.$$

Chyba -7% oproti hodnotě $p_2 = 7,6162$ kg/mm² uváděné HRUŠKOU [2].

b) Výpočet p_2 pomocí zkrácené iterační rovnice. Viz (3):

$$p_2 = \frac{\frac{p_1}{2}}{\sqrt{1 - \frac{3}{8\varphi_{b1}^2} \left(1 - \frac{1}{z}\right) \frac{pb_1}{E}}} = 7,6106 \text{ kg/mm}^2. \text{ Chyba } -0,75\%.$$

c) Výpočet p_2 pomocí korigované iterační rovnice ve spojení s korekcí na řetězovku. Viz (30):

$$p_2 = \frac{\frac{p_1}{z}}{\sqrt{1 - \frac{3}{8\varphi_{b1}^2} \left(1 - \frac{1}{z}\right) \frac{pb_1}{E} \left[1 - \frac{3}{16\varphi_{b1}^2} \frac{pb_1}{zE} + \frac{16}{3} \varphi_{b1}^2 (1,7 + 0,2\gamma^2)\right]}} = 7,6167 \text{ kg/mm}^2. \text{ Chyba } +0,065\%.$$

Výpočet p_{I1} (v dolním závěsu za stavu 1). Viz (19) [1]:

$$p_{I1} = p_{b1} \left[1 + 8\varphi_{b1}^2 \left(1 + \frac{2}{3}\gamma^2\right) - \Delta\gamma\varphi_{b1}\right] = 21,9982 \text{ kg/mm}^2.$$

Chyba $-0,5\%$ proti hodnotě 22,009 kg/mm² uváděné HRUŠKOU [2].

Napětí p_{II1} (v horním závěsu za stavu 1):

$$p_{II1} = p_{I1} + \zeta z c = 30,0082 \text{ kg/mm}^2.$$

Odchyška $+0,27\%$ proti správné hodnotě 30 kg/mm². Podle HRUŠKY vyjde

$$p_{II1} = 30,019 \text{ kg/mm}^2 (+0,55\%).$$

Napětí p_{I2} (v dolním závěsu za stavu 2): Viz (19) [1]:

$$p_{I2} = 7,8931 \text{ kg/mm}^2. \text{ Odchyška } -0,2\% \text{ proti } p_{I2} = 7,8948 \text{ kg/mm}^2 [2].$$

8. *příklad.* Dán tůž vodič jako v příkladu 7. Vodič je napnut při teplotě $t_2 = 40^\circ \text{C}$ tak, aby při $t_1 = -5^\circ \text{C}$ a $z = 3$ nepřekročilo napětí hodnotu $k = 30 \text{ kg/mm}^2$.

Největší napětí se vyskytuje v horním závěsu II, viz obr. 2 [1]. Položíme tudíž $p_{II1} = k = 30 \text{ kg/mm}^2$. Poněvadž se objevuje ve stavovné rovnici (1)* charakteristické napětí p_{b1} a charakteristický průhyb φ_{b1} , nutno stanovit nejprve p_{b1} a pak je teprve možno určit p_{b2} .

Výpočet p_{b1} . Použijeme rovnice (19) [1] (viz též výpočet p_{II1} v příkladu 7).

Jelikož v těchto rovnicích se objevuje neznámá $p_{b1} = p_1 \frac{b}{a}$ i na pravé straně rovnice (ve φ_{b1}), je třeba postupovat iteračním způsobem. Vyjdeme s výhodou z napětí v dolním závěsu p_{I1} , jehož hodnota je blíže p_1 , než je hodnota p_{II1} (p_{b1} závisí na p_1 vztahem $p_{b1} = \frac{b}{a} p_1$). Bude:

$$p_{I1} = k - \xi z c = 21,9900 \text{ kg/mm}^2.$$

1. krok:

$$p'_{b1} = \frac{b}{a} p_{I1} = 25,6446 \text{ kg/mm}^2, \varphi'_{b1} = \frac{\xi a z}{8p'_{b1}} = 6,5072\%.$$

*) V rovnici (1) má být správně p_{b2} resp. p_{b1} místo p_2 resp. p_1 .

2. krok:

$$p''_{b1} = \frac{k}{1 + 8\varphi_{b1}'^2(1 + \frac{2}{3}\gamma^2) + 4\gamma\varphi'_{b1}} = 25,1019 \text{ kg/mm}^2, \varphi''_{b1} = 6,6479\%.$$

3. krok:

$$p'''_{b1} = 24,9290 \text{ kg/mm}^2; \varphi'''_{b1} = 6,6939\%.$$

4. krok:

$$p_{b1}^{IV} = 24,8941 \text{ kg/mm}^2; \varphi_{b1}^{IV} = 6,7034\%.$$

Pro srovnání s [2] vypočteno $p_1^{IV} = \frac{a}{b} p_{b1}^{IV} = 21,3465 \text{ kg/mm}^2$. Podle [2] je $p_1 = 21,346 \text{ kg/mm}^2$.*)

Lze tudíž položit $p_{b1}^{IV} = p_{b1}$, $\varphi_{b1}^{IV} = \varphi_{b1}$, $p_1^{IV} = p_1$.

Výpočet $p_{I,II2}$ (napětí v horním a dolním závěsu při teplotě $t_2 = 40^\circ \text{C}$).

Určíme nejprve napětí příslušné horizontálnímu tahu:*)

a) Pomocí lineární rovnice: Lze tu čekat přesnost větší než 1%, poněvadž $\varphi_{b1} > \varphi_{II}$ [$\varphi_{b1} = 6,7034\%$, $\varphi_{II} = 5,18\%$]:

$$p_2 = \frac{p_1}{z} \left[1 + \frac{3}{16\varphi_{b1}^2} \frac{z-1}{z} \frac{p_{b1}}{E} - \beta \Delta t \right] = 7,3361 \text{ kg/mm}^2.$$

Odchylka $-2,7^0/_{00}$ proti hodnotě $7,3561 \text{ kg/mm}^2$ [2].

b) Pomocí zkrácené iterační rovnice:

$$p_2 = \frac{\frac{p_1}{z}}{\sqrt{1 - \frac{3}{8\varphi_{b1}^2} \left(\frac{z-1}{z} \frac{p_{b1}}{E} - \beta \Delta t \right)}} = 7,3470 \text{ kg/mm}^2.$$

Odchylka $-1,24^0/_{00}$.

c) Pomocí korigované iterační rovnice a s ohledem na řetězovku [viz (30)]:

$$p_2 = 7,3525 \text{ kg/mm}^2. \text{ Odchylka } -0,49^0/_{00}.$$

Je patrné, že zpravidla vystačíme s výpočtem pomocí lineární rovnice případně pomocí zkrácené rovnice iterační.

Výpočet p_{II2} byl proveden na základě p_2 určené použitím této rovnice, napětí v horním závěsu při teplotě $t_2 = 40^\circ \text{C}$:

$$p_{II2} = q_2 \frac{b}{a} \left[1 + 8\varphi_{b2}^2 \left(1 + \frac{2}{3}\gamma^2 \right) + \Delta\gamma\varphi_{b2} \right] = 10,2605 \text{ kg/mm}^2.$$

Odchylka $-1^0/_{00}$ proti $10,27 \text{ kg/mm}^2$ [2].

Napětí v dolním závěsu:

$$p_{II2} = p_{II2} - \xi z c = 7,5905 \text{ kg/mm}^2 \text{ } (-2^0/_{00}).$$

Proti $7,604 \text{ kg/mm}^2$ [2].

*) Výhodnější je postupovat pomocí charakteristického napětí p_b , jež se vyskytuje jak ve stavovné rovnici, tak i v rovnici (19) [1]. Výpočet pomocí p byl tu zvolen jedině proto, aby bylo možno výsledky přímo srovnávat s přesnými hodnotami určenými Hruškou [2].

9. příklad. Je dán týž případ jako v příkladě 1. Výpočet montážních napětí je provést za použití lineární rovnice, ačkoliv $\varphi_{bB} < \varphi_{II}$ [$\varphi_{bB} = 2,851\%$, $\varphi_{II} = 3,5 \sqrt{\frac{k}{E \cdot 10^{-3}}} = 4\%$]. Postup výpočtu viz ve stati 2, 1, 5.

$t_D = 40^\circ C$. $p_D = 3,58 \text{ kg/mm}^2$ [viz (26₂)]. Přesná hodnota $p_D = 3,60 \text{ kg/mm}^2$. Pochop [3] udává $p_D = 3,58 \text{ kg/mm}^2$. Dále $\varphi_D = 3,02\%$ [viz (26₃)], $\Delta p = 0,144 \text{ kg/mm}^2$ [viz (26₄)], $\Delta^2 p = 0,0174 \text{ kg/mm}^2$ [viz (26₅)].

Výpočet ostatních montážních napětí provedeme tabelárně. Viz řádek 1 a 2 tabulky 3. V řádku 3 a 4 jsou pak pro srovnání uvedeny hodnoty podle příkladu 1 a podle Pochopa [3].

Tabulka 3.

	t	40	30	20	10	0	-10	-20	°C
1	$\Delta p_n = \Delta p_{n-1} + \Delta^2 p$	—	0,144	0,1614	0,1788	0,1962	0,2136	0,2310	kg/mm ²
2	$p_{n+1} = p_n + \Delta p_n$	3,58	3,724	3,8854	4,0644	4,2606	4,4744	4,7052	kg/mm ²
3	Viz příklad 1 ...	3,60	3,74	3,89	4,06	4,25	4,47	4,72	kg/mm ²
4	Viz Pochop [3]	3,58	3,72	3,88	4,05	4,24	4,46	4,70	kg/mm ²

Přesnost vypočtených hodnot je asi taková, jako při použití nomogramu. Poněvadž se jedná o výpočet postupný, kde následující hodnota vyplývá z hodnoty předcházející, je ovšem nutno vypočíst p_2 až p_7 až na čtvrté desetinné místo.

*

Calcul des tensions et flèches des lignes aériennes électriques aux portées moyennes et grandes. L'équation connue du changement d'état, valable pour la chaînette parabolique, est du troisième degré en ce qui concerne la tension. L'article indique une simple méthode de calculer la tension moyennant l'itération et l'applique au calcul des tensions de montages se basant sur des normes. Il est montré que cette méthode de calcul conduit au but d'autant plus vite que la portée ou la flexion relative est grande, de manière qu'elle se prête surtout au calcul des grandes lignes aériennes à haute tension électrique. Dans ce cas on se sert de l'équation „linéaire“ du changement d'état déduite dans la deuxième partie de l'article. On y trouve aussi le critère des limites d'application de cette équation, et il est montré que l'équation du changement d'état développée sur la base de la chaînette parabolique est valable avec la même précision dans la domaine des grandes portées. Le procédé pratique du calcul est démontré au moyen d'un nombre d'exemples.

LITERATURA.

- [1] F. BUDINSKÝ, Venkovní vedení jako pružná řetězovka, Fysika v technice, 1, 1946, 183—190, 193—197.
- [2] V. HRUŠKA, Venkovní elektrická vedení počítaná jako pružná řetězovka, ESČ, Praha 1940.
- [3] K. POCHOP, Abak pro hliníková lana s ocelovou duší, ESČ, Praha 1945.
- [4] J. ŘEZNIČEK, Dílčí hodnoty pro výpočet vrchních vedení, EO, 22 (1933), č. 11.

- [5] VARNEY, Graphic Method for Sag-Tension Calculations, Aluminium Ltd. Canada.
- [6] V. HRUŠKA a V. KELBICH, Universální nomogram pro mechanický výpočet venkovních vedení elektrických, EO, 25 (1936), č. 2.
- [7] K. RYSKA, Diagramy vlivu zatížení, rozpětí a teploty na průhyb a namáhání vodičů, EO, 17 (1928), č. 1.
- [8] J. ŘEZNÍČEK, Universální diagramy pro výpočet vrchních vedení krátkých rozpětí, EO, 22 (1933), č. 14.
- [9] V. LIST, Mechanika venkovních vedení. Praha, ESČ.
- [10] V. LIST, Výpočet vedení na velikých rozpětích, EO, 23 (1934), č. 1, 2; 28 (1939), č. 44.
- [11] K. ČUPR, Exaktní výpočet vedení na velikých rozpětích, EO, 23 (1934), 209—212; téhož autora Poznámky k výpočtu vedení na velikých rozpětích, EO, 25 (1936), č. 21, 22.

MAGNETICKÉ MAPOVÁNÍ ČSR.

Dr JAN BOUŠKA, Praha.

Již dlouho bylo zřejmo, že nové, podrobné a úplné magnetické mapování území našeho státu je nejnaléhavějším a nejdůležitějším úkolem systematické práce Státního ústavu geofysikálního v Praze v oboru studia geomagnetického pole [1]. K vykonání tohoto úkolu jsme přistoupili v létě 1946. Na celém území ČSR bylo zvoleno 252 stanovišť I. řádu, na nichž měly být absolutně změřeny geomagnetické elementy, t. j. magnetická deklinace D , horizontální složka geomagnetické intenzity H a inklinace I . V letech 1946 až 1948 vykonala tříčlenná skupina geomagnetického oddělení Státního ústavu geofysikálního měření na 156 stanovištích v Čechách, na Moravě a ve Slezsku, při čemž na jednotlivé roky připadl tento počet stanovišť:

1946	západní Čechy, srpen, září, říjen	49 stanovišť
1947	východní Čechy a jihozáp. Morava, květen, červen, červenec	47 stanovišť
	září, říjen	26 stanovišť
1948	Morava a Slezsko, květen, červen, červenec	34 stanovišť
	Celkem	156 stanovišť

Ve čtrnáctidenních intervalech byla konána srovnávací měření na magnetické observatoři v Průhonících u Prahy. Na jednotlivých stanovištích a v jejich okolí byla dále relativně měřena horizontální a vertikální složka intenzity geomagnetického pole (H resp. Z) magnetickými polními vahami. S časovým odstupem byla vykonána kontrolní měření D na 5 různých stanovištích a Z na 20 stanovištích. Kromě magnetických observatoří v Průhonících, a v Hurbanově bylo zvoleno 7 stanovišť za sekulární stanice. Na nich budou vždy po 2 letech měření opakována, aby tak bylo umožněno sledování sekulární variace geomagnetického pole na území našeho státu. Dosud byla taková měření vykonána na sekulárních