

TR E Ś Ć: St. Bełzecki: Uwagi, dotyczące się metody inż. B. Jakobsena obliczenia naprężeń w zaporach ciężkich. — Inż. J. Pruchnik: Szkice techniczne z Rosji, Ukrainy i Białorusi Sowieckiej. (Ciąg dalszy). — Szymon Syrkus: Nowe materiały i technika — nowa architektura. — Wiadomości z literatury technicznej. — Recenzje i krytyki. — Bibliografia. — Różne sprawy. — Zebrania i odczyty w Towarzystwie. — Sprawy Towarzystwa.

Stanisław Bełzecki.

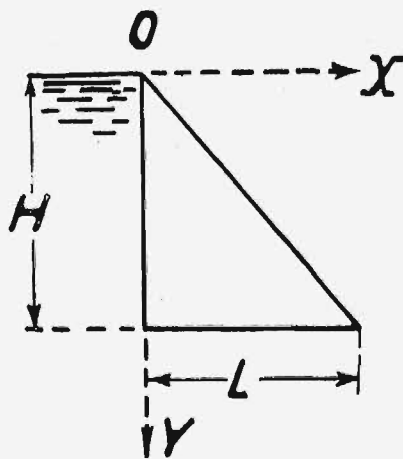
Uwagi, dotyczące się metody inż. B. Jakobsena obliczenia naprężeń w zaporach ciężkich¹⁾

Prof. A. Pszenicki zwrócił moją uwagę na artykuł, zamieszczony w Nr. 7 *Czasopisma Technicznego*, w którym wyłożona powyżej wymieniona metoda.

Nasze zastrzeżenia streszczam w tej notatce. W § II są podane wzory, które przytaczam tu w ogólnej postaci:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= B \cdot y \\ \sigma_y &= A''x + B''y \\ \tau &= A' \cdot x.\end{aligned}$$

W § III powiedziano, że przyjęcie takich wzorów jest równoznaczne z założeniem, że poziome płaszczyzny pozostają płaskie.



Rys. 1.

Tak jednak nie jest. Żeby to udowodnić, określmy przesunięcia:

u — w kierunku równoległym do osi x ,
 v — " " " " " " " " " " y .

Oznaczmy przez λ i μ — współczynniki Lamé'go, przez Θ — przestrzenną rozszerzalność:

$$\Theta = \frac{1}{2(\lambda + \mu)} (\sigma_x + \sigma_y)$$

$$u = \frac{1}{2\mu} \int (\sigma_x - \lambda \Theta) dx + F(y)$$

$$u = \frac{1}{2\mu} \left[B y x - \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \left\{ \frac{A'' x^2}{2} + (B + B'') x y \right\} \right] + F(y)$$

$$v = \frac{1}{2\mu} \left[A'' x y + \frac{B'' y^2}{2} - \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \left\{ A'' x y + (B + B'') \frac{y^2}{2} \right\} \right] + \Psi(x),$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{2\mu} \left[B x - \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \{ B + B'' \} \cdot x \right] + F'(y),$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{1}{2\mu} \left[A'' y - \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \{ A'' y \} \right] + \Psi'(x).$$

Dodając $\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}$ i mnożąc przez μ , otrzymamy:

$$\tau = A' \cdot x.$$

$$\begin{aligned}\frac{1}{2} \left[B - \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} (B + B'') \right] x + \mu F'(y) + \\ + \frac{1}{2} \left[A'' - \frac{\lambda A''}{2(\lambda + \mu)} \right] y + \mu \Psi'(x) = A' x.\end{aligned}$$

Skąd:

$$\Psi(x) = \frac{1}{2\mu} \left[A' - \frac{B}{2} + \frac{\lambda}{4(\lambda + \mu)} (B + B'') \right] x^2 + C,$$

$$\begin{aligned}F(y) &= -\frac{1}{4\mu} \left[A'' - \frac{\lambda A''}{2(\lambda + \mu)} \right] y^2 + C_1 = \\ &= -\frac{1}{4\mu} \cdot \frac{\lambda + 2\mu}{2(\lambda + \mu)} \cdot A'' y^2 + C_1.\end{aligned}$$

C i C_1 są przesunięcia wierzchołka tamy. Określając C i C_1 z warunku $u = v = 0$ przy $x = L$ i $y = H$, otrzymamy u i v przy $x = y = 0$.

Ciężar własny odchyła wierzchołek tamy w stronę ujemnych x , parcie wody — w stronę dodatnich x .

Sprowadźmy otrzymane wzory²⁾:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{2\mu} \left[B y - \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \{ A'' x + (B + B'') y \} \right]$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{2\mu} \left[A'' x + B'' y - \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \{ A'' x + (B + B'') y \} \right]$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \Theta = \frac{1}{2\mu} \left[A'' x + (B + B'') y - \frac{\lambda}{\lambda + \mu} \{ A'' x + \right. \\ \left. + (B + B'') y \} \right] = \frac{1}{2(\lambda + \mu)} [A'' x + (B + B'') y] = \\ = \frac{1}{2(\lambda + \mu)} (\sigma_x + \sigma_y)\end{aligned}$$

$$\sigma_x = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} [A'' x + (B + B'') y] +$$

$$+ B y - \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} [A'' x + (B + B'') y] = B y$$

$$\sigma_y = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} [A'' x + (B + B'') y] +$$

$$+ A'' x + B'' y - \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} [A'' x + (B + B'') y] = A'' x + B'' y.$$

Pozioma płaszczyzna $y = h_i$ odkształca się w cylindryczną powierzchnię drugiego stopnia względem x , a nie pozostaje płaska.

Przesunięcia v zależą od B i A' , a zatem wpływ naprężeń tnących i naprężeń σ_x na odkształcenie płaszczyzn poziomych został uwzględniony.

A więc paragraf III jest mylny.

W § IV autor mówi:

„Zamiast klasycznego przyjęcia, że naprężenia są funkcją liniową x i y , przyjmijmy, że rozkład naprężeń jest taki, przy którym praca sił wewnętrznych jest minimum. Oczywiście, założenie to jest bardziej ogólne od klasycznego i zawiera to ostatnie jako przypadek szczególny i t. d. . . .”

Pomijając szereg niefortunnych wyrażań, jak np. „klasyczne przyjęcie” i inne, zbadajmy, jaką część energii wewnętrznej robi minimum. Zasada min. energii wewnętrznej ma zastosowanie wtedy, kiedy u i v są nieskończenie małe, a zatem siły zewnętrzne są wzajemnie zrównoważone. Równowaga w tym wypadku zawsze jest stateczna.

Analitycznie zasada ta wyraża się następująco:

$$\delta \int_v W dv = 0. \dots \dots \dots (*)$$

¹⁾ *Czasopismo Techniczne* Nr. 7, 1931 r.

²⁾ Sprawdzenie to podaję dla ułatwienia czytania notatki.

W — potencjał na jednostkę objętości — jest funkcją dziewięciu pochodnych cząstkowych od u, v, w względem x, y, z . Całka wzięta jest względem całej objętości ciała.

Zapomocą znanych przekształceń, używanych w teorii sprężystości³⁾, otrzymamy z równania (*) dla zadania dwuwymiarowego równania:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \tau}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} &= 0 \\ \sigma_x \cdot l + \tau \cdot m &= 0 \\ \tau \cdot l + \sigma_y \cdot m &= 0 \end{aligned}$$

l i m — cosinusy kątów, które tworzy normalna do powierzchni zewnętrznej z osiami współrzędnych. Dwa ostatnie równania określają powierzchnie ciała w stanie odkształconym; dwa pierwsze dają zależność między σ_x, σ_y i τ dla wypadku, kiedy na masę ciała nie działają żadne siły, a zatem W zawiera tylko tę część wewnętrznej energii, która jest wywołana działaniem naprężeń zewnętrznych na powierzchnię ciała⁴⁾. Stosowanie tej zasady w wypadku, kiedy siły działają na masę ciała jest błędne, jak również błędna jest opinia, że ta zasada jest bardziej ogólna od równań teorii sprężystości. Zasada min. wewnętrznej energii jest bardzo pożyteczna dla określenia wektorów i momentów reakcyj zamocowania punktów zewnętrznej powierzchni, ograniczających swobodę przesunięć sprężystych.

Sposób Ritz'a inż. B. Jakobsen interpretuje nieprawidłowo. Sposób Ritz'a⁵⁾ polega na tem, że całkę równania różniczkowego, która wyraża warjację określonej całki przedstawiamy w postaci wielomianu (szeregu):

$$w_n = \Psi_0 + \sum_1^n a_i \Psi_i: (i=1, 2, \dots, n),$$

w którym a_i są stałe współczynniki, a Ψ_i — tak zwane — normalne funkcje, które ściśle spełniają warunki na granicach ciała.

Wewnątrz ciała w_n czyni zadość różniczkowemu równaniu z żadaną ścisłością, zależną od liczby n ⁶⁾. Każdy wyraz szeregu składa się z iloczynu a_i przez normalną funkcję Ψ_i . Nic podobnego u inż. B. Jakobsena.

³⁾ Poincaré: „Leçons sur la théorie d'élasticité“ p. 62 i 63. Według prawa zachowania energii, przy stałej temperaturze, mamy wiadomy wzór:

$$\int_v (X \delta u + Y \delta v + Z \delta w) dv + \int_w (p_x \delta u + p_y \delta v + p_z \delta w) dw + \delta \int_v W dv = 0, \dots \dots \dots (x)$$

w którym pierwszy wyraz oznacza przyrost pracy sił, działających na masę ciała, drugi — przyrost pracy sił, działających na jego powierzchnię, a trzeci — przyrost energii wewnętrznej. W — tak zwany — wewnętrzny termodynamiczny potencjał.

Forma (x) przekształca się w trzy równania równowagi dla każdego punktu ciała i trzy równania na powierzchni jego ograniczającej. Trzy pierwsze równania zawierają X, Y i Z , a ostatnie trzy p_x, p_y i p_z . W razie u, v i w są nieskończenie małe dwa pierwsze przyrosty są zera i wyrażają równowagę układu niezmiennego, pozostaje trzeci $\delta \int_v W dv = 0$, a ponieważ układ jest konserwatywny, to $\int_v W dv$ robi maximum. $\delta \int_v W dv$ przekształca się w takie same równanie, jak poprzednie, tylko bez wyrazów X, Y, Z i p_x, p_y, p_z .

⁴⁾ Patrz Bobylew: „Teoria Sprężystości“. Petersburg 1886 r., str. 118.

⁵⁾ Crelle: Band 135 Heft 1. „Über eine neue Methode....“.

⁶⁾ Przykłady stosowania są podane w pracy Ritz'a. Świetnie wykorzystał tę metodę prof. Timoszenko. Nic łatwiejszego, jak określenie normalnych funkcji dla naprężeń. One będą:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sum a_i \frac{x^m}{y^n} \\ \sigma_y &= \sum a_i \frac{x^{m-2}}{y^{n-2}} \\ \tau &= - \sum a_i \frac{x^{m-1}}{y^{n-1}} \end{aligned}$$

Streszczam się:

a) Płaszczyzny poziome nie pozostają płaskie, lecz odkształcają się w powierzchnie cylindryczne.

b) Inż. Jakobsen stosuje zasadę min. wewnętrznej energii w wypadku, w którym to minimum miejsca niema.

c) Stosuje wielomiany, które nie wspólnego w wielomianami Ritz'a nie mają; zatem, cała B. Jakobsena jest „unsuccessful investigation“⁷⁾.

Przechodzę teraz do istoty zagadnienia i jego historii.

Zadanie dwuwymiarowe polega na odszukaniu takich trzech funkcji σ_x, σ_y i τ , które w każdym punkcie ciała ograniczonego danymi powierzchniami czyniłyby zadość równaniom:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} - 0 \\ \frac{\partial \tau}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \sigma' g = 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (a)$$

σ' — gęstość ciała,

g — przyspieszenie siły ciężkości,

a na powierzchni obciążonej czyniłyby zadość równaniom:

$$\begin{aligned} \sigma_x \cdot l + \tau \cdot m &= p_x \\ \tau \cdot l + \sigma_y \cdot m &= p_y \end{aligned}$$

Na powierzchni wolnej $p_x = p_y = 0$.

W C. R. 1988 r. Nr. 18 M. Lévy wskazał, że dla określenia tych funkcji konieczne i dostatecznie znaleźć takie trzy funkcje, któreby zadość czyniły równaniom (a) i równaniu:

$$\frac{\partial^2 (\sigma_x + \sigma_y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (\sigma_x + \sigma_y)}{\partial y^2} = 0. \dots \dots \dots (b)$$

Ponieważ ogólna całka ostatniego równania jest:

$$\sigma_x + \sigma_y = F(x + y i) + \Psi(x - y i) = \mathcal{F},$$

gdzie F i Ψ są symbole dowolnych funkcji, to rozwiązanie jest ogólne.

St. Venant w r. 1855 w pracy „de la Torsion des prismes...“ (p. p. 120 ct. sv.) dał różne formy dla F , które następnie były uzupełnione przez innych badaczy. Rozumie się, że każda linijowa funkcja \mathcal{F} czyni zadość temu równaniu, lecz spełnia graniczne warunki tylko w bardzo szczególnym wypadku, kiedy ciało jest ograniczone trójkątem. W r. 1895 (C. R. T. CXXI), t. j. trzy-

Dodając linijowe funkcje, otrzymamy szeregi à la Ritz. Ponieważ chodzi tu nie o cienkie płyty i pręty, dla których rozkład naprężeń przyjmują a priori, lecz o ciało, którego wymiary są jednokowego rzędu, to powinno być spełnione równanie:

$$\frac{\partial^2 (\sigma_x + \sigma_y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (\sigma_x + \sigma_y)}{\partial y^2} = 0. \dots \dots \dots (M. Lévy)$$

Powyżej przytoczone szeregi będą czynić zadość temu równaniu tylko przy $a_i \equiv 0$, a zatem σ_x, σ_y i τ pozostają linijowe funkcje.

Działanie fundamentu na tamę nie może być zadane w postaci naprężeń. Biorę dla ilustracji jeden z profilów tamy na Nilu błękitnym (barrage de Sennar). Jedynie mniej więcej prawdopodobne założenie, które możemy zrobić ze względu na wielką masę granitową, na którą opiera się tama, jest założenie, że przy $y = H, v = 0$ i to tylko w wypadku, kiedy v nie może być < 0 . Z tego wynika, że trzeba korzystać z normalnych funkcji dla przesunięć, a nie dla naprężeń. Jeśli jedna z funkcji jest znaleziona, to drugą określimy z równania:

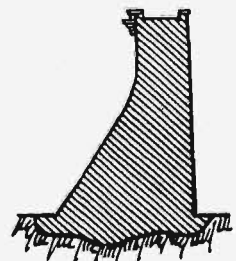
$$\frac{\partial^2 (\delta u + \delta v)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (\delta u + \delta v)}{\partial y^2} = 0.$$

Współczynniki stałe a_i określimy z warunku, żeby:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \tau}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \sigma' g &= 0 \end{aligned}$$

były spełnione z dostateczną ścisłością w zależności od liczby j — na której zatrzymamy szereg. Na tem i polega metoda Ritz'a.

⁷⁾ W założeniu, że metoda Inż. B. Jakobsena przytoczona jest w omawianym artykule ściśle.



dzieści sześć lat temu M. Lévy dał rozwiązanie dla tam o profilu trójkątnym. Potem w C. R. (roku nie pamiętam) M. Lévy dał rozwiązanie dla tamy o profilu prostokątnym; w tym wypadku σ_x , σ_y i τ wyrażone są wielomianami 4-go stopnia. Wszystkie takie zadania, jak również zadanie St. Venant'a dają rozwiązania ścisłe dla całego ciała, z wyjątkiem tych części, w których badane ciało bezpośrednio styka się z drugim ciałem również sprężystym. W okolicach dotyku występują, tak zwane lokalne naprężenia, o których można sądzić, rozwiązując zadania, podobne do zadań: Cerruti, Hertza, Boussinesqu'a. Żadne min. wewnętrznej energii tu nie pomoże, a nie pomoże dlatego, że reakcje są zależne od formy, granicznych warunków i fizycznych własności drugiego ciała, które badamy. Często zakładają, że obce ciało, z którym rozpatrywane ciało się styka, jest absolutnie twarde.

Takie założenie jest nierealne, lecz daje wartości naprężeń większe od rzeczywistych.

Czy możemy otrzymać naprężenia rzeczywiste? — rozumie się, że nie.

Idealne powierzchnie, którymi operujemy w analizie w rzeczywistości nie egzystują; parcie wody rzeczywiste odchyła się od normalnej; a zatem możemy otrzymać pewne przybliżenie i doświadczeniem sprawdzamy stopień przybliżenia teorii do rzeczywistości.

Operacje matematyczne bez jasnego zrozumienia istoty zjawiska są bezwartościowe. Eksperyment także winien być dobrze rozumiany i należycie wytłomaczony,

wtedy tylko wnioski będą wartościowe. Jak można — na przykład — modelem z celuloidy naśladować ważką tamę — zrozumieć trudno. Po co modele, kiedy możemy operować inaczej. Możemy wykonać obserwacje nad tamą egzystującą, a mianowicie: obliczyć przesunięcia wierzchołka tamy przy różnych poziomach wody i porównać te przesunięcia z przesunięciami rzeczywistymi (wierzchołek tamy jest ruchomy).

Porównanie różnicy npr. dwóch przesunięć rzeczywistych z różnicą dwóch przesunięć obliczonych będzie wskazywać na stopień przybliżenia obliczeń, dokonanych bez uwzględnienia odkształcenia fundamentu.

Trzeźwa myśl inżynierów powinna być skierowana nie na krytykę metod teorii sprężystości, która tej krytyki nie potrzebuje, a na poszukiwanie racjonalnych form dla tam, do których profil trójkątny nie należy.

Ćwierć elipsy — na przykład — byłby racjonalną formą⁸⁾.

W składzie personelu Politechniki Lwowskiej i Warszawskiej są bardzo zdolni młodzi uczeni, którzy pracują w dziedzinach pokrewnych.

Jeżeli damy im możliwość pracować nad temi doniosłymi współczesnymi zagadnieniami, to nie wątpię, że oni stworzą racjonalne formy i dadzą dobrze obmyślane metody ich obliczeń.

⁸⁾ Odpowiedni ortogonalny układ powierzchni określa się równaniem: $\xi + \eta^2 = Ch(x + y^2)$.

Inż. Józef Pruchnik.

Szkice techniczne z Rosji, Ukrainy i Białorusi Sowieckiej.

Sprawozdanie z podróży.

(Ciąg dalszy).

V. Plan pięcioletni prac nad rozwojem ekonomicznym Rosji (piatiletka).

Literatura:

Przegląd Gospodarczy, rok 1930, zeszyt 2.

Czasopismo Techniczne, rok 1930, Nr. 22.

Der Kulturtechniker, 1930, Heft Nr. 3/4.

W. B o g u s z e w s k i j. — Czerez piat' let. Moskwa—Leningrad 1930.

B. M a j b e r g. — Plan pięcioletni wielkich prac. Moskwa 1930.

W. M o ł o t o w. — O ruchu kolektywów rolnych. Moskwa 1930.

Federacja. Czasopismo Federacji Polskich Związków Obrońców Ojczyzny, rok 1930, zeszyt Nr. 6/7.

Tichon C h o ł o d n y j. — Kak my stroijm socijalizm. Moskwa—Leningrad, 1930.

Dr. B. B a t u r i n s k y. — Die sozialistische Rekonstruktion der Landwirtschaft in U. S. S. R. Moskau 1930.

Karta kapitalnawo strojitelstwa po piatiletomu planu. Izdaniye gazjety „Ekonomiceskaja Żizn“. Moskwa.

Rozwój gospodarki sowieckiej po rewolucji październikowej można podzielić na trzy okresy. W pierwszym okresie od r. 1918 do 1921 t. j. w okresie wojennego komunizmu, gospodarstwo narodowe przeżyło wskutek wyczerpania wszelkich rezerw i zasobów przez wojnę światową, zniszczenia wywołanego rewolucją i wojną domową, oraz wskutek dezorganizacji całego aparatu państwowego, okres głębokiego upadku („katastroficeskawo padienija“). Na dobitkę, kraj nawiedzony został w r. 1921 straszliwą klęską nieurodzaju, która objęła 28 gubernij z ludnością wynoszącą 36,4 milj. i obszarem zasiewu 24,8 milj. ha. Ten nieurodzaj spowodowany klęską posuchy w obszarze Wołgi i Ukrainy,

pogłębił do reszty nędzę i głód panujący powszechnie na olbrzymich obszarach dawnego cesarstwa.

W takim stanie rzeczy był ówczesny rząd sowiecki zmuszony zrezygnować chwilowo z bezzwłocznej przebudowy Rosji w duchu socjalistycznym i ratować kraj od całkowitej ruiny środkami stojącymi w sprzeczności z głoszonymi w okresie rewolucyjnym hasłami.

Opierając się na zwartej, doskonale zdyscyplinowanej i bezwzględnie wiernej partji komunistycznej, mając równocześnie do czynienia z masą narodu, wyniszczoną głodem, znużoną wojną i rewolucją i pragnącą jedynie chleba i spokoju, przerzucił się rząd sowiecki całą siłą na stronę „Nowej ekonomicznej polityki“ t. zw. Nepu, ogłoszonej przez Lenina w dniu 15 marca 1921 r.

Udzielono zezwolenia na otwarcie, odbudowę i budowę nowych fabryk, zezwolono na wolny handel wyrobami przemysłowymi i rolniczymi przynęcono wreszcie nieufny i ostrożny kapitał zagraniczny istotnymi koncesjami. Obok przedsiębiorstw prywatnych, kapitalistycznych, powstawały i rozwijały się wprawdzie przedsiębiorstwa uspołecznione, rząd popierał je jednakże tylko o tyle, aby ich rozwój nie spłoszył przedsiębiorstw prywatnych. Zdawało się, iż Rosja nawraca powoli ale stale do gospodarki kapitalistycznej, był to jednak tylko chwilowy nawrót, krótka pauza i odpoczynek („pieriedyszka“) dla nabrania sił i rozmachu. — W istocie rzeczy bowiem Nep już z góry pomysłany był — o czym zresztą nie wiedziiano powszechnie, jako etap na drodze wprost przeciwnej ustrojowi gospodarczym zachodnich państw — organizacji gospodarki państwowej.

Wpływ polityki ekonomicznej Nepu zaważył znacznie na rozwoju gospodarczym Związku Sowieckiego. Już w okresie 1923/24 wartość produkcji przemysłowej wzrosła więcej jak dwa razy w porównaniu z latami 1919 i 1920,