

I 41.P.

ARS TECHNICA

CHASOPISMO WYDZIAŁOWYCH KÓŁ NAUKOWYCH
STUDENTÓW POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ.

WYDANE Z ZAPOMOGI M. W. R. I O. P.

WARSZAWA

W CZERWCU 1923 R.

ZESZYT 3—4.

TREŚĆ: *Prof. S. Kunicki* — W kwestji norm do obliczania mostów żelaznych kolejowych. *Prof. S. Betzecki* — Granica sprężystości belek krzywych. *A. Gajkowicz* — Sposób analityczny zrównoważenia wypadkowej R danego układu sił przez trzy siły o zadanych kierunkach. *T. Skrzywan* — Nasycanie drzewa. *M. Arkuszewski* — Lampki neonowe. *S. Lewicki, W. May, K. Puciata i J. Wierzbicki* — Sprawozdanie techniczne z wycieczki do Czechosłowacji profesorów i studentów Politechniki Warszawskiej. Wiadomości Gospodarcze. Różne. Przegląd książek i pism. (Nadesłane). Kronika. Komunikaty Redakcji i Administracji.

PROF. ST. KUNICKI.

W kwestji norm do obliczania mostów żelaznych kolejowych.

(Dokończenie).

Podane na rys. 5, 6, 7, 8 i 9 wykresy, przedstawiają graficznie krytyczne naprężenia na wyboczenie stosownie do powyższych uwag, oraz wymagane współczynniki bezpieczeństwa dla warunków normalnych, t. j. dla projektowania nowych mostów i dla warunków ulgowych, t. j. przy wzmacnianiu lub naprawie egzystujących obiektów.

Stosownie do rezultatów doświadczeń, o których mówiono powyżej, widzimy, że najmniejsze współczynniki bezpieczeństwa mają wartości $m=3$, w wypadkach prętów wysmukłych, dla których stosuje się wzór *Euler'a* i $m=2$ dla prętów o wysmukłości mniejszej od $\frac{l}{r} = 66$.

W ten sposób najmniejsza średnia wartość współczynnika bezpieczeństwa na wyboczenie stanowi $m=2,5$.

W ostatniej swojej pracy drukowanej w „*Ars Technica*“*), profesor Politechniki Warszawskiej p. *St. Betzecki* podaje teoretycznie wyprowadzony przez niego wzór dla określenia bezpiecznego natężenia w pręcie ściskanym osiowo. Wzór ten dla zasadniczego wypadku wybo-

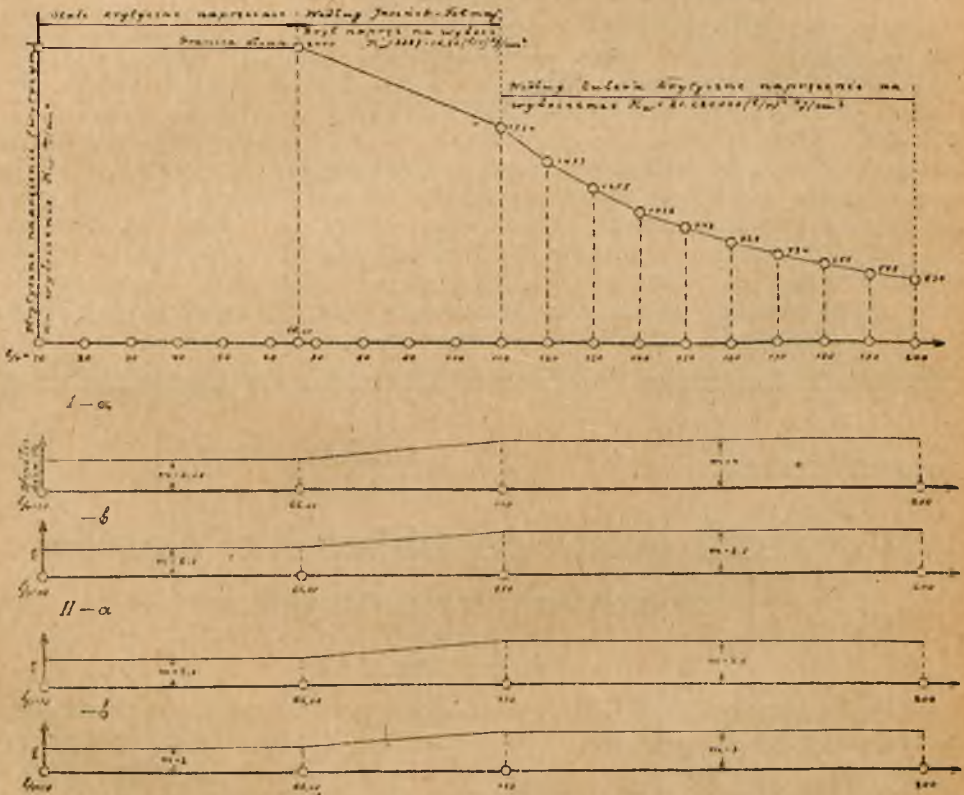
*) „*Ars Technica*“ № 1—2 i niniejszy. (*Przyp. Red.*).

czenia (który powyżej rozpatrywaliśmy) t. j. dla pręta z końcami przytrzymanymi (rys. 10) ma formę następującą:

$$P = \frac{4EI}{l^2} \dots \dots \dots (12)$$

dla wypadku zaś pręta zamocowanego jednym końcem (rys. 11), siła ta jest

$$P' = \frac{EI}{l_1^2} \dots \dots \dots (13)$$



Rys. 5, 6, 7, 8 i 9.

Jeśli porównać wzór (12) z wzorem *Euler'a* dla siły krytycznej, przy której następuje wyboczenie pręta z końcami przytrzymanymi, to okaże się, ponieważ $P_{kryt.} = \frac{\pi^2 EI}{l^2} \approx \frac{10EI}{l^2}$, że $\frac{P_{kryt.}}{P_{bezp.}} = \frac{10}{4} = 2,5$.

Jeśli przejść do naprężeń, to jest rozdzielić wartości $P_{kryt.}$ i $P_{bezp.}$ na pole przekroju pręta, to otrzymamy ten sam stosunek:

$$\frac{K_w}{\sigma_{bezp.}} = \frac{10E \left(\frac{r}{l}\right)^2}{4E \left(\frac{r}{l}\right)^2} = 2,5 = m.$$

Teoretyczny rezultat otrzymał się bliżki do granicznych danych praktyki.

Wzór prof. *St. Belżckiego* ma znaczenie tylko w granicach sprężystości, t. j. $\sigma_{bezp.} = 4E \left(\frac{r}{l} \right)^2$ powinno być równe, albo mniejsze od naprężenia przy granicy sprężystości.

Jeśli przyjąć dla żelaza zlewne mostowego za największą wartość granicy sprężystości $\sigma_{gr. spr.} = 2000 \text{ kg/cm}^2$,

to otrzymamy: $\sigma_{bezp} = 4E \left(\frac{r}{l} \right)^2 \leq 2000 \text{ kg/cm}^2$.

Przyjmując $E = 2.000.000 \text{ kg/cm}^2$ znajdziemy $\frac{r}{l} = \frac{1}{64}$ czyli $\frac{l}{r} = 64$. Biorąc ściślej $E = 2.150.000$

kg/cm^2 otrzymalibyśmy: $\frac{l}{r} = 65.57$, t. j. prawie 66.

Dla wartości $\frac{l}{r}$ mniejszych od 64 powyższy wzór

dla $\sigma_{bezp.}$ niema znaczenia. Teoretycznie rozumując, największe natężenie bezpieczne dla takich wartości przy idealnie osiowym ściskaniu i jednorodnym materiale nie może oczywiście, przekraczać granicy sprężystości. Co zaś do wartości $\frac{l}{r}$ większych od 64, to

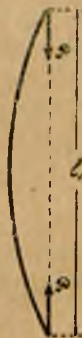
mając wzór dla bezpiecznych natężeń osiowych w pręcie ściskanym, możemy, zadając się wartością $\frac{l}{r}$, określić największe odpowiednie natężenie bezpieczne.

W ten sposób możemy otrzymać wykres porównawczy (rys. 12) natężeń teoretycznych bezpiecznych, natężeń krytycznych na wyoboczenie i wreszcie natężeń praktycznie dopuszczalnych (na mocy rezultatów doświadczeń, o których była mowa powyżej*) ze względu na nieuniknioną niejednorodność materiału, pierwotną choćby małą krzywiznę pręta, chwilowe wpływy wyobczające i nieuniknioną mimośrodkowość działania siły ściskającej.

Oprócz tego, doświadczenie pokazuje, że dla prętów wysmukłych współczynnik bezpieczeństwa $m = 2,5$ jest za mały i że nie należy brać wartości (m) mniejszej od 3.

Natomiast dla prętów stosunkowo krótkich można jako najmniejszy współczynnik brać wartość $m = 2$. Otóż autor proponuje brać jako najwyższe praktycznie dopuszczalne natężenia te, które są pokazane linią $\delta - \delta$ na wykresie porównawczym (rys. 12).

Z wykresu tego widać, że linia $\beta - \beta$ najwyższych teoretycznie bezpiecznych natężeń w granicach stosowności wzoru *Euler'a* daje wspom-



Rys. 10.



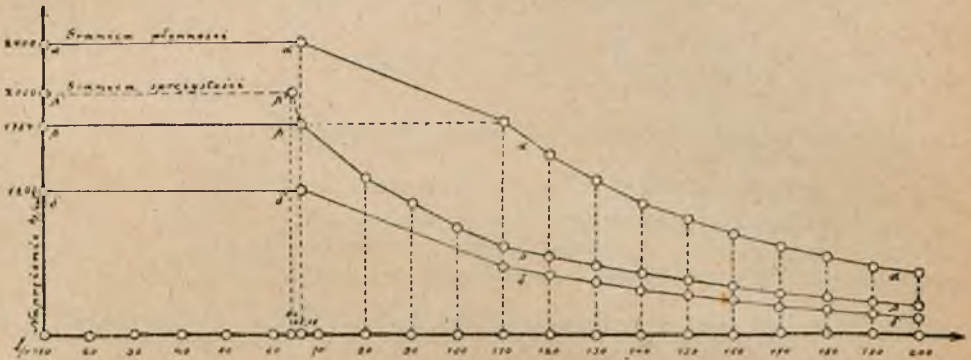
Rys. 11.

*) „Ars Technica“ № 1—2 1923 r. (Przyp. Red.).

niany wyżej zapas bezpieczeństwa, względem linii α — α krytycznych naprężeń, zaś w granicach stosowności doświadczalnego wzoru *Jasińskiego-Tetmajera* daje już znacznie mniejszy zapas bezpieczeństwa i przy $\frac{l}{r} = 64$ zapas ten stanowi zaledwie $\frac{2400}{2000} = 1,2 = m$.

Oczywiście zapas taki jest za mały, praktycznie biorąc rzecz, gdyż widzieliśmy z poprzedniego, że przy zapasie $m = 1,5$ pręty ściskane faktycznie łamały się.

Jednakże wzór prof. *St. Belzeckiego* daje nam w rozpatrywanej kwestji bardzo ważną wskazówkę wyświetlającą zawiłą sprawę wyobczeni. Naturalnie, że wzór ten daje nam najwyższą granicą naprężeń bezpiecznych, a dla praktycznych zastosowań trzeba będzie, stosownie do okoliczności, brać jakąś część tych naprężeń.



Rys. 12.

Więc i tutaj przyjemnie jest skonstatować cenny przyczynek polskiego uczonego do skarbnicy wiedzy technicznej w tak ważnej kwestji, w której już kilku naszych rodaków położyło znaczne zasługi.

Z racji tak blizkiego wyniku teoretycznych i praktycznych badań przychodzą na myśl znane aforyzmy francuskich inżynierów, a mianowicie: „Les formules ne sont que des outils que doit diriger l'intelligence et qui ne peuvent jamais la remplacer“ i „La pratique doit être éclairé par le flambeau de la théorie“.

Przechodząc do uzasadnienia dynamicznego współczynnika należy wskazać, że przed wyborem współczynnika proponowanego i podanego powyżej*), był zbadany cały szereg propozycji różnych badaczy.

Z wzorów dla dynamicznego współczynnika μ zasługują na uwagę następujące:

Wzór Prof. *Melan'a***): $\mu = 0,14 + \frac{8}{\alpha + 10}$, gdzie α — rozpiętość mostowego dźwigara w metrach.

*) „Ars Technica“ № 3-4 1922 r. (*Przyp. Red.*).

***) Handbuch der Ing. Wiss. II Teil III Band. Der Brückenbau. Die eisernen Brücken im allgemeinen 1909. Seite 54.

Niemiecki pierwotny Stosskoeffizient od 0,3 do 0,5.

Wzór amerykański, dający pewien zapas w porównaniu z rezultatami doświadczeń 1910 roku, jak skonstatowali sami amerykanie:

$$\mu = 1 \left(\frac{1}{1 + 0,018 \lambda \text{ met.}} \right).$$

Wzór Prof. Rabut*):
$$\mu = 1 \left(\frac{1}{1 + 0,625 \lambda^2 \text{ met.}} \right).$$

Wzór dla μ wyprowadzony z francuskiego cyrkularza 1915 roku. (Réglement du Ministère des Travaux publics pour le calcul et le émpreuves des ponts métalliques du 8 Janvier 1915):

$$\mu = 0,5625 \left(\frac{1}{1 + 0,0077 \lambda \text{ met.}} \right).$$

Wzór według ostatniego niemieckiego cyrkularza z dnia 12 maja 1922 roku:

$$\mu = 0,19 + \frac{21}{l_1 + 46 \text{ met.}}$$

Wzór proponowany przez autora, odpowiadający rzeczywistym rezultatom amerykańskich doświadczeń z 1910 roku (bez zapasu i zastosowany w Rosji od roku 1921):

$$\mu = 0,625 \left(\frac{1}{1 + 0,02 \lambda \text{ met.}} \right).$$

z uwzględnieniem w dużych przęsłach wahań i połączonych z niem wstrząśnięć.

Wszystkie te wzory są napisane w formie już zmienionej, wskazującej tylko dodatkowy dynamiczny współczynnik μ , na który, lub ewentualnie na część którego, jak to widać z podanych wyżej wzorów, mnoży się statyczne natężenie σ_s .

W technicznej literaturze zwykle spotyka się współczynnik dynamiczny w formie: $1 + \mu$, który będąc pomnożonym przez σ_s daje sumę natężeń od statycznego obciążenia i od dodatku dynamicznego.

We wzorach Melan'a i w niemieckim należy zrobić poprawkę, wstawiając zamiast α i l — t. j. zamiast rozpiętości, długość obciążoną dźwigną, t. j. λ met. i wtedy można między sobą porównać rezultaty wszystkich cytowanych wzorów.

Porównanie to jest widoczne z tablicy (patrz str. 6).

Wzór proponowany przez autora i wzór amerykański są jednakowego typu, a mianowicie: $\mu = a \left(\frac{1}{1 + b \lambda \text{ met.}} \right)$ i różnią się tylko wartością współczynników a i b . U amerykan $a = 1$, autor proponuje zgodnie z rezultatami doświadczeń $a = 0,625$. Cyfra ta jest bliska i do cy-

*) Génie Civil N. 12/25 Mars 1922. Concours pour le pont sur le Fleuve Jaune (Chine) M. Rabut est parvenu, comme resumé de ses expériences sur les ponts, au coefficient: $1 + \mu = 1 + \frac{1}{1 + \left(\frac{\alpha}{4}\right)^2} = 1 + \frac{16}{16 + \alpha^2}$ α — étant la longueur en mètres de pont surchargé, correspondant à la position la plus défavorable du train pour l'élément considéré.

fry otrzymanej po przeliczeniu wzorów francuskiego cyrkularza 1915 roku i do cyfry niemieckiego cyrkularza 1922 r.

Oprócz tego należy uwzględnić tę okoliczność, że dla jezdni i dla małych mostków zaproponowane jest u nas obliczenie na powiększone ciśnienia od osi parowozów. Wskutek tego w tych częściach już mamy zapas w obciążeniu.

U amerykańsk $b = 0,018$, autor proponuje $b = 0,02$.

Wzór amerykański, jak stwierdzają świadomie sami Amerykanie (Doctor *John E. Greiner*) daje duży zapas, który bierze się umyślnie żeby nie wzmacniać jezdni w przyszłości przy powiększeniu obciążeń. Wzór Prof. *Rabut* daje, dla średnich i dużych wartości λ , za małe μ i nie uwzględnia w dużych przesłach wahań i połączonych z nimi wstrząśnień. Wzór Prof. *Melan'a* daje cyfry dla μ za duże i zbliżony jest do świadomie za dużych cyfr amerykańskich.

λ Metry	Wzór prof. Melan'a (Austria)	Niemiecki Stosskoeffizient.	Amerykański wzór (dający zapas)	Wzór Prof. Rabut.	Francuski cyrkularz 1915 roku (po przeliczeniu cyfr)	Niemiecki cyrkularz 1922 roku	Wzór proponowany przez autora, na mocy rzeczywistych rezultatów amerykańskich doświadczeń i przyjęty w Rosji od roku 1921.
	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ
0	0,94	do	1	1	0,5625	0,650	0,625
5	0,67	0,50	0,92	0,391	0,540	0,600	0,570
10	0,54	od	0,87	0,138	0,520	0,565	0,520
50	0,27	0,30	0,53	0,006	0,437	0,410	0,310
100	0,21		0,36		0,320	0,334	0,210
150	0,19		0,27		0,262	0,300	0,160
200	0,18		0,22		0,223	0,300	0,125
250	0,17		0,18		0,192	0,300	0,100

Wzór niemieckiego cyrkularza 1922 roku daje za duże zapasy dla średnich i wielkich przesł. Należy zaznaczyć, że i w obciążeniu (wagony z dwóch stron parowozów) i w innych przepisach powyższego cyrkularza daje się zauważyć tendencja znacznych zapasów w projektowaniu żelaznych mostów. Robi to wrażenie świadomego działania na korzyść podtrzymania potężnego przemysłu metalurgicznego Niemiec.

Bardzo ciekawym jest rezultat zbadania wskazówek francuskiego cyrkularza 1915 roku. W cyrkularzu tym wskazano, że natężenia w żelaznych mostach powinny odpowiadać następującym równaniom:

$$0,4(c+t) + d \leqslant 12 \text{ kg/mm}^2 \quad (14)$$

$$c + t + d \leqslant 12 \text{ kg/mm}^2 \quad (15)$$

gdzie c — jest natężenie od obciążenia stałego (ciężar własny), t — natężenie od jednakowej dla całego ustroju zmiany temperatury, d — natężenie od obciążenia ruchomego.

Jeżeli będziemy rozpatrywali ustroje statycznie wyznaczalne, dla których $t = 0$, to otrzymamy z (14):

$$0,4c + d = 8, \text{ skąd } c + \frac{d}{0,4} = \frac{8}{0,4}, \text{ t. j. } c + 2,5d = 20.$$

Weźmy dla porównania wypadek pasów belkowego dźwigara, swobodnie leżącego na dwóch podporach. W takim razie c i d są proporcjonalne do momentów zginających od ciężaru własnego i względnie od obciążenia ruchomego, a te momenty, w danym wypadku, są proporcjonalne do obciążenia na metr bieżący od ciężaru własnego g i od obciążenia ruchomego k i proporcjonalne do sił S , działających w pasach.

Dalej, oczywiście $c + d + 1,5d = 20$, a przy naszych oznaczeniach:

$$c + d = \sigma_s; \frac{d}{c + d} = \frac{k}{k + g}; d = (c + d) \frac{k}{k + g}, \text{ t. j. } \sigma_s + 1,5 \sigma_s \frac{k}{k + g} = 20;$$

$$\frac{k}{g + k} = \frac{(\max S - \min S)}{\max S}; \frac{\min S}{\max S} = \frac{c}{c + d} = \frac{g}{g + k};$$

Wskutek czego:

$$\sigma_s + 1,5 \sigma_s \frac{\max S - \min S}{\max S} = 20, \text{ lub } \sigma_s = \frac{20}{1 + 1,5 \left(1 - \frac{\min S}{\max S}\right)};$$

Wzór francuskiego cyrkularza został w ten sposób doprowadzony do formy odpowiadającej proponowanemu przez autora wzorowi, lecz z tą różnicą, że we francuskim wzorze μ — okazało się wielkością stałą, mianowicie μ francuskie wypadło = 1,5 i $\max \sigma_d = 20$, zamiast 12,5 (Drugi wzór francuski ogranicza te $\max. \sigma_d$ do 12 kg.)

Merytorycznie biorąc każda z tych cyfr w oddzielności wzięta jest za wielka, t. j. nieodpowiadająca rzeczywistej wartości, ale ponieważ jedna z nich jest w liczniku, a druga w mianowniku, więc wpływ powiększenia ich wzajemnie się kompensuje, wskutek czego dopuszczalne natężenia z wzoru francuskiego wypadają tylko o $1/2 \text{ kg/mm}^2$, do $3/4 \text{ kg/mm}^2$ mniejsze niż z proponowanego przez autora wzoru, odpowiadającego wartościom μ i $\max \sigma_d$ zgodnym z realnie możliwymi granicami. Idąc dalej przeliczyliśmy cyfry francuskiego cyrkularza 1915 roku na proponowany przez nas wzór przyjmując μ za niewiadomą.

Przeliczenie to na wzór $\sigma_s = \frac{12,5}{1 + \mu \left(1 - \frac{\min S}{\max S}\right)}$ daje wartości dla

μ pokazane w tablicy (str. 6).

Największa wartość μ otrzymuje się 0,5625, najmniejsza 0,192 dla $l = 250 \text{ metr}$. Według tego obliczenia wypada, że dla wartości l od 50 metrów i wyżej, μ — obliczone z cyfr francuskiego cyrkularza (1915 r.) wypadają za wielkie i nieodpowiadające rzeczywistym rezultatom amerykańskich doświadczeń (1910 r.), ale bliskie do amerykańskich cyfr wzoru, liczonego z zapasem.

W ten sposób proponowany wzór potwierdza się i danymi francuskiego cyrkularza 1915 r.

Jasny i szeroki pogląd francuzów na sprawę dopuszczalnych natężeń w mostach uwidocznia się z następującej cytaty z cyrkularza:

„Ces limites seront considérées comme des maxima. Les Ingénieurs auront toute latitude pour se tenir au dessous pour certaines parties ou pièces de l'ossature métallique, lorsqu'ils le jugeront convenable, en

raison de circonstances spéciales à l'ouvrage projeté, soit pour des motifs d'ordre pratique, relevant de la technique des constructions métalliques. Ils ne seront astreints en pareil cas à fournir de justifications que s'il en devait résulter une augmentation sensible dans le poids de la charpente métallique, et par suite, dans la dépense d'exécution du pont, sans que cette augmentation apparut à priori comme inévitable.

Il leur sera également loisible de dépasser ces limites lorsqu'ils apprécieront que cette mesure ne peut porter atteinte à la stabilité.

Mais si le dépassement est de quelque importance, ils auront à le justifier au double point de vue de la sécurité et de la durée du pont".

Analogiczny wzór dla dopuszczalnych natężeń żelaza w mostach jest używany na niektórych znaczniejszych liniach kolejowych Ameryki.

Na powyższych zasadach zostały wypracowane odnośne rozporządzenia oficjalne M. K. Ż. o obliczaniu żelaznych mostów kolejowych, które już ukazały się w Dzienniku Urzędowym M. K. Ż. № 11/1923 r.

Kończąc te uwagi, przytoczymy ulubione motto *Burns'a*:

„On reason build — resolve”.

— „That column of true majesty in man”.

PROF. S. BEŁŻECKI.

Granica sprężystości belek krzywych.

(Dokończenie).

Liczby m i n są określone jeśli wskazane będą warunki zamocowania końców belki.

Założymy, że końce są zupełnie zamocowane t. j. że $\delta\varphi_n = 0$

$$\text{i } \int_0^l x d\varphi = 0.$$

$$\text{Równanie } \frac{d\varphi}{ds} = \frac{1}{R} + \frac{M_\varphi^R}{EI} \dots \dots \dots (c)$$

pomnożymy przez $ds = ds_0 \left(1 + \frac{\delta ds_0}{ds_0} \right)$ i przecałkujemy w granicach 0 i φ_n

$$\varphi_n' = \int_0^{\varphi_n} \left(\frac{1}{R} + \frac{M_\varphi^R}{EI} \right) ds_0 + \int_0^{\varphi_n} \frac{\delta ds_0}{ds_0} \left(\frac{1}{R} + \frac{M_\varphi^R}{EI} \right) ds_0; \quad \varphi_n' = \varphi_n + \int_0^{\varphi_n} \frac{M_\varphi^R}{EI} ds_0 + \varepsilon.$$

Całka oznaczona literą ε jest nieskończenie małą *).

$$*) \int_0^{\varphi_n} \frac{\delta ds_0}{ds_0} \left(\frac{1}{R} + \frac{M_\varphi^R}{EI} \right) ds_0 = \left(\frac{\delta ds_0}{ds_0} \right)_Q \int_0^{\varphi_n} \left(\frac{1}{R} + \frac{M_\varphi^R}{EI} \right) ds; \left(\frac{\delta ds_0}{ds_0} \right)_Q \text{ nieskończenie}$$

$$\text{mała, } \int_0^{\varphi_n} \left(\frac{1}{R} + \frac{M_\varphi^R}{EI} \right) ds_0 \text{ wielkość skończona, więc } \varepsilon \text{ — jest nieskończenie małe.}$$