

ROZDZIAŁ V.

Ruch ciała plastycznego.

26. Ogólne równania ruchu ciała plastycznego. Pod względem doświadczalnym przebiegi odkształceń plastycznych są zbadane zgoła niedostatecznie. Przy doświadczeniach wytrzymałościowych zwracano głównie uwagę na fazę, odpowiadającą przekraczaniu granicy plastyczności, z pominięciem faz początkowej i późniejszej. Przytem przy obecnym stanie mechaniki ciał sprężystych i plastycznych poświęca się zbyt wiele uwagi układom naprężeń, ze szkodą badania odkształceń. Te same uwagi dotyczą badań technologicznych, którym ponadto można zarzucić zbyt wąski i utylitarny zakres.

Tymczasem nie ulega wątpliwości, że od postępów plastykodynamiki zależy rozwój statyki ciał plastycznych. Można też powiedzieć, że badania ruchu ciał plastycznych podważają wiele założeń, o których była stale mowa w rozdziałach poprzednich.

Wyniki spostrzeżeń przy badaniu przebiegu odkształceń trwałych w metalach plastycznych, sformułujemy w sposób następujący:

1. Obszary plastyczne można wyznaczyć jako takie, w których materiał podlega, dającym się zaobserwować, przekształceniom (ruchowi) plastycznym, w przeciwstawieniu do obszarów sprężystych, jako nieruchomych, lub przesuwającym się jako sztywna całość.

2. Wobec tego, że materiał w obszarze plastycznym przesuwają się względem sąsiedniego obszaru sprężystego, nieciągłości, posiadające charakter pęknięcia na pograniczu obszarów o charakterze odmiennym, posiadają duży wpływ na układ naprężeń. Tym sposobem jest zakwestjonowany postulat Hencky'ego, polegający na formalnem usunięciu z teorii plastyczności wpływu pęknięć.

3. Warunek nieściśliwości ciała plastycznego jest sprzeczny z wynikami doświadczeń.¹⁰⁸⁾ Można przypuszczać, że ściśliwość metali plastycznych odgrywa pewną rolę w niektórych przebiegach

¹⁰⁸⁾ P. W. Bridgman. Compressibility of Thirty Metals as a Function of Pressure and Temperature. Proc. Amer. Acad. of Arts and Sciences. 58, 163—242, 1923.

technologicznych, jak np. przy walcowaniu, jak również w obszarach, gdzie panują wyjątkowo duże ciśnienia, np. w pobliżu nieciągłości, przechodzących w pęknięcia.

4. Stwardnienie, jakie towarzyszy zgniotowi w metalach plastycznych w określonym obszarze odkształcanym, wpływa w wysokim stopniu na dalszy przebieg odkształcania.

Jak wiemy z § 6, dotychczasowe ujęcie matematyczne trwałych przebiegów w materiałach plastycznych, opiera się na założeniach teoretycznych, zapożyczonych ze statyki ciała plastycznego. Przyjmujemy mianowicie, że odkształcany poza granicą plastyczności materiał zachowuje się częściowo tak, jak ciało izotropowo-sprężyste, podlegające określonemu warunkowi plastyczności, częściowo zaś jak ciecz nieściśliwa, bardzo lepka. Dodatkowo zakładamy, że przebieg odkształcania plastycznego jest bardzo powolny i odbywa się przy stałej temperaturze.¹⁰⁹⁾

Niech σ^s będzie tensorem naprężeń sprężystych, zaś σ^r tensorem naprężeń, wynikających z lepkości materiału plastycznego podczas odkształcania. Pomijamy siły bezwładności i ciężkości. W nieruchomym układzie współrzędnych, równania ruchu plastycznego ośrodka ciągłego przedstawiają się w postaci następującej:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x^s}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}^s}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}^s}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_x^r}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}^r}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}^r}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{yx}^s}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y^s}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}^s}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{yx}^r}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y^r}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}^r}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{zx}^s}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}^s}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z^s}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zx}^r}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}^r}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z^r}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \quad (26,1)$$

Po rozłożeniu obu tensorów na części skalarne i dewiatorowe i po uwzględnieniu warunku nieściśliwości

$$3e \equiv \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z = 0 \quad (26,2)$$

otrzymamy wzory:

$$\begin{aligned} \sigma_x^s &= 2\lambda \varepsilon_x - p; & \tau_{xy}^s &= \lambda \gamma_{xy} & \sigma_x^r &= 2\eta \varepsilon_x; & \tau_{xy}^r &= \eta \gamma_{xy} \\ \sigma_y^s &= 2\lambda \varepsilon_y - p; & \tau_{yz}^s &= \lambda \gamma_{yz} & \sigma_y^r &= 2\eta \varepsilon_y; & \tau_{yz}^r &= \eta \gamma_{yz} \\ \sigma_z^s &= 2\lambda \varepsilon_z - p; & \tau_{zx}^s &= \lambda \gamma_{zx} & \sigma_z^r &= 2\eta \varepsilon_z; & \tau_{zx}^r &= \eta \gamma_{zx} \end{aligned} \quad (26,3) \quad (26,4)$$

¹⁰⁹⁾ H. Hencky. Über langsame stationäre Strömungen in plastischen Massen mit Rücksicht auf die Vorgänge beim Walzen, Pressen und Ziehen von Metallen, ZAMM, 5, 115, 1925.

gdzie $\lambda = \frac{2k}{\sqrt{3}} \left[2(\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 + \varepsilon_z^2) + \gamma_{xy}^2 + \gamma_{yz}^2 + \gamma_{zx}^2 \right]^{-\frac{1}{2}}$ posiada wymiar kgsec/cm^2 tak samo, jak i γ współczynnik tarcia wewnętrznego, który może być zresztą zupełnie inny od współczynnika tarcia w dziedzinie odkształceń sprężystych.

Funkcja dyssypacyjna, czyli praca wydatkowana na jednostkę czasu i objętości materiału odkształcanego plastycznie, wynosi wg. wzoru (6,10): $D = \frac{4}{3} (\gamma + \lambda) \left(\frac{k}{\lambda} \right)^2$.

Jeśli podstawić wzory (26; 3, 4) w równania (26,1), to w wyniku ostatecznym otrzymamy:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = (\gamma + \lambda) \Delta u + 2\varepsilon_x \frac{\partial \lambda}{\partial x} + \gamma_{xy} \frac{\partial \lambda}{\partial y} + \gamma_{xz} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \quad (26,51)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = (\gamma + \lambda) \Delta v + \gamma_{xy} \frac{\partial \lambda}{\partial x} + 2\varepsilon_y \frac{\partial \lambda}{\partial y} + \gamma_{yz} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \quad (26,52)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = (\gamma + \lambda) \Delta w + \gamma_{xz} \frac{\partial \lambda}{\partial x} + \gamma_{yz} \frac{\partial \lambda}{\partial y} + 2\varepsilon_z \frac{\partial \lambda}{\partial z} \quad (26,53)$$

Dla $\lambda = 0$ wzory powyższe przechodzą w znane wzory dla cieczy lepkiej.

27. Zastosowania wzorów Hencky'ego dla ruchu ciała plastycznego. Elementarnym przykładem zastosowania wzorów Hencky'ego jest zginięcie z różnymi prędkościami klocków cylindrycznych z metali plastycznych. Zakładamy przytem, że pomiędzy podstawami klocka, a płytami prasy, nie zachodzi tarcie. W tych warunkach klocek cylindryczny zwiększałby swą średnicę kosztem wysokości, nie przestając być walcem. Ze względu na symetrię osiową mamy $\gamma = 0$; $\varepsilon_r = \varepsilon_t$. Z warunku nieściśliwości $\varepsilon_r + \varepsilon_t + \varepsilon_z = 0$ wyprowadzamy, że $\varepsilon_r = \varepsilon_t = -\varepsilon_z/2$, skąd $\lambda = 2k/3\varepsilon_z$. Z równań (26; 3, 4) otrzymujemy:

$$\sigma_r^s = \sigma_t^s = 2\lambda \varepsilon_r - p = -\frac{2k}{3} - p; \quad \sigma_z^s = 2\lambda \varepsilon_z - p = +\frac{4k}{3} - p;$$

$$\sigma_r^r = \sigma_t^r = -\gamma \varepsilon_z; \quad \sigma_z^r = +2\gamma \varepsilon_z$$

Licząc się z tem, że na obwodzie walca nie działają siły zewnętrzne, mamy:

$$\sigma_r^r + \sigma_r^s = -\frac{2k}{3} - p - \gamma \varepsilon_z = 0; \quad \sigma = \sigma_z^r + \sigma_z^s = \frac{4}{3} k - p + 2\gamma \varepsilon_z$$

Po uwzględnieniu pierwszego równania, drugie przedstawimy w postaci

$$\sigma = 2k + 3\lambda \varepsilon_z = 2k + 3\lambda \frac{\partial w}{\partial z},$$

gdzie $\frac{\partial w}{\partial z}$ jest prędkością odkształcania właściwego.

Innym przykładem zastosowania wzorów z § 26, jest przepychanie materiału plastycznego przez długie otwory cylindryczne, jakie się stosuje przy pewnych procesach technologicznych.

Rozpatrujemy układ naprężeń w odcinku rury walcowej o średnicy $2a$, znajdującym się daleko od obu jej końców. Materiał plastyczny może przywierać do ścianek rury. Ze względu na osiową symetrię układu, przy ustalonym prądzie materiału plastycznego, przesunięcia promieniowe $u=0$ i tangencjalne $v=0$. Przesunięcia poosiowe w są niezależne od z . Oznaczając przez p — ciśnienie hydrostatyczne, przyjmujemy, że spadek ciśnienia na jednostkę długości rury $\frac{\partial p}{\partial z} = \text{const}$. Mamy $\varepsilon_r = 0$; $\varepsilon_t = 0$, a więc i $\varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z} = 0$. Stąd $\lambda = \frac{2k}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{\gamma}$, gdzie $\gamma = \frac{\partial \lambda}{\partial r} = w'$.

Przedstawmy równania (26,5) w współrzędnych walcowych:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = (\lambda + \lambda) \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(ur)}{\partial r} \right] + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right\} + 2\varepsilon_r \frac{\partial \lambda}{\partial r} + \gamma \frac{\partial \lambda}{\partial z} \quad (27,2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = (\lambda + \lambda) \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] + \gamma \frac{\partial \lambda}{\partial r} + 2\varepsilon_z \frac{\partial \lambda}{\partial z} \quad (27,3)$$

Widzimy, że $\frac{\partial p}{\partial r} \equiv 0$. Równanie (27,3) po wprowadzeniu wartości

$\lambda = \frac{2k}{\sqrt{3}} \frac{1}{w'}$ przybiera postać

$$\frac{\sqrt{3}}{2k} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\lambda}{k} \frac{\sqrt{3}}{2} \left(w'' + \frac{w'}{r} \right) + \frac{1}{r} \quad (27,4)$$

Jest to równanie różniczkowe drugiego rzędu, które łatwo zcałkować. Uwzględniając warunki brzegowe, otrzymujemy:

$$w = m \left[1 - \frac{r}{a} - \frac{1}{2\gamma} \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \right] \quad (27,5)$$

gdzie $m = \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \frac{k}{z} a$; zaś $\eta_1 = \frac{2k}{\sqrt{3}} \cdot \frac{(2a\pi)}{(\pi a^2) \frac{\partial p}{\partial z}}$ jest współczynnikiem

mającym określone znaczenie fizyczne. Mianowicie łatwo się przekonać, że rdzeń walca z materiału plastycznego, wypełniającego rurę, nie podlega zginiotowi i jest przepychany, jako ciało sprężyste. Promień $r_0 < a$ tego rdzenia można określić z warunków równowagi, zachodzącej pomiędzy odcinkiem tego rdzenia, a zewnętrzną warstwą materiału plastycznego. Przy warunku plastyczności Hubera mamy:

$$2\pi r_0 \frac{2k}{\sqrt{3}} = \frac{\partial p}{\partial z} \cdot \pi r_0^2 \quad (27,6)$$

Łatwo sprawdzić, że $\eta_1 = r_0/a$. Dla $\eta_1 = 1$ niema zginiotu plastycznego. Wydajność Q przepychania określa wzór:

$$Q = 2\pi \left[\int_0^{r_0} r w dr + \int_{r_0}^a r w dr \right] = \frac{a^4 \pi}{24 z} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} (-3 + 4\eta_1 - \eta_1^4) \quad (27,7)$$

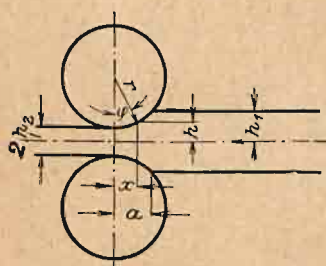
zaś praca tarcia (funkcja dyssypacyjna); $D = -Q \frac{\partial p}{\partial z}$.

28. Teorje walcowania. Ze względu na doniosłe znaczenie techniczne, niejednokrotnie były podejmowane próby teoretycznego ujęcia przebiegu walcowania materiału plastycznego. W różnych czasach dokonano też badań doświadczalnych w tej dziedzinie. Z dawniejszych prac doświadczalnych w tej dziedzinie na uwagę zasługują badania Tresca i Codron'a, którzy wyznaczyli wydłużenia właściwe materiału w poszczególnych punktach przekroju, jak również stwierdzili i ocenili liczbowo t. zw. zjawisko wyprzedzania, polegające na tem, że prędkość przesuwania się blachy, wychodzącej z pomiędzy walców jest większa od prędkości obwodowej walców. Z nowszych prac większą wartość z punktu widzenia teorii plastyczności posiadają badania Puppe'go nad zjawiskiem wyprzedzania i G. Liss'a⁴⁷⁾ nad pracą walcowania. W ogólności można powiedzieć, że dotychczasowe badania doświadczalne uwzględniają bardziej geometryczny, niż dynamiczny charakter zagadnienia. Próbę bardziej racjonalnego ujęcia teorii walcowania podjął ostatnio J. Miesz-

czerski,¹¹⁰⁾ rozpatrując materiał walcowany, jako ciecz bardzo lepką i wprowadzając współrzędne dwubiegunowe. Z zasady Hencky'ego skojarzenia tensora sprężystego i cieczy lepkiej, autor ten nie czyni użytku. Na razie ostatnia praca ogranicza się do ustalenia równań ruchu cieczy lepkiej z podaniem warunków brzegowych dla współrzędnych dwubiegunowych.

Próbkę przybliżonego ujęcia dwuwymiarowego przebiegu walcowania dał Kármán,¹¹¹⁾ pomijając na razie wpływ prędkości walcowania, czyli nie czyniąc użytku z tensora cieczy lepkiej.

Kármán wprowadza obok oporu właściwego spęszczania q , naprężenie normalne p w kierunku walcowania, przyczem rzeczywiste naprężenia w przekrojach poprzecznych zastępuje wartościami średnimi. Poza oznaczeniami podanymi na rys. 51, niech μ oznacza współczynnik tarcia, zaś ω — prędkość kątową walców. Uważamy, że x jest małe wobec r , wobec czego $h = h_2 + x^2/2r$, zaś



Rys. 51.

$\frac{dh}{dx} = \frac{x}{r}$. Równanie równowagi dla odcinka, ograniczonego współrzędnymi

x i $x + dx$ wyrazi się w postaci ostatecznej:

$$h \frac{dp}{dx} + p \frac{x}{r} = q \left(\frac{x}{r} - \mu \right) \quad (28,1)$$

Utożsamiając naprężenia główne z naprężeniami p i q otrzymujemy dla materiału idealnie plastycznego, za jaki mamy prawo uważać żelazo lub stal walcowaną na gorąco: $q - p = k$. Ten ostatni współczynnik zależy od temperatury i prędkości walcowania. Uwzględnienie tych czynników i ściślejsze sformułowanie warunku omawianego Kármán uważa za najbliższy etap udoskonalenia proponowanej teorii. Na razie przyjmujemy, że $k = \text{const}$.

Z równania (28,1) i warunku $q - p = k$ otrzymujemy równanie różniczkowe, dające możliwość znalezienia p lub q , które

¹¹⁰⁾ J. Mieszczeriski. Hydrodynamiczna analogia walcowania (po ros.). Rozpr. Leningr. Inst. Politechn. 1925. Praca ta (niedokończ.) zawiera wyczerpujący przegląd badań doświadczalnych i teoretycznych w tej dziedzinie.

¹¹¹⁾ Th. v. Kármán. Beitrag zur Theorie des Walzvorgangs. ZAMM, 5, 134, 1925. Również Prz. Techn. 608, 1925.

przekształcamy, wprowadzając nowe, bezwymiarowe zmienne $\xi = x/a$ i $\pi = p/k$, jak również charakterystyczne współczynniki walcowania, znane z teorii elementarnych, a mianowicie $\delta = (h_1 - h_2) : h_2$ oraz $\varepsilon = \varphi_{max} / \arctg p$. Otrzymujemy wówczas:

$$\frac{d\pi}{d\xi} = \frac{p a h_2}{1 + \delta \xi^2} \pi = \frac{1}{1 + \delta \xi^2} \left(2\delta \xi - \frac{p a}{h_2} \right) \quad (28,2)$$

Równanie powyższe sprowadza się do postaci elementarnej

$$\frac{d\pi}{d\xi} + X\pi + X_1 = 0$$

gdzie X i X_1 są funkcjami jedynie ξ . Zcałkowanie tego równania nie następuje żadnych trudności, umożliwiając wykonanie różnorodnych wykresów, ilustrujących przebiegi walcowania dla różnych wartości współczynników. Pomimo uproszczonych założeń metoda Kármána zgadza się dobrze z wynikami doświadczalnymi, otrzymanymi przez G. Liss'a tak co do zjawiska wyprzedzania, jak i w zakresie pracy wydatkowanej.



SPIS AUTORÓW.

- | | |
|--|----------------------------------|
| Almansi 90 | Levy P. 29 |
| Appell P. 9, 32 | Liebmann H. 95 |
| Bealby 7 | Liss G. 36, 103, 105 |
| Becker A. I. 12 | Love A. E. H. 63, 72, 90 |
| Beltrami E. 16 | Marcus H. 95 |
| Belzecki S. 90 | Maxwell 29 |
| Boggio 90 | Mesnager 82, 96 |
| Born M. 9 | Michell I. H. 91 |
| Brillouin M. 29, 32, 62 | Miche R. 94 |
| Bridgman P. W. 99 | Mieszczerski J. 104 |
| Bouasse M. 31 | Mises R. 26, 81, 86, 89 |
| Boussinesq 29, 37 | Mierzejewski H. 6, 68 |
| Caratheodory C. 80, 81, 85 | Mohr O. 12 |
| Carothers S. D. 91, 93 | Nádai A. 46, 53, 61, 67, 90 |
| Charpy 12 | Osmond 12 |
| Coker E. G. 96 | Pearson K. 60 |
| Considère 12 | Picard E. 74 |
| Courant R. 95 | Polanyi M. 8, 9 |
| Czochralski J. 8, 10 | Prandtl L. 5, 46, 51, 54, 87, 92 |
| Eddington A. S. 32 | Ricci — Curbastro R. 32 |
| Elam C. F. 10 | Richardson L. F. 95 |
| Ettisch M. 8 | Rosenhayn 7 |
| Ewald W. 9 | Sachs G. 61, 92 |
| Ewing 7 | Schleicher E. 16 |
| Föppl A. i L. 59, 69, 81, 90 | Schmidt E. 80 |
| Fremont 12 | Schouten I. A. 28, 32 |
| Fry A. 61 | Schwartz H. A. 74 |
| Griffith A. A. 9. | Spielrein I. 53 |
| Guest J. 12 | Tammann G. 12 |
| Hadamard J. 90 | Taylor G. I. 10 |
| Haigh B. P. 12, 16 | Thomson W. 62 |
| Hartmann L. 60 | Todhunter I. 60 |
| Heckmann G. 9 | Trefftz E. 67, 72, 78, 89 |
| Hencky H. 8, 20, 32, 87, 92, 96,
100, 101 | Tresca H. 12 |
| Huber M. T. 12, 97 | Troskolański A. T. 29 |
| v. Kármán Th. 12, 53, 96, 97, 104,
105 | Venant St. B. 22, 88 |
| Knein M. 91 | Volterra V. 31 |
| Kołosow G. W. 90, 94 | Voigt W. 8 |
| Kurnakow N. S. 31 | Weissenberg K. 8 |
| Le Chatelier 12 | Westergaard H. M. 12 |
| Levi-Civita 32 | Wolf F. 95 |
| Levy M. 30, 37 | Wyss. Th. 96 |
| | Zaremba S. 90, 91 |
| | Zemczużnyj S. F. 31. |

SPIS RZECZY.

	Str.
Przedmowa	3
Wstęp (1)	5
Rozdział I. Ogólne zasady statyki i ruchu ciała plastycznego	11
2. Przedstawienie wykreślne warunków plastyczności	11
3. Energetyczny warunek plastyczności	16
4. O hipotezie Mohr'a	22
5. Tensorowe przedstawienie warunków plastyczności	26
6. Równania ruchu ciała plastycznego przy zastosowaniu symboliki bezwzględne rachunku różniczkowego	32
Rozdział II. Dwuwymiarowe zagadnienie plastyczności	37
7. Trajektorie izostatyczne Boussinesq'a przy dwuwymiarowym układzie naprężeń dla ciała szczególnie plastycznego	37
8. Układ krzywych poślizgowych Hencky'ego w zagadnieniu dwuwymiarowym	41
9. Wytrzymałość (twardość) przy wciskaniu płaskiego stempla w materiał plastyczny	46
10. Rozwinięcie przez Prandtl'a teorii krzywych poślizgowych	51
11. Badania Nádai'a nad układem krzywych poślizgowych	53
12. Przykłady płaskich układów krzywych poślizgowych	57
13. Metody doświadczalne	60
Rozdział III. Zagadnienie skręcania prętów pryzmatycznych przy uwzględnieniu odkształceń plastycznych	62
14. Skręcanie pręta o przekroju kołowym z materiału plastycznego	62
15. Charakter odkształcenia plastycznego w skręcanym pręcie o przekroju kołowym	63
16. Układ przesunięć kątowych i naprężeń w skręcanym walcu o przekroju kołowym	65
17. Teorie skręcania plastycznego	67
18. Wykreślne przedstawienie zmiany kierunku naprężeń głównych przy odkształceniach trwałych	70
19. Metoda Trefftz'a wyznaczania obszaru plastycznego przy skręcaniu prętów pryzmatycznych	72

	Str.
Rozdział IV. Matematyczne ujęcie zagadnień z teorii plastyczności	79
20. Uogólnienie teorii krzywych poślizgowych	79
21. Wyznaczanie układu krzywych poślizgowych	83
22. Superpozycja układów krzywych poślizgowych	86
23. Niewyznaczalność układów krzywych poślizgowych w zagadnieniu dwuwymiarowym	87
24. Matematyczne ujęcie warunków brzegowych w zagadnieniu dwuwymiarowym	89
25. Wpływ stwardnienia materiału. Sformułowanie matematyczne zagadnień plastyczności przez Haar'a i Kármán'a	96
Rozdział V. Ruch ciała plastycznego	99
26. Ogólne równania ruchu ciała plastycznego	99
27. Zastosowanie wzorów Hencky'ego dla ruchu ciała plastycznego	101
28. Teorie walcowania	103
Spis autorów	106



E R R A T A.

	Str.
14 We wzorach (2, 3) ε_2 zastąpić przez ε_3	
23 " " (4; 1, 2, 3, 4) ε_y " " ε_x	
26 wiersz 1 od góry zamiast ε_2 powinno być ε_1	



nr 2859

ZAKŁAD DUKARSKI
JAN ULASIEWICZ I SYN
WARSZAWA
UL. MARSZAŁKOWSKA Nr 49
TEL. 35-48
