

WYZNACZENIE KRZYWYCH HARTOWNOŚCI I GRUBOŚCI KRYTYCZNYCH DLA PŁYT

JERZY WOELKE (POZNAŃ)

Celem pracy jest wyznaczenie krzywych hartowności dla hartowanych sprężystych płyt na podstawie równania kinetyki przemian fazowych ŁOMAKINA [1—3], INOUE'A i RANIECKIEGO [4—5]. Porównano je z danymi doświadczalnymi z prac Grossmanna, stwierdzając dostateczną zgodność z punktu widzenia analizy naprężeń hartowniczych:

1. WSTĘP

Celem pracy jest porównanie teoretycznych krzywych hartowniczych z doświadczalnymi krzywymi Grossmanna w płytach. Wyniki teoretyczne uzyskano na podstawie teorii ŁOMAKINA [1—3] oraz prac T. INOUE'A i B. RANIECKIEGO [4—5]. W technice hartowania oraz dla wielu celów praktycznych, a przede wszystkim dla porównania hartowności różnych gatunków stali, bardzo dogodnym liczbowym miernikiem tej własności jest tzw. średnica krytyczna. Pod pojęciem tym rozumie się średnicę pręta lub grubość płyty, przy której po zahartowaniu w ośrodku o określonej zdolności chłodzącej (intensywności oziębiania) uzyskuje się w osiowej części przekroju strukturę o określonej zawartości martenzytu lecz nie mniej niż 50%. Długość średnicy krytycznej zależy w dużym stopniu od zdolności chłodzącej ośrodka oziębiającego, którą określa się za pomocą współczynnika intensywności hartowania H_V mającego wymiar długości. Hipotetycznemu ośrodkowi o nieskończonej dużej szybkości oziębienia powierzchni części hartowniczej odpowiada wartość $H_V = \infty$, a średnica krytyczna odpowiadająca takiemu doskonałemu ośrodkowi nosi nazwę «idealnej średnicy krytycznej». Duże znaczenie praktyczne mają więc empiryczne krzywe określające zależność między średnicą krytyczną i idealną średnicą krytyczną dla różnych ośrodków chłodzących reprezentowanych liczbą H_V .

Korzystając z równań kinetyki przemian fazowych [4], znaleziono na drodze teoretycznej takie krzywe dla płyty chłodzonej z różną prędkością scharakteryzowaną bezwymiarową liczbą Biota B_i i dla różnych bezwymiarowych czasów połowicznego rozpadu austenitu w perlit $\tau_{0.5}$ w temperaturze najmniejszej trwałości austenitu T_1 . Porównano je z krzywymi doświadczalnymi

[6], wykazując dostatecznie dobrą zgodność w weryfikacji doświadczalnej teorii ŁOMAKINA [1—3]. Wykorzystując założenia przyjęte w pracy [3], stwierdzono, że teoretyczne krzywe odnoszą się tylko do tych gatunków stali węglowych z niewielkimi dodatkami stopowymi, dla których krzywe $C-T-P$ mają kształt litery C a zawartość węgla jest bliska jego zawartości w stali eutektoidalnej.

2. TEORETYCZNE ZALEŻNOŚCI POMIĘDZY GRUBOŚCIĄ KRYTYCZNĄ A INTENSYWNOŚCIĄ CHŁODZENIA

Sposób wyznaczania pola temperatury, udziałów wagowych perlitu, martenzytu oraz podstawowych wzorów dla hartowanej płytki przedstawiono w pracy [7]. Przystąpimy od razu do omówienia wpływu parametru $\tau_{0,5}$ na rozkład zawartości perlitu wzdłuż grubości płyty.

Parametr ten określony jest następująco:

$$(2.1) \quad \tau_{0,5} = \frac{kt_{0,5}}{l^2},$$

gdzie k oznacza współczynnik cieplnej dyfuzji (Kelvin), $t_{0,5}$ czas połowicznego rozpadu, $A \rightarrow P$ (austenitu w perlit), oraz l połowę grubości płyty.

Zgodnie z uwagami w pracy [7] zawartość perlitu jest funkcją czasu, miejsca i czterech następujących bezwymiarowych parametrów: $\tau_{0,5}$ oraz

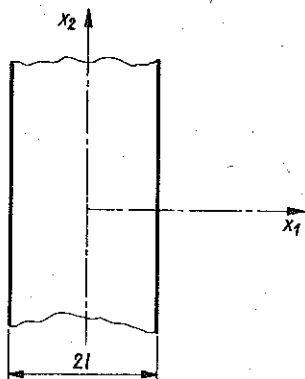
$$(2.2) \quad \bar{T}_A = \frac{T_A}{T_0}, \quad \bar{T}_1 = \frac{T_1}{T_0}, \quad B_i = hl.$$

Tutaj T_A °C oznacza temperaturę początku izotermicznej przemiany austenitu w perlit, T_1 °C temperaturę najmniejszej trwałości austenitu przy jego izotermicznym rozpadzie w perlit, T_0 °C temperaturę otoczenia, B_i liczbę Biota, $h = \alpha'_p/\lambda$, α'_p współczynnik przejmowania ciepła przy powierzchni płyty oraz l współczynnik przewodnictwa cieplnego. Bezwymiarowe parametry \bar{T}_A oraz \bar{T}_1 przyjmują dla różnych stali wielkości niewiele różniące się od siebie, dlatego obliczenia przeprowadziliśmy dla dwóch wartości tych parametrów $\bar{T}_A = 0,95$ oraz $\bar{T}_1 = 0,75$.

Posługiwać będziemy się również następującymi wielkościami bezwymiarowymi:

$$(2.3) \quad \theta = \frac{T}{T_0}, \quad \tau = \frac{kt}{l^2}, \quad y = \frac{x_1}{l},$$

gdzie τ nazywa się czasami liczbą Fouriera, a x_1 jest odległością płaszczyzny $x_1 = \text{const}$ od środka płyty (rys. 1).



Rys. 1

Zgodnie z [7] mamy

$$(2.4) \quad p_1 = p_1(y, \tau, B_i, \tau_{0,5}, \bar{T}_A, \bar{T}_1) = G_1 \left[\frac{1}{\tau_{0,5}} z_1(y, \tau, B_i, \bar{T}_A, \bar{T}_1) \right],$$

gdzie

$$(2.5) \quad z_1 = \begin{cases} 0 & \text{dla } \tau > \tau_0(y), \\ \int_{\tau_0(y)}^{\tau} f[\theta_1(y, \tau_1)] d\tau_1. \end{cases}$$

Funkcję $\tau_0(y)$ wyznacza się rozwiązując równania $\theta(y; \tau_0) = \bar{T}_A$ względem τ_0 ; f i θ_1 określone są następującymi wzorami

$$(2.6) \quad \theta_1(y; \tau) = \frac{\bar{T}_A - \theta(y; \tau)}{\bar{T}_A - \bar{T}_1}$$

oraz

$$(2.7) \quad f(\theta_1) = [1 - \exp(-7 \theta_1^{2,5})] \exp[-2,6(1 - \theta_1)^2].$$

Funkcja $G_1 = G_1(z)$ podana jest w pracach [4 i 7]. Została ona wprowadzona na podstawie izotermicznego prawa kinetyki Cahna.

Założmy, że znamy chwilowe rozkłady p_1 (perlitu) dla pewnego ustalonego parametru $\tau_{0,5}$, np. $\tau_{0,5} = 0,1$. Tzn., że znana jest funkcja

$$(2.8) \quad p_1|_{\tau_{0,5}=0,1} = \bar{p}_1(y, \tau, B_i, \bar{T}_A, \bar{T}_1).$$

Z równania (2.4) wynika, że rozkład perlitu dla dowolnej wartości $\tau_{0,5}$ można wyznaczyć ze wzoru

$$(2.9) \quad p_1 = G_1 \left\{ \frac{0,1}{\tau_{0,5}} G_1^{-1} [\bar{p}_1(y, \tau, B_i, \bar{T}_A, \bar{T}_1)] \right\},$$

gdzie symbolem $G_1^{-1}(z)$ oznaczono funkcję odwrotną do funkcji $G_1(z)$. Zauważmy, że funkcja G_1^{-1} , występująca we wzorze (2.9), nie zależy od parametru $\tau_{0,5}$. Wzór ten pokazuje więc sposób, w jaki parametr $\tau_{0,5}$ wpływa na rozkład perlitu. Wykorzystamy teraz wzory (2.8) i (2.9) w celu znalezienia teoretycznego związku pomiędzy grubością krytyczną płyty i intensywnością krytyczną.

Wprowadźmy oznaczenie

$$(2.10) \quad \bar{p}_1 \Big|_{\substack{y=0 \\ \tau=\infty}} = \bar{p}_0^\infty (B_i, \bar{T}_A, \bar{T}_1).$$

Funkcja ta oznacza końcową zawartość perlitu w środku płyty w przypadku, gdy $\tau_{0,5} = 0,1$. Wykorzystując wzór (2.9) i oznaczenie (2.10), możemy przedstawić w następującej postaci wzór wyrażający końcową zawartość martenzytu w środku płyty:

$$(2.11) \quad m \Big|_{\substack{y=0 \\ \tau=\infty}} = \left\{ 1 - G_1 \left[\frac{0,1}{\tau_{0,5}} G_1^{-1}(\bar{p}_0^\infty) \right] \right\} (1 - a_r),$$

gdzie a_r oznacza ilość austenitu szcążkowego.

Stąd wynika, że środek płyty po zakończeniu chłodzenia będzie zawierał 50% martenzytu tylko wtedy, gdy bezwymiarowe parametry spełnią będą związek

$$(2.12) \quad 1 - G_1 \left[\frac{0,1}{\tau_{0,5}} G_1^{-1}(\bar{p}_0^\infty) \right] = \frac{1}{2(1 - a_r)}.$$

Ponieważ \bar{p}_0^∞ nie zależy od $\tau_{0,5}$, równanie powyższe można więc rozwiązać względem $\tau_{0,5}$:

$$(2.13) \quad \tau_{0,5} = \frac{0,1 G_1^{-1}[\bar{p}_0^\infty(B_i, T_A, T_1)]}{G_1^{-1}\left[\frac{1 - 2a_r}{2(1 - a_r)}\right]}.$$

Spośród występujących w tym wzorze bezwymiarowych parametrów jedynie $\tau_{0,5}$ i B_i wyrażą się przez charakterystyczny wymiar L . Wprowadzimy oznaczenia

$$(2.14) \quad B_i = LH_V,$$

gdzie H_V jest utożsamiane ze wspomnianym na początku współczynnikiem intensywności hartowania. Idealną grubość hartowania L_i wylicza się ze wzoru (2.13), znajdując granicę $B_i \rightarrow \infty$ ($H_V \rightarrow \infty$):

$$(2.15) \quad \tau_{0,5}^{(i)} = \frac{kt_{0,5}}{L_i} = \frac{0,1 G_1^{-1}[\bar{p}_0^\infty(\infty, T_A, T_1)]}{G_1^{-1}\left[\frac{1 - 2a_r}{2(1 - a_r)}\right]}.$$

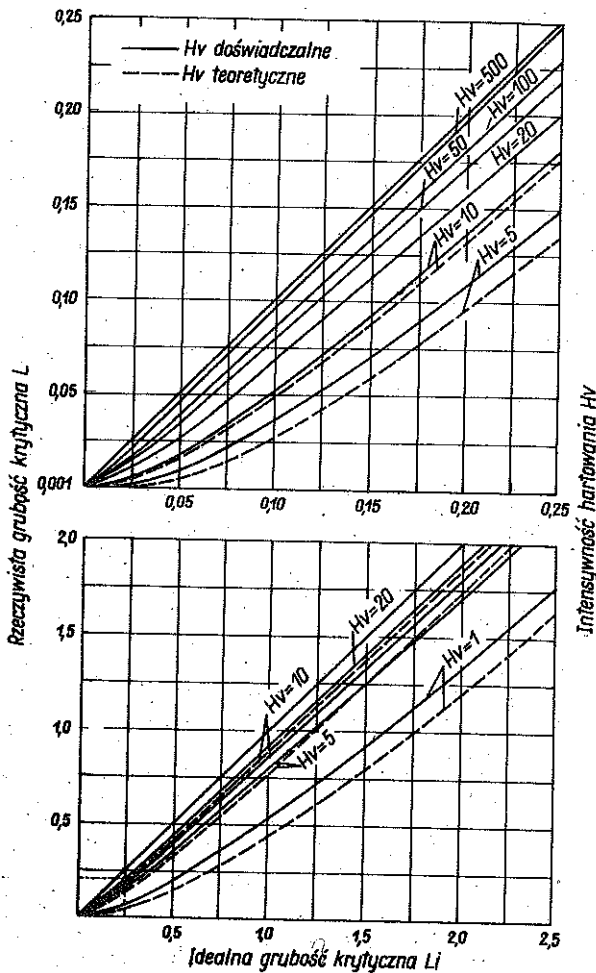
Dzieląc stronami równanie (2.13) przez (2.15) otrzymamy poszukiwany związek

$$(2.16) \quad L_i = LR (H_V L, \bar{T}_A, \bar{T}_1),$$

gdzie

$$(2.17) \quad R^2 = \frac{G_1^{-1} [\bar{p}_0 (H_V L, \bar{T}_A, \bar{T}_1)]}{G_1^{-1} [\bar{p}_0^\infty (\infty, \bar{T}_A, \bar{T}_1)]}$$

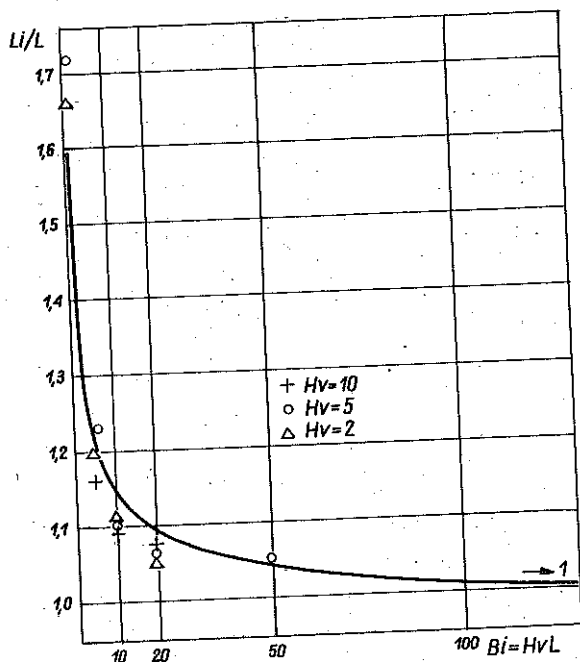
Na rys. 2 pokazano (linie ciągłe) wyniki obliczeń przeprowadzonych na podstawie wzorów (2.16) — (2.17) dla ustalonych wartości $\bar{T}_A = 0,95$ i $\bar{T}_1 = 0,75$, gdzie $T_0 = 780^\circ\text{C}$.



Rys. 2

Linia przerywaną przedstawiono krzywe doświadczalne przeniesione z pracy [6]. Zgodność jest dość dobra i tym lepsza, im większa jest szybkość chłodzenia. Należy jednak zaznaczyć, że krzywe doświadczalne odnoszą się w zasadzie jedynie do próbek cylindrycznych, z teorii zaś wynika, że związek pomiędzy L_i i L będzie zależał nie tylko od kształtu przedmiotu, lecz również od bezwymiarowych parametrów \bar{T}_A i \bar{T}_1 , które charakteryzują materiał. Stąd wynika, że z porównania pokazanego na rys. 2 nie można wyciągnąć zbyt daleko idących wniosków. Można jednak stwierdzić, że teoria prowadzi do wyników jakościowo dobrych. Z równania (2.16) wynika, iż stosunek L_i/L zależy od grubości płyty jedynie przez zależność liczby Biota od L . Zatem dla ustalonych \bar{T}_A , \bar{T}_1 istnieje pewna krzywa szkieletowa na płaszczyźnie $(L_i/L) = B_i$.

Krzywą taką pokazano na rys. 3 linią ciągłą. Na rysunku tym naniezione są punkty doświadczalne przeniesione z doświadczalnych krzywych $L_i = L_i(L, H_V)$. Taka procedura wykazała, że z doświadczeń nie wynika istnienie jednej krzywej szkieletowej na płaszczyźnie $(L_i/L) = B_i$. Świadczy o tym fakt, iż na przykład dla liczby $B_i = 20$ mamy różne stosunki L_i/L przy różnych wartościach liczb H_V . Ponieważ wielkości tych stosunków niewiele różnią się od siebie a z analizy teoretycznej wynika, iż wpływ parametrów \bar{T}_A i \bar{T}_1 na krzywą szkieletową jest mały, przeto rysunek 3 potwierdza wniosek o dobrym jakościowym przewidywaniu teorii.



Rys. 3

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. В. А. ЛОМАКИН, *Задача определения напряжений и деформаций в процессах технической обработки*, Изв. АН СССР ОТН, No 1, 1959.
2. В. А. ЛОМАКИН, *Преобразование аустенита при произвольном режиме охлаждения*, Изв. АН СССР ОТН, No 2, 1958.
3. В. А. ЛОМАКИН, *Зависимость сопротивления металлов сдвигу от их структурного состояния*, Изв. АН СССР ОТН, No 7, 1958.
4. Т. INOUE and В. RANIECKI, *Determination of thermal-hardening stress in steels by use of thermoplasticity theory*, J. Mech. Phys. Solids, **26**, 3, 187-212, 1978.
5. В. RANIECKI, Т. INOUE, *Kinetics of phase transformations and analysis of stresses due to quenching of steel*, J. Society of Materials Sciences, Japan, **26**, 289, 935-940, 1979.
6. J. BURKE, *The kinetics of phase transformations in metals*, Pergamon Press Ltd. 1965.
7. J. WOELKE, *Analiza naprężeń hartowniczych w sprężystych stalowych płytach*, Rozpr. Inżyn. **31**, 1, 1983.

РЕЗЮМЕ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИВЫХ ЗАКАЛИВАЕМОСТИ И КРИТИЧЕСКИХ
ТОЛЩИН ПЛИТ

Целью работы является определение кривых закаливаемости для закаленных упругих плит на основе уравнения кинетики фазовых превращений Ломакина [1-3], Иноуэ и Ранецкого [4-5]. Сравнены они с экспериментальными данными из работ Гроссмана, констатируя достаточное совпадение с точки зрения анализа закалочных напряжений.

SUMMARY

DETERMINATION OF QUENCHING LINES AND CRISTAL PLATE THICKNESS

The paper is aimed at the determination of quenching lines for elastic plates on the basis of the phase transformation kinetics as presented by LOMAKIN [1-3], INOUE and RANIECKI [4-5]. The results are compared with the experimental data presented in Grassman's papers; from the point of view of the quenching stress analysis, the results are found to be satisfactory.

POLITECHNIKA POZNAŃSKA

Praca została złożona w Redakcji dnia 20 maja 1982 r.