

Właściwości termomechaniczne

Ćwiczenie 6A: Wyznaczanie odporności materiałów na wstrząs cieplny

Część teoretyczna: dr hab. Grzegorz Grabowski

Część praktyczna: dr inż. Leszek Chlubny

KCiMO, WIMiC, AGH
Październik 2024, wer. 1.0.1

Cel ćwiczenia

Głównym celem ćwiczenia jest określenie odporności szkła sodowego na wstrząs cieplny oraz zapoznanie się z metodologią badawczą, obejmującą planowanie eksperymentu i analizę danych pomiarowych. Na podstawie obserwacji i uzyskanych w trakcie ćwiczenia wyników, zostaną zidentyfikowane istotne czynniki wpływające na odporność materiału na wstrząs cieplny.

Zagadnienia do przygotowania

W celu realizacji ćwiczenia wymagana jest znajomość następujących pojęć i zagadnień:

- rozszerzalność cieplna ciał stałych,
- transport ciepła w ciałach stałych, przewodzenie, wnikanie,
- teoretyczna i rzeczywista wytrzymałość materiałów,
- kruche pękanie,
- źródła naprężeń cieplnych w materiałach,
- wpływ naprężeń cieplnych na wytrzymałość mechaniczną,
- wstrząs cieplny,
- parametry opisujące odporność materiałów na wstrząs cieplny,
- wpływ właściwości materiałów na odporność na wstrząs cieplny,
- wpływ warunków chłodzenia (ogrzewania) na odporność materiałów na wstrząs cieplny.

Wymienione zagadnienia zostały ujęte w części teoretycznej, ale ich szczegółowe omówienie można znaleźć w literaturze uzupełniającej [1-4], zebranej pod koniec instrukcji.

1. Część teoretyczna

1.1. Wstęp

Wstrząs cieplny jest jednym ze zjawisk, które są powszechne, a ich efekty można zaobserwować na co dzień. Pęknięcie zimnej szklanki, do której nalewany jest gorący płyn, uszkodzenie gorących tarcz hamulcowych w samochodzie po wjechaniu do kałuży, czy pęknięcie gorących ceramicznych naczyń, które zostały położone na zimnej powierzchni, to jedynie kilka przykładów, które ilustrują niepożądane efekty tego zjawiska. Oczywiście wstrząs cieplny niesie ze sobą również szereg zagrożeń przemysłowych: pęknięcie odlewów, które były zbyt szybko chłodzone, pęknięcie produktów szklanych (naczyni, szyb) narażonych na nagłe zmiany temperatury podczas produkcji i formowania, uszkodzenia wysokotemperaturowych reaktorów chemicznych, pieców, kotłów i rurociągów parowych. Również w zaawansowanych i nowoczesnych branżach, takich jak przemysł lotniczy czy kosmiczny, zjawisko wstrząsu cieplnego może powodować szereg kosztownych i niebezpiecznych awarii. Dotyczy to przykładowo: komponentów silników odrzutowych, narażonych na nagłe zmiany temperatury podczas startu i lądowania, czy uszkodzeń elementów poszycia kadłuba w satelitach i statkach kosmicznych, które narażone są na ekstremalne zmiany temperatury, występujące w przestrzeni kosmicznej, gdy obiekty te przechodzą z cienia w obszar nasłoneczniony.

Można więc przyjąć, że zjawisko wstrząsu cieplnego jest ważnym aspektem, który należy brać pod uwagę projektując i eksploatując sprzęt, urządzenia oraz procesy przemysłowe. Aby ograniczyć niepożądane efekty tego zjawiska można stosować odpowiednie materiały i równocześnie wykorzystywać techniki kontroli temperatury oraz metody chłodzenia. Aby jednak świadomie wykorzystywać te techniki oraz dobierać i projektować odporne na wstrząs cieplny materiały, należy przede wszystkim zrozumieć źródła tego zjawiska.

1.2. Naprężenia cieplne

Wstrząs cieplny jest jednym ze zjawisk, które są wywołane naprężeniami cieplnymi. Naprężenia takie powstają wtedy, gdy dochodzi do zmiany temperatury ciała i nie może się ono równomiernie oraz swobodnie odkształcać. Jak wiemy, ciała stałe zmieniają swoje wymiary pod wpływem zmiany temperatury¹. Zjawisko to, ilościowo opisuje się liniowym współczynnikiem rozszerzalności cieplnej, który dla niewielkiego zakresu zmiany temperatury ΔT można zdefiniować równaniem:

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \frac{\Delta l}{\Delta T}, \quad (1)$$

w którym l_0 jest długością ciała w początkowej temperaturze, a Δl oznacza wydłużenie wywołane ogrzewaniem. Tak zdefiniowany współczynnik α , ujmuje więc oczekiwany przyrost długości ciała w jednym z kierunków, wywołany wzrostem temperatury. Pełny opis odkształcenia w trzech wymiarach przestrzeni, wymaga użycia tensora rozszerzalności cieplnej $\boldsymbol{\alpha}$. W przypadku ciał izotropowych, wystarczy znajomość jednej ze składowych tensora, aby w pełni opisać zjawisko rozszerzalności cieplnej. Dla ciał anizotropowych, w zależności od ich budowy, niezbędną jest znajomość większej liczby składowych opisujących wydłużenie w różnych kierunkach przestrzeni².

¹ Rozszerzalność cieplna ciał stałych została szczegółowo opisana w instrukcji do ćwiczenia 4, *Wyznaczenie współczynnika rozszerzalności cieplnej materiałów*.

² Jak pamiętamy, maksymalnie 6 składowych dla ciał o niskiej symetrii, np. dla kryształów z układu trójskośnego.

Jeśli więc znany jest tensor rozszerzalności cieplnej α , to zmianę wymiarów ogrzewanego ciała można zapisać równaniem:

$$\epsilon^T = \alpha \Delta T, \quad (2)$$

w którym ϵ^T jest tensorem odkształcenia; indeks T użyty jest tutaj, aby zaznaczyć, że do odkształcenia doszło na skutek obciążeń cieplnych.

W celu precyzyjnego określenia zmian, jakim uległy wymiary ogrzewanego ciała, niezbędne jest przeprowadzenie rachunku tensorowego. Aby zrozumieć istotę zagadnienia, możemy jednak posłużyć się analizą jednowymiarową. Załóżmy, że rozpatrujemy zmianę długości cienkiego pręta, wykonanego ze szkła, którego liniowy współczynnik rozszerzalności cieplnej $\alpha = 9 \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{C}$. Jeśli taki pręt zostanie schłodzony o 200°C ($\Delta T = -200^\circ\text{C}$), to odkształcenie cieplne wyniesie $\epsilon^T = \alpha \Delta T = -1,8 \cdot 10^{-3}$ (znak minus wskazuje skurcz). Dla pręta o długości $l_0 = 10$ cm, oznacza to skrócenie o $\Delta l = \epsilon^T l_0 = -0,18$ mm. Jeśli rozważany pręt byłby elementem konstrukcji, w której tolerancja wymiarowa jest niewielka, to nawet tak nieduży skurcz mógłby powodować rozszczelnienie układu czy niepożądany luz między dwoma współpracującymi ze sobą elementami jakiegoś urządzenia. Zazwyczaj jednak tak znikome zmiany wymiarów można pominąć. Natomiast zupełnie inne efekty pojawiłyby się, gdyby rozważany pręt nie mógł się swobodnie odkształcać przy zmianie temperatury.

W przypadku trwałego zamocowania rozważanego, szklanego pręta przed schłodzeniem, tak aby jego końce nie mogły się przemieszczać w kierunku długiej osi, energia odkształcenia cieplnego musiałaby zostać zmagazynowana w materiale w postaci naprężenia – energii potencjalnej nagromadzonej w ciele sprężystym. Ponieważ czynnikiem wywołującym powstawanie takiego naprężenia w materiale jest ciepło (obciążenie cieplne), to naprężenie to nazywa się **naprężeniem cieplnym**.

Przyjmując zatem, że w rozpatrywanym zakresie temperatury, szkło zachowuje się sprężyste, a moduł Younga $E = 70$ GPa, to wartość naprężenia cieplnego, wywołanego odkształceniem cieplnym, byłaby równa $\sigma^T = E \epsilon^T = 70 \cdot 10^9 \text{ Pa} \cdot 1,8 \cdot 10^{-3} = 126$ MPa (zmiana znaku odkształcenia wynika z konieczności „rozciągnięcia” zamocowanego pręta do ustalonej, początkowej długości l_0). Ponieważ wytrzymałość na rozciąganie typowego szkła, w zależności od składu i jakości powierzchni, mieści się zwykle w przedziale od kilku do kilkudziesięciu MPa, a oszacowana wartość naprężenia w rozważanym pręcie kilkukrotnie przekracza ten zakres, oznacza to, że taki pręt musi ulec zniszczeniu podczas chłodzenia.

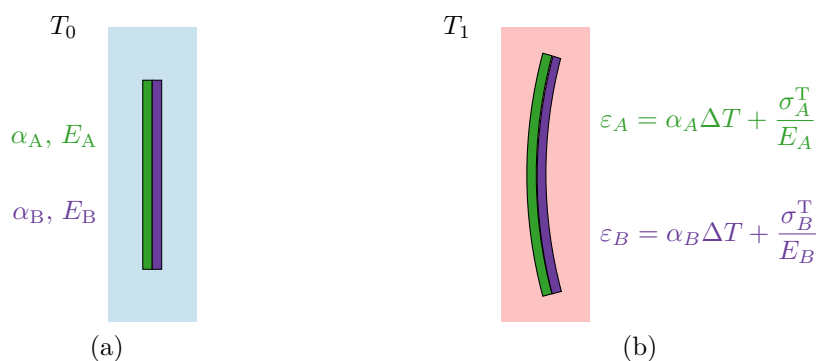
Przytoczony, ilościowy przykład dla chłodzonego pręta, uwidacznia, jak duże wartości mogą uzyskiwać naprężenia cieplne, skumulowane w ciele stałym. Brak możliwości relaksacji takich naprężeń (rozpraszania energii sprężystej np. poprzez odkształcenie plastyczne), może powodować trwałe zmiany struktury materiału: powstawanie pęknięć, rozrost szczelin, a w konsekwencji, prowadzić również do utraty spójności ciała.

Warunkiem koniecznym powstawania naprężeń cieplnych, jak wspomniano już na wstępie, jest jednak ograniczona możliwość swobodnego odkształcania się ciała poddanego obciążeniom cieplnym. Ograniczenia takie (więzy) mogą być narzucone przez konstrukcję, np. gdy jedynie wybrane elementy urządzenia poddawane są zmianie temperatury (komory pieców, bloki silników spalinowych, układy scalone, procesory i płytki drukowane). W takim przypadku obszar występowania naprężeń cieplnych jest największy i obejmuje całe elementy konstrukcji.

Brak możliwości swobodnego odkształcania może być również powodowany obecnością trwałego połączenia między dwiema częściami elementu, poddawanyemu wspólnie takim samym obciążeniom cieplnym. Jeśli części te będą wykonane z różnych materiałów – będą wykazywały różną rozszerzalność cieplną i sprężystość – to zmiana temperatury wywoła w nich różną reakcję na jednakowe obciążenie cieplne. W takim przypadku, strefa naprężona zlokalizowana jest

w obszarze sąsiadującym z powierzchnią kontaktu między częściami, a w miarę oddalania się od niej, wartości naprężenia cieplnego maleją.

Prostym przykładem tego typu układu jest bimetal. Składa się on z dwóch cienkich płyt (blaszek), trwale połączonych ze sobą jedną powierzchnią (rys. 1). W pewnej temperaturze T_0 , w której płyty zostały ze sobą zespolone, nie występują w nich naprężenia cieplne (rys. 1a). Zmiana temperatury takiego układu powoduje jednak, że płyty zaczynają się odkształcać. Ponieważ wartość odkształcenia cieplnego płyt jest różna, co wynika z różnych wartości współczynników α , a płyty są ze sobą połączone jedną z powierzchni, to w efekcie prowadzi to do ugięcia bimetalu. W ten sposób układ częściowo relaksuje powstające w pobliżu spoiny naprężenia cieplne (rys. 1b).



Rysunek 1. Schemat zachowania bimetalu składającego się z blachy A i B (przekrój boczny), przy czym $\alpha_A > \alpha_B$: (a) stan w temperaturze T_0 , brak odkształceń; (b) stan w temperaturze $T_1 > T_0$, widoczna deformacja

Aby zrozumieć mechanizm powstawania naprężeń cieplnych w bardziej złożonych układach, warto nieco dokładniej przeanalizować stan naprężenia w bimetalu. Jeśli założymy, że grubość zespolonych ze sobą płyt jest niewielka, to do opisu możemy zastosować uproszczenie płaskiego stanu naprężenia. Gdyby więc rozważane płyty nie byłyby ze sobą połączone, to wzrost temperatury do wartości T_1 , spowodowałby swobodne odkształcenie (pomijamy znikomo małą grubość i prostopadłą do płaszczyzny rysunku szerokość płyt) o czynnik cieplny $\varepsilon^T = \alpha \Delta T$. Takie odkształcenie cieplne w niepołączonych płytach, nie wywołałoby oczywiście powstawania w nich naprężeń. Jednak płyty w bimetalu są trwale połączone i nie mogą się całkowicie swobodnie rozszerzać; odkształcenie obydwu płyt musi być jednakowe: $\varepsilon_A = \varepsilon_B$. Jeśli więc dla płyty A, liniowy współczynnik rozszerzalności α_A ma większą wartość niż dla płyty B ($\alpha_A > \alpha_B$), to płyta ta nie będzie mogła rozszerzyć się do takiej długości, jak w przypadku, gdyby nie była połączona z płytą B. Jej odkształcenie zostanie pomniejszone o czynnik sprężysty, proporcjonalny do skumulowanego w niej naprężenia cieplnego: $\varepsilon_A^E = \sigma_A^T / E_A$. Wypadkowe odkształcenie płyty, będzie więc sumą tych dwóch czynników: cieplnego i sprężystego (mechanicznego) $\varepsilon = \varepsilon^T + \varepsilon^E$. Podobną analizę można również przeprowadzić dla drugiej płyty, która z kolei odkształci się bardziej niż gdyby była swobodna. Ostatecznie, odkształcenie styczne do powierzchni kontaktu dla obydwu płyt można wyrazić ogólnym równaniem:

$$\varepsilon_i = \alpha_i \Delta T + \frac{\sigma_i^T}{E_i}, \quad (3)$$

w którym indeks i numeruje płyty.

Ponieważ płyta A, o większej wartości α , ulega mniejszemu wydłużeniu w porównaniu do stanu, w którym mogłaby się swobodnie rozszerzać, to skumulowane w niej naprężenie cieplne σ_A^T

ma wartość ujemną, gdyż czynnik sprężysty pomniejsza odkształcenie płyty A. Takie **ujemne naprężenie, jest więc naprężeniem ściskającym**. Natomiast dla płyty B, naprężenie σ_B^T ma wartość dodatnią, ponieważ czynnik sprężysty powiększa odkształcenie tej płyty, a zatem naprężenie to jest **naprężeniem rozciągającym**.

Na podstawie powyższej analizy, wiemy już jak dochodzi do powstawania naprężeń cieplnych w prostym układzie dwóch, trwale połączonych ze sobą płyt. Jeśli teraz rozszerzymy ten model na większą liczbę płyt, ułożonych na przemian, to uzyskamy model opisujący odkształcenie styczne do powierzchni granic międzyfazowych w kompozycie warstwowym (laminacie). Taki kompozyt nie będzie ulegał już makroskopowemu ugięciu, ponieważ sąsiadujące z dwóch stron płyty będą odkształcały się w dokładnie takim samym stopniu: $\varepsilon = \alpha^* \Delta T + \frac{\sigma^T}{E^*}$ przy czym α^* oraz E^* są efektywnymi wartościami współczynnika rozszerzalności cieplnej i modułu Younga (w najprostszym ujęciu, wartościami średnimi).

W opisanych przykładach bimetalu i kompozytu warstwowego, przyczyną powstawania naprężeń cieplnych było **niedopasowanie termosprężyste** stykających się ze sobą warstw. Oprócz wymienionych układów, takie niedopasowanie termosprężyste jest jednym z głównych czynników wywołujących naprężenia cieplne także w złączach lutowniczych i spawalniczych, metalicznych i niemetalicznych powłokach ochronnych, ale również w materiałach wielofazowych i innych rodzajach kompozytów: kompozytach włóknistych, ziarnistych i materiałach gradientowych. Niedopasowanie termosprężyste może występować również w jednofazowych materiałach polikrystalicznych, w których stykające się ze sobą krystality wykazują anizotropię rozszerzalności cieplnej [4].

W przypadku kompozytów ziarnistych i materiałów polikrystalicznych zasięg zmienności naprężeń cieplnych jest najmniejszy spośród wymienionych dotychczas przykładów i ogranicza się zaledwie do rozmiarów ziaren. Takie fluktuacje naprężeń mogą jednak istotnie wpływać na makroskopowe właściwości materiału. Wpływ ten jest szczególnie widoczny w przypadku materiałów sprężysto-kruchych, w których nie dochodzi do relaksacji naprężeń poprzez odkształcenie plastyczne. Naprężenia cieplne powstałe na skutek niedopasowania termosprężystego faz, nazywane **resztkowymi naprężeniami cieplnymi**, są więc obecne we wszystkich materiałach kompozytowych i polikrystalicznych, dla których temperatura syntezy i użytkowania jest różna.

1.3. Naprężenia cieplne wywołane gradientem temperatury – wstrząs cieplny

Dotychczas, w rozważaniach na temat źródeł naprężeń cieplnych, zakładaliśmy, że podczas chłodzenia lub ogrzewania, temperatura w całej objętości ciała jest jednakowa. Zmiana temperatury, która jak już wiemy, jest konieczna do powstawania naprężeń cieplnych, zachodziła więc w sposób quasi-izotermiczny. Takie warunki mogą wystąpić jedynie podczas kontrolowanego i bardzo powolnego studzenia lub podgrzewania ciała. W praktyce jest to trudne do uzyskania i w trakcie dostarczania lub odbierania ciepła z układu zawsze pojawia się w nim gradient temperatury.

Gradient temperatury wynika ze skończonej prędkości rozchodzenia się ciepła w ciele, które można wyrazić równaniem Fouriera:

$$\mathbf{q} = -\lambda \text{grad } T, \quad (4)$$

w którym \mathbf{q} jest wektorem gęstości strumienia ciepła przepływającego przez ciało, którego wartość określa ilość ciepła przepływającego w jednostce czasu przez jednostkową powierzchnię [$\text{J}/(\text{s} \cdot \text{m}^2)$]; $\text{grad } T$ wyraża gradient temperatury i jest wektorem wskazującym kierunek i zwrot

największego wzrostu wartości pola temperatury, a $\boldsymbol{\lambda}$, czyli przewodność cieplna [J/(s · m · K)], jest symetrycznym tensorem drugiego rzędu, wiążącym te dwa wektory [5]:

$$\boldsymbol{\lambda} = \lambda_{ij} = \begin{bmatrix} \lambda_{11} & \lambda_{12} & \lambda_{13} \\ & \lambda_{22} & \lambda_{23} \\ & & \lambda_{33} \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Liczba niezależnych składowych tensora przewodności cieplnej $\boldsymbol{\lambda}$, dokładnie tak jak tensora rozszerzalności cieplnej $\boldsymbol{\alpha}$, zależy od symetrii ciała. Dla ciał niesymetrycznych (posiadających jedynie środek symetrii, albo nieposiadających w ogóle elementów symetrii) np. dla kryształów z układu trójskośnego, niezbędnych jest 6 składowych. Wraz ze wzrostem symetrii ciała, liczba niezależnych składowych λ_{ij} maleje i np. dla kryształów z układu jednoskośnego niezbędne są 4 składowe, dla układu rombowego 3, dla tetragonalnego, heksagonalnego i trygonalnego 2, a dla kryształów z układu regularnego wystarczy jedna składowa przewodności cieplnej.

Składowe tensora przewodności cieplnej nazywane są **współczynnikami przewodzenia ciepła** i wyrażają ilość ciepła przepływającego przez jednostkowy przekrój (1 m^2) w ciągu jednostkowego czasu (1 s) przy spadku temperatury równym 1 K dla jednostkowej grubości warstwy przewodzącej (1 m). Im zatem większą wartość posiada współczynnik przewodzenia ciepła, tym ciepło szybciej transportowane jest przez ciało, a zatem szybciej wyrównuje się w nim temperatura (szybciej maleje gradient temperatury).

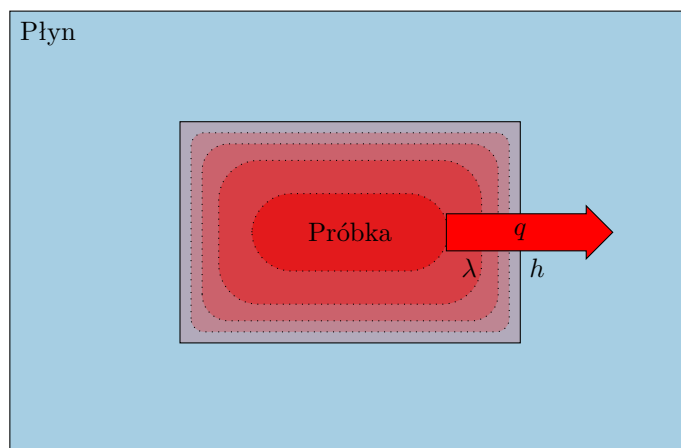
Jeśli ciało stałe jest chłodzone lub ogrzewane poprzez otaczający go płyn (gaz lub ciecz, rys. 2), to drugim parametrem decydującym o szybkości wymiany ciepła i tym samym wielkości gradientu temperatury w ciele, jest szybkość wnikania ciepła. Wielkość tę można opisać empirycznym równaniem Newtona:

$$q = h\Delta T, \quad (6)$$

w którym ΔT wyraża różnicę między temperaturą płynu a powierzchnią ciała stałego. Współczynnikiem proporcjonalności w tym równaniu jest h , czyli **współczynnik wnikania ciepła** [J/(s · m² · K)]. Wartość tego współczynnika zależy zarówno od ciała: materiału, z którego się składa oraz rodzaju powierzchni (gładka, chropowata), ale także od rodzaju i stanu płynu (ciepła właściwego, lepkości, prędkości, itp.). Ponadto, na podstawie równania (6) możemy stwierdzić, że im większa jest wartość współczynnika wnikania ciepła h , tym w jednostkowym czasie wymieniana będzie większa ilość ciepła przez powierzchnię ciała, a zatem wzrośnie w nim gradient temperatury.

Ponieważ wymiana ciepła między ciałem a otaczającym go płynem zachodzi zawsze poprzez powierzchnię tego ciała, to kolejnym parametrem wpływającym na szybkość tego procesu jest czynnik geometryczny, czyli stosunek powierzchni ciała do jego objętości. Zatem, im bardziej nieregularna i przez to większa będzie powierzchnia ciała, tym więcej ciepła zostanie wymienione przez jego powierzchnię w jednostce czasu. Dla wymiany ciepła, istotne są zatem lokalne niejednorodności kształtu – przykładowo: naroża wymieniają więcej ciepła w jednostkowym czasie w porównaniu do powierzchni płaskich (rys. 2). Różnice w szybkości wymiany ciepła dla różnych części ciała powodują więc, że gradient temperatury nie jest jednakowy w całej jego objętości.

Na tym etapie możemy już podsumować to krótkie wprowadzenie. Wiemy, że swobodne chłodzenie lub ogrzewanie skutkuje niejednorodnym rozkładem temperatury w ciele (rys. 2). Rozkład ten zależy zarówno od materiału z jakiego wykonane jest ciało, ale też od kształtu ciała, rodzaju powierzchni i od parametrów fizykochemicznych medium przejmującego bądź dostarczającego ciepło. Z wcześniejszych punktów instrukcji wiemy również, że zmiana temperatury ciała wywołuje w nim odkształcenie. Ponieważ zmiana temperatury nie jest jednorodna w całej objętości ciała, to również obciążenia cieplne nie będą jednakowe. Ponieważ podstawową cechą ciała



Rysunek 2. Schemat przepływu ciepła podczas chłodzenia ciała stałego przez otaczający go płyn; kolorami oznaczone są wartości temperatury: czerwony – wysokie wartości, niebieski – niskie wartości; w narożach widoczne jest zaburzenie rozkładu temperatury

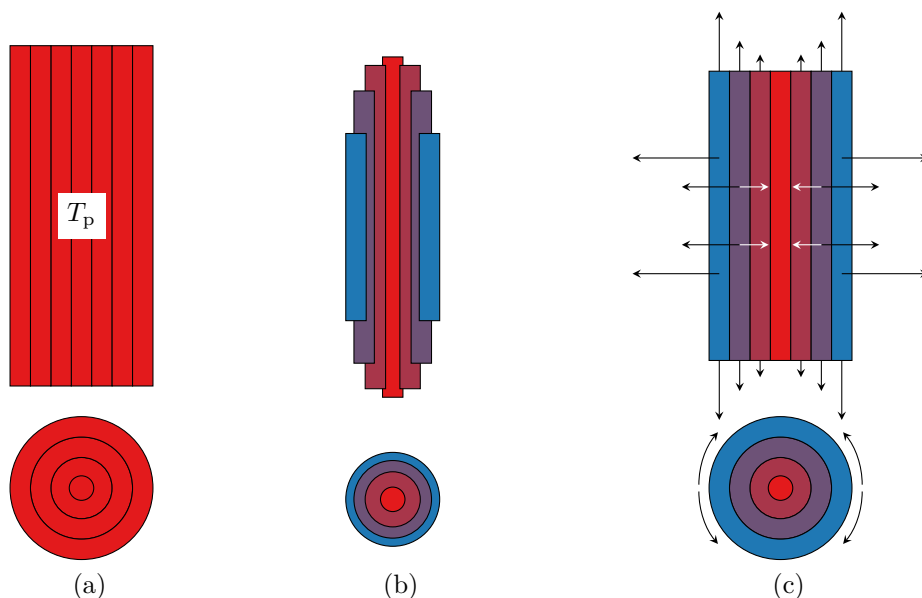
stałego jest jego spójność, czyli sprężyste powiązanie poszczególnych jego elementów, to elementy te nie będą mogły swobodnie odkształcać się na skutek ograniczeń (więzów), jakie narzucają elementy sąsiadujące. Taki stan musi zatem prowadzić do powstawania naprężeń cieplnych.

Jeśli więc szybkość wymiany ciepła, czyli chłodzenia lub ogrzewania, jest na tyle duża, że wywołuje niejednorodny rozkład temperatury w ciele, to jak już wiemy, wartości generowanych w ten sposób naprężeń cieplnych mogą być bardzo duże (patrz, przykład ze szklanym prętem) i niekiedy przekraczać wytrzymałość tworzywa. Powoduje to gwałtowne pęknięcie wewnątrz materiału i ostatecznie, prowadzi do całkowitej utraty spójności, czyli zniszczenia próbki. Takie zjawisko nazywamy **wstrząsem cieplnym**.

Z uwagi na poważne konsekwencje, jakie w konstrukcjach narażonych na gwałtowne zmiany temperatury może powodować wstrząs cieplny, niezbędny jest precyzyjny opis tego zjawiska. Do takiego opisu, w pierwszym przybliżeniu, możemy założyć, że wymiana ciepła między ciałem a otoczeniem zachodzi w warunkach ustalonych, czyli strumień ciepła przepływającego przez ciało jest stały ($q = \text{const}$). W takich warunkach, zarówno temperatura w każdym punkcie ciała, jak i gradient temperatury, nie zmieniają się w czasie.

Przyjmując takie założenia, możemy więc rozważyć przypadek statyczny, w którym szklany pręt, mający początkowo w całej objętości jednakową temperaturę T_p , zostaje schłodzony przez otaczający go płyn o temperaturze T_w . W naszych rozważaniach posłużymy się rozumowaniem wykorzystanym już wcześniej dla bimetalu. W tym celu, podzielimy myślowo pręt na kolejne warstwy o niewielkiej grubości. Na rys. 3a przedstawiony jest fragment rozważanego pręta w stanie początkowym, przed chłodzeniem.

W stanie końcowym, rozkład temperatury w pręcie, zależał będzie, jak już wiemy, zarówno od rodzaju materiału, jego przewodności cieplnej i współczynnika wnikania ciepła, jak i od kształtu ciała. Wystarczy jednak, że w naszych rozważaniach przyjmujemy, iż temperatura warstwy zewnętrznej obniży się najbardziej, do temperatury zbliżonej do temperatury medium chłodzącego T_w , a obniżenie temperatury kolejnych warstw będzie coraz mniejsze – aż do warstwy centralnej, której temperatura, w zakładanych warunkach ustalonych, nie zmieni się i nadal będzie



Rysunek 3. Mechanizm powstawania naprężeń cieplnych w gwałtownie chłodzonym, szklanym pręcie: (a) stan początkowy, fragment pręta o temperaturze T_p z wydzielonymi myślowo cienkimi warstwami materiału; (b) hipotetyczne odkształcenie warstw wywołane chłodzeniem, gdyby warstwy nie oddziaływały na siebie i mogły się swobodnie kurczyć; (c) rzeczywiste odkształcenie pręta, połączone warstwy oddziałują ze sobą, strzałki wskazują kierunek działania sił deformacji dla poszczególnych warstw

miała wartość T_p . To intuicyjne spostrzeżenie jest w pełni poprawne i można je potwierdzić przeprowadzając proste obliczenia³.

Gdyby więc nasze, myślowo wprowadzone warstwy pręta nie były połączone i w żaden sposób nie oddziaływałyby ze sobą, to zmiana temperatury wywołałaby ich swobodny skurcz o czynnik cieplny $\alpha\Delta T$, w którym $\Delta T = T_n - T_p$, a T_n oznacza temperaturę n -tej warstwy. Największe odkształcenie, wystąpiłoby więc dla warstwy zewnętrznej (rys. 3b), dla której obniżenie temperatury wywołane chłodzeniem jest największe. Kolejne warstwy doznałyby mniejszego odkształcenia, proporcjonalnego do ΔT .

Warstwy w rzeczywistym pręcie nie mogą się oczywiście, swobodnie i niezależnie kurczyć – podobnie jak wcześniej rozważane blachy A i B w bimetalu. Czynnikiem sprężysty (zob. r. 3), musi więc doprowadzić do takiego odkształcenia warstw, aby mogły się one pomieścić w objętości pręta (rys. 3c). Największy wpływ tego czynnika, będzie widoczny dla warstwy zewnętrznej, która musi zostać „rozciągnięta” przez czynnik sprężysty, prawie do wymiarów pierwotnych, tak aby pozostałe warstwy znalazły miejsce w przestrzeni ograniczonej przez tę warstwę. Warstwy wewnętrzne również będą rozciągane, aby mogły pomieścić warstwy jeszcze bardziej zbliżone do osi pręta. Z drugiej strony, będą one jednak doznawały nacisku od warstw ograniczających je z zewnątrz. Centralna warstwa, której temperatura nie zmieniła się w przyjętych warunkach, nie będzie już rozciągana a jedynie ściskana przez warstwy ją otaczające.

Podsumowując przeprowadzoną analizę, możemy na tym etapie sformułować już jakościowe wnioski. Wiemy, że **w przypadku gwałtownego chłodzenia, naprężenia cieplne skumulowane przy powierzchni pręta są naprężeniami rozciągającymi, a w jego centrum,**

³ Osiowy rozkład temperatury w cylindrycznym pręcie można ustalić rozwiązując równanie Fouriera (4) dla przyjętych warunków brzegowych.

ściskającymi (rys. 3c). Stan naprężenia w warstwach pośrednich jest złożony; występują tam zarówno składowe rozciągające jak i ściskające. Możemy również przyjąć, że w przypadku gwałtownego ogrzewania, znaki naprężeń w próbce będą odwrotne.

W celu ilościowego określenia wartości naprężenia w dowolnym punkcie rozważanego ciała, niezbędne jest uwzględnienie trójosiowego stanu odkształcenia i naprężenia oraz oparcie się na rachunku tensorowym. Jednak dla izotropowego, szklanego pręta, rachunek ten możemy uprościć. W tym celu zastosujemy przybliżenie płaskiego stanu odkształcenia (PSO), w którym pomińmy odkształcenie wzdłuż osi pręta $\varepsilon_z = 0$. Przybliżenie to jest powszechnie stosowane przy rozważaniu stanu naprężenia dla elementów, w których jeden z wymiarów jest znacznie większy niż dwa pozostałe (belki, słupy, itp.).

Związek między odkształceniem a naprężeniem w PSO dla materiałów liniowo sprężystych przedstawiają równania:

$$\varepsilon_x = \frac{1}{E} (\sigma_x - \nu\sigma_y), \quad (7)$$

$$\varepsilon_y = \frac{1}{E} (\sigma_y - \nu\sigma_x), \quad (8)$$

$$\varepsilon_z = 0, \quad (9)$$

w których ν jest liczbą Poissona, wyrażająca częściową relaksację odkształcenia wzdłużnego poprzez odkształcenie poprzeczne⁴.

Dla izotropowego, osiowo symetrycznego pręta, odkształcenia w płaszczyźnie przekroju poprzecznego xy są identyczne, czyli $\varepsilon_x = \varepsilon_y$, a zatem⁵ $\sigma_x = \sigma_y$. Jeśli dodatkowo przyjmiemy, że chłodzenie naszego szklanego pręta zachodzi bardzo gwałtownie, przy maksymalnym gradiencie temperatury $\Delta T_{\max} = T_w - T_p$ i w tych warunkach nie zdąży dojść do relaksacji sprężystej ciała, to odkształcenie w pręcie wywołane zostanie jedynie przez składową cieplną, której wartość można zapisać jako: $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \alpha\Delta T$. Podstawiając tę wartość odkształcenia do równań (7) lub (8), otrzymujemy:

$$\alpha\Delta T_{\max} = \frac{1}{E}\sigma_{\max}^T(1 - \nu). \quad (10)$$

Wyrażenie to łączy łatwo mierzalne parametry procesu, czyli temperaturę próbki T_p i medium chłodzącego T_w , wyrażające łącznie obciążenie cieplne ΔT_{\max} , ze stałymi materiałowymi E , α , ν , opisującymi właściwości termosprężyste ciała. Obliczona na podstawie równania (10) maksymalna wartość naprężenia cieplnego σ_{\max}^T , które zostanie wytworzone w materiale podczas idealnego i gwałtownego chłodzenia, może teraz zostać wykorzystana do ustalenia parametru ilościowego opisującego wstrząs cieplny.

Wiemy, że jeśli naprężenie w próbce osiągnie wartość równą wartości wytrzymałości materiału σ_w , to próbka taka ulegnie zniszczeniu. Podstawiając więc za σ_{\max}^T w równaniu (10) wartość wytrzymałości σ_w i przekształcając je, uzyskamy związek między właściwościami materiału a obciążeniem cieplnym, jakie ten materiał może przenieść:

$$\Delta T_{\max} = \frac{\sigma_w(1 - \nu)}{\alpha E} = R. \quad (11)$$

Równanie to pozwala na ustalenie wartości maksymalnej różnicy temperatury ΔT_{\max} , przy której podczas idealnego i gwałtownego chłodzenia osiągnięta zostanie wytrzymałość materiału,

⁴ Więcej informacji na temat sprężystości ciał stałych w instrukcji do ćwiczenia 3, *Ultradźwiękowa metoda wyznaczania modułu Younga*.

⁵ Składowe naprężenia σ_x i σ_y są sobie równe, jeśli w układzie nie występują dodatkowe obciążenia mechaniczne, natomiast składowa naprężenia $\sigma_z = \nu(\sigma_x + \sigma_y)$. Dlatego dla typowych wartości liczby Poissona z zakresu 0,2-0,4, składowa σ_z ma mniejszą wartość niż dwie pozostałe i w dalszych rozważaniach możemy ją pominąć.

czyli w materiale rozpocznie się proces niszczenia. Ta **maksymalna różnica temperatury, jest więc miarą odporności materiału na wstrząs cieplny** w warunkach idealnego i gwałtownego chłodzenia i oznaczana jest symbolem R .

Pomiary przeprowadzone dla szeregu materiałów wskazują, że wyznaczona z równania (11) odporność na wstrząs cieplny R jest często zaniżona i wartość maksymalnej różnicy temperatury, przy której dochodzi do wyraźnego obniżenia wytrzymałości tworzywa, jest większa. Niezgodność ta wynika z przyjętego podczas wyprowadzania R założenia. Przyjeliśmy bowiem, że chłodzenie jest idealne, czyli ciepło przekazywane jest z ciała do otaczającego go medium chłodzącego, bez przeszkód. Innymi słowy, założyliśmy, że współczynnik wnikania $h = \infty$. W rzeczywistości wnikanie ciepła, jak już wiemy, zależy od wielu czynników i współczynnik h przyjmuje zawsze skończone wartości. Im zatem mniejszą wartość ma współczynnik wnikania ciepła, tym wytworzony w materiale gradient temperatury wywołujący naprężenia cieplne, również jest mniejszy. Dodatkowo, przyjmując, że wymiana ciepła między ciałem a otoczeniem zachodzi w warunkach ustalonych, pominęliśmy również skończoną prędkość transportu ciepła wewnątrz ciała. W rzeczywistości, podczas chłodzenia lub ogrzewania, wymiana ciepła zachodzi w warunkach nieustalonych, a o szybkości transportu ciepła w materiale decyduje współczynnik przewodzenia ciepła λ . Im więc większą wartość ma λ , tym ciepło transportowane jest efektywniej i tym samym, gradient temperatury szybciej obniża się.

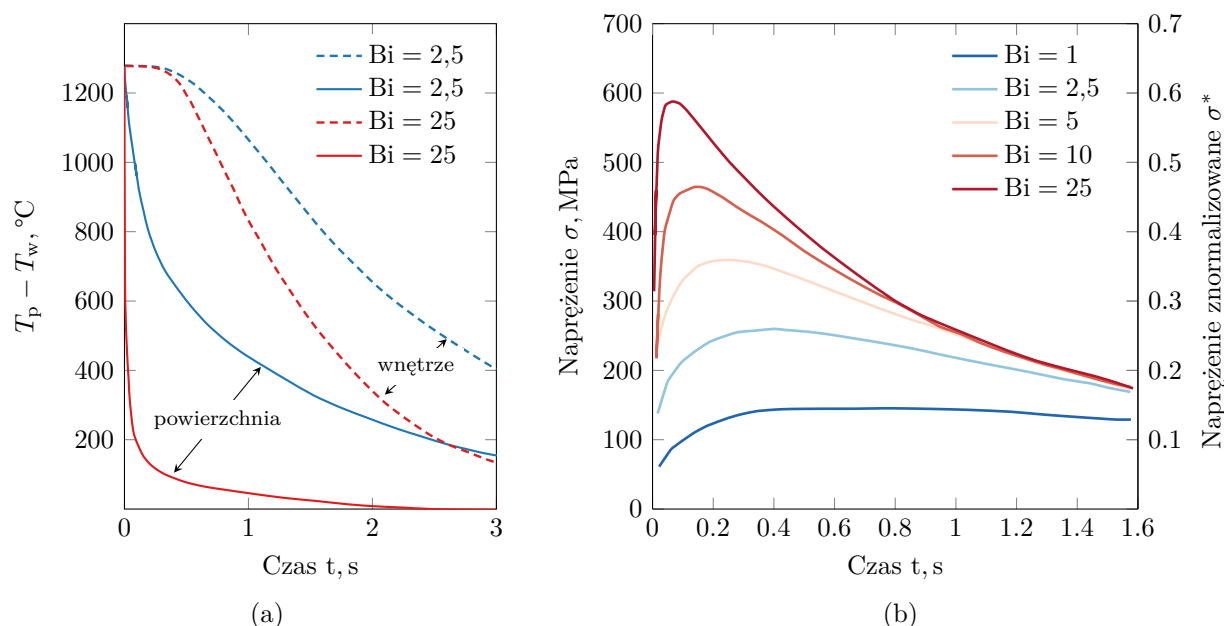
Jak łatwo zauważyć, wymienione parametry h i λ , decydujące o szybkości zmian gradientu temperatury, działają w opozycji. Dlatego ich wpływ wygodnie jest przedstawiać łącznie, w postaci liczby kryterialnej – liczby Biota (Bi):

$$\text{Bi} = \frac{hl}{\lambda}, \quad (12)$$

w której l oznacza wymiar charakterystyczny ciała, przez które zachodzi transport ciepła (dla pręta może to być promień).

Jeśli więc liczba Biota ma dużą wartość, to podczas chłodzenia, w jednostkowym czasie, ciało wymienia z płynem dużą ilość ciepła (duża wartość h) i dodatkowo, do powierzchni schłodzonej, powoli napływa ciepło z wnętrza (mała wartość λ). W efekcie, można się spodziewać występowania dużego gradientu temperatury w chłodzonej próbce (rys. 4a). Z kolei, przy małej wartości liczby Biota, gradient temperatury w próbce będzie mały, ponieważ ciało słabo wymienia ciepło z otoczeniem i dobrze przewodzi ciepło w swoim wnętrzu.

Istotną kwestią, którą dotychczas pomijałaliśmy, jest również dynamika wstrząsu cieplnego. W warunkach nieustalonego transportu ciepła, gradient temperatury zmienia się w czasie, dlatego wartości naprężeń cieplnych również muszą podlegać takim zmianom. Na rys. 4b przedstawione są wykresy zależności maksymalnych wartości naprężeń cieplnych, wywołanych zmiennym w czasie gradientem temperatury. Na ich podstawie możemy stwierdzić, że przy dużych wartościach liczby Biota, maksymalne naprężenie w próbce osiągnane jest szybciej niż w przypadku próbek o małej wartości Bi. Ponadto, zgodnie z wcześniejszymi przewidywaniami, przy dużej wartości Bi, naprężenia cieplne są największe. Aby odnieść te rzeczywiste wartości naprężenia cieplnego do wartości uzyskiwanych przy założeniu stałego i maksymalnego gradientu temperatury (σ_{\max}^T), można posłużyć się naprężeniem znormalizowanym $\sigma^* = \sigma / \sigma_{\max}^T$. Wartości naprężenia znormalizowanego (rys. 4b, prawa oś) wskazują, że nawet przy dużej wartości liczby Biota, rzeczywiste naprężenie cieplne w próbce jest mniejsze niż przewidywane przy założeniu idealnego chłodzenia ($\sigma^* < 0,6$ przy $\text{Bi} = 25$).



Rysunek 4. Wpływ warunków chłodzenia, wyrażonych liczbą Biota, na parametry wstrząsu cieplnego: (a) zależność różnicy temperatury między próbką a medium chłodzącym dla powierzchni (linia ciągła) i wnętrza próbki (linia przerywana) przy różnych wartościach Bi; (b) zależność maksymalnej wartości naprężenia cieplnego w próbce od czasu chłodzenia przy różnych wartościach Bi (na podst. [6, 7])

Aby zatem uwzględnić wpływ warunków chłodzenia czy ogrzewania materiału w parametrze wyrażającym odporność materiału na wstrząs cieplny, możemy zmodyfikować równanie (11).

$$R' = \lambda R = \frac{\lambda \sigma_w (1 - \nu)}{\alpha E}, \quad (13)$$

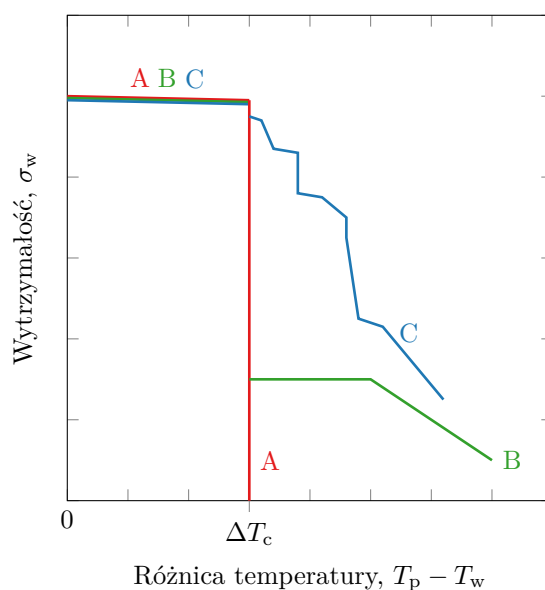
a krytyczną wartość różnicy temperatury ΔT_c , która powoduje wyraźne obniżenie wytrzymałości materiału wyrazić jako:

$$\Delta T_c = R' S \frac{1}{h}, \quad (14)$$

gdzie S jest parametrem zależnym od kształtu próbki.

Wyznaczone teoretycznie wartości charakteryzujące odporność materiału na wstrząs cieplny (R , R' , ΔT_c), ostatecznie muszą zostać zweryfikowane doświadczalnie. W tym celu dla serii próbek poddawanych wstrząsowi cieplnemu w kontrolowanych warunkach, wyznacza się wytrzymałość σ_w , a wyniki przedstawia się w formie wykresu Hasselmana [8], czyli zależności wytrzymałości od różnicy temperatury między próbką a medium wymieniającym z nią ciepło (rys. 5). W przypadku gwałtownego chłodzenia, badana jest wytrzymałość na rozciąganie lub zginanie, a w przypadku gwałtownego ogrzewania, na ściskanie.

Wykresy takie (rys. 5) mają charakterystyczny kształt, zależny od sposobu niszczenia jakiego ulega materiał. Dla materiałów kruchych o budowie amorficznej (np. szkieł), ale też dla niektórych monokryształów, przebieg zmienności wytrzymałości jest najprostszy. Do wartości różnicy temperatury odpowiadającej ΔT_c , wartości σ_w są praktycznie stałe – zmiany, mieszczą się zwykle w przedziale niepewności pomiarowej. W tym zakresie różnicy temperatury, naprężenia cieplne nie wywołują w materiale zmian istotnych dla wytrzymałości. Powyżej ΔT_c , naprężenia cieplne przekraczają już wytrzymałość i w materiale pojawiają się krytyczne defekty,



Rysunek 5. Typowe krzywe Hasselmana dla trzech rodzajów materiałów: krzywa A dla materiałów kruchych, amorficznych i monokryształów, krzywa B dla materiałów polikrystalicznych, krzywa C dla materiałów kompozytowych

które zapoczątkowują katastrofalne, kruche pękanie. Dlatego w tego typu materiałach, po przekroczeniu wartości ΔT_c wytrzymałość gwałtownie spada praktycznie do zera.

W przypadku materiałów polikrystalicznych, przebieg zmienności wytrzymałości w początkowym zakresie różnicy temperatury jest podobny. Powyżej ΔT_c w materiale pojawiają się spękania i dlatego wytrzymałość gwałtownie obniża się. Jednak z uwagi na bardziej złożony mechanizm niszczenia takich materiałów⁶, wytrzymałość nie maleje do zera, lecz stabilizuje się przy pewnej wartości. Po wstrząsie cieplnym w materiale polikrystalicznym obecne są spękania podkrytyczne, które przy dalszym wzroście różnicy temperatury rozrastają się i ostatecznie prowadzą do całkowitego zniszczenia materiału.

W niektórych materiałach wielofazowych, szczególnie w kompozytach, po przekroczeniu ΔT_c nie obserwuje się już jednorazowego, znaczącego obniżenia wytrzymałości, a raczej dochodzi w nich do stopniowego jej obniżania na skutek wzrostu różnicy temperatury wywołującej wstrząs cieplny. Takie zachowanie wynika ze sposobu niszczenia, w którym istotną rolę odgrywają mechanizmy umocnienia.

⁶ Więcej informacji na temat niszczenia materiałów ceramicznych w instrukcji do ćwiczenia 7, *Twardość materiałów, odporność na kruche pękanie materiałów ceramicznych*.

2. Część praktyczna

2.1. Przyrządy i materiały do badań

Podczas ćwiczenia zostanie wykorzystany następujący sprzęt, przyrządy i materiały:

- maszyna wytrzymałościowa Zwick Roell Z0.5 z osprzętem do trójpunktowego zginania,
- rurowy piec oporowy wyposażony w obrotowy statyw,
- pojemnik z wodą do schładzania próbek,
- termometr laboratoryjny,
- suwmiarka,
- pęseta, lupa,
- materiały ścierne do przygotowania próbek,
- środki ochrony indywidualnej: okulary i rękawice ochronne,
- próbki do badania: pręty szklane (szkło sodowe).

2.2. Opis czynności

2.2.1. Wyznaczenie teoretycznej wartości ΔT_{\max}

Na wstępie, w celu prawidłowego zaplanowania eksperymentu, musimy obliczyć teoretyczną wartość ΔT_{\max} dla badanych próbek szklanych, korzystając z równania (11).

Parametry materiałowe, niezbędne do wyznaczenia teoretycznej wartości ΔT_{\max} dla badanego szkła, są zapisane na etykiecie umieszczonej przy pojemniku z próbkami.

2.2.2. Ustalenie kolejnych wartości temperatury ogrzewania serii próbek

Aby przeprowadzić systematyczne pomiary wytrzymałości na zginanie próbek poddawanych wstrząsowi cieplnemu, należy po pierwsze, zmierzyć temperaturę wody chłodzącej w pojemniku T_w . Pomiar wykonujemy termometrem laboratoryjnym.

Następnie, znając temperaturę wody chłodzącej T_w oraz teoretyczną wartość ΔT_{\max} , należy ustalić wartości temperatury, do jakiej piec będzie ogrzewał kolejne serie próbek przed gwałtownym ich schłodzeniem. Wartości te wyznaczamy zgodnie z poniższym schematem:

- a) pomiar odniesienia, bez wstrząsu cieplnego (próbki nie będą ogrzewane i chłodzone, $\Delta T = 0$),
- b) $\Delta T_{\max} + T_w - 40\text{ }^\circ\text{C}$,
- c) $\Delta T_{\max} + T_w - 20\text{ }^\circ\text{C}$,
- d) $\Delta T_{\max} + T_w$,
- e) $\Delta T_{\max} + T_w + 20\text{ }^\circ\text{C}$,
- f) $\Delta T_{\max} + T_w + 40\text{ }^\circ\text{C}$.

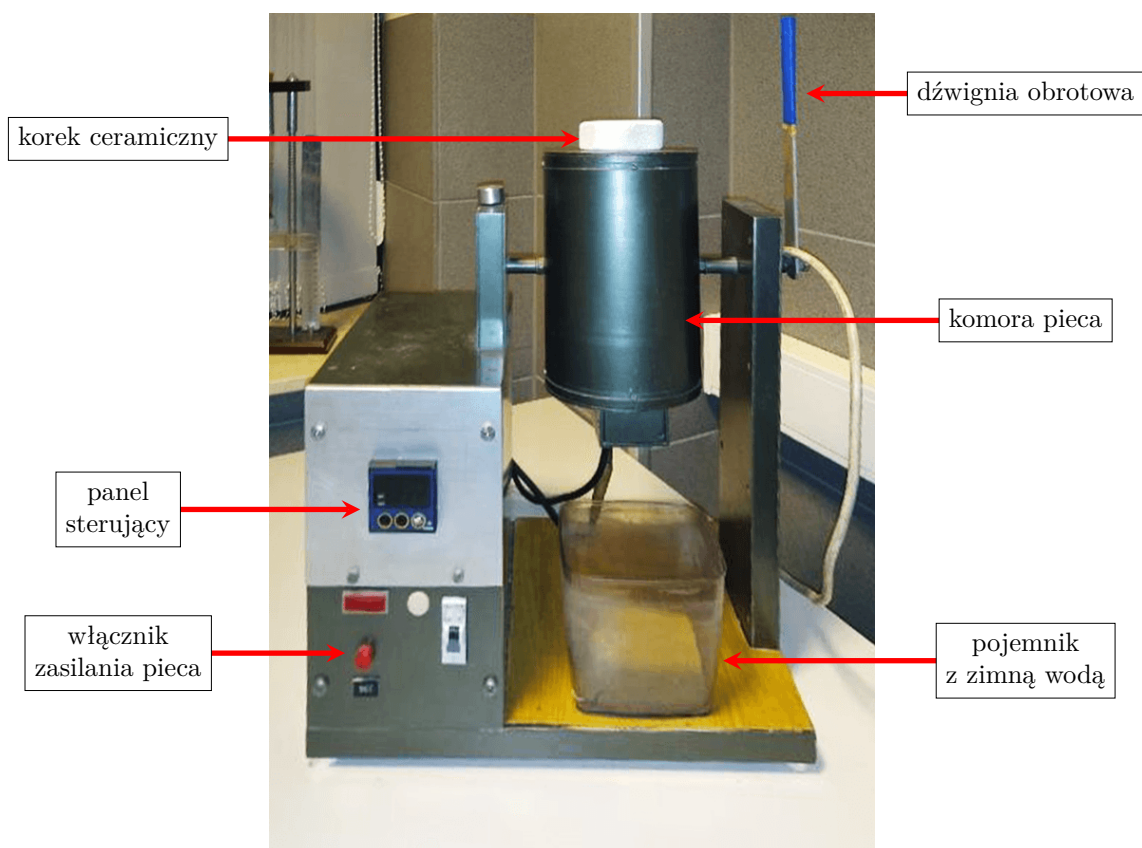
2.2.3. Wstępna preparatyka próbek

Dla każdej serii próbek (6 serii, *a-f*), należy przygotować po trzy szklane pręty, których krawędzie na końcach powinny zostać oszlifowane za pomocą papieru ściernego lub tarczy szlifierskiej.

Uwaga! W trakcie szlifowania krawędzi szklanych próbek, należy korzystać ze środków ochrony indywidualnej: okularów i rękawic ochronnych.

2.2.4. Poddanie próbek wstrząsowi cieplnemu

Aby wywołać zaplanowany wstrząs cieplny, próbki w kolejnych seriach należy podgrzewać do temperatury ustalonej dla nich w p. 2.2.2. Do ogrzewania próbek, wykorzystywany będzie piec rurowy (rys. 6).



Rysunek 6. Oporowy piec rurowy na obrotowym statywie

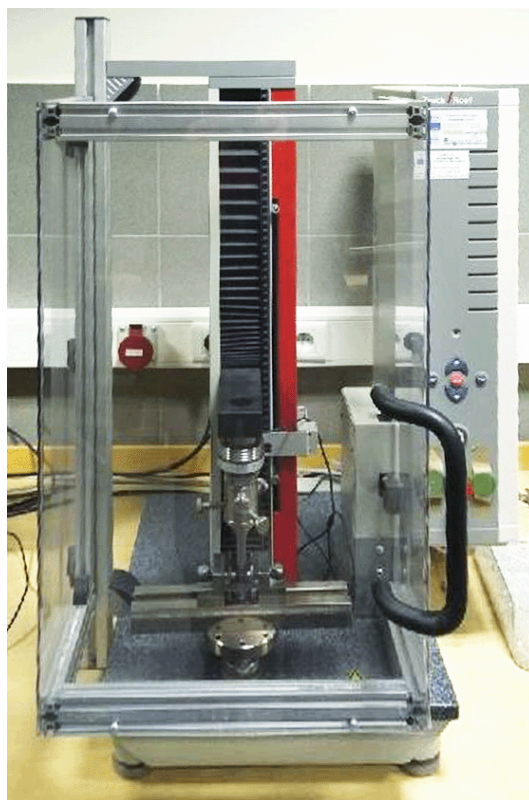
Szczegóły obsługi pieca oraz technikę gwałtownego chłodzenia, zademonstruje prowadzący ćwiczenie, jednak ogólny przebieg czynności można opisać w kilku punktach.

1. Na wstępie, należy ustawić specyficzną dla danej serii próbek wartość temperatury pieca, obliczoną w punkcie 2.2.2. Temperaturę pieca ustawia się za pomocą przycisków na panelu sterującym.
2. Po osiągnięciu przez piec zadanej temperatury, należy zdjąć ceramiczny korek z komory pieca i za pomocą pęsety umieścić w niej **trzy szklane próbki** (ułożyć na dnie pieca, nie wrzucać).
3. Po zamknięciu komory pieca ceramicznym korkiem, należy ogrzewać próbki przez **15 minut**.
4. Po upływie ustalonego czasu, w którym próbki równomiernie ogrzeją się do zadanej temperatury, należy umieścić pod komorą pieca pojemnik z zimną wodą wyłożony gąbką (gąbka amortyzuje uderzenia próbek o dno naczynia i zapobiega ich pękaniu).
5. Następnie, należy zdjąć ceramiczny korek z komory pieca i za pomocą dźwigni (rys. 6) obrócić komorę grzejącą tak, aby próbki wpadły do pojemnika z wodą.
6. Po ostudzeniu, pręty szklane należy wydobyć z pojemnika za pomocą pęsety i delikatnie osuszyć za pomocą ściereczki lub papierowych ręczników, uważając przy tym, by nie uszkodzić próbek. Wraz ze wzrostem różnicy temperatury między próbkami a chłodzącą wodą, w prętach mogą pojawiać się spękania. Obecność takich spękań należy zanotować jako uwagę przy wynikach dla danej serii.

Uwaga! Przedstawioną powyżej procedurę należy powtórzyć dla wszystkich serii pomiarowych, począwszy od najniższej temperatury dla serii *b* (p. 2.2.2), aż do najwyższej dla serii *f*.



2.2.5. Badanie wytrzymałości na zginanie

Wytrzymałość na zginanie dla kolejnych próbek z 6 serii wyznacza się przy pomocy maszyny wytrzymałościowej Zwick Roell Z0.5 (rys. 7). Uruchomienie maszyny wytrzymałościowej, wybór odpowiedniego programu badawczego służącego do wyznaczenia wytrzymałości na zginanie oraz podstawowe przeszkolenie z zakresu czynności niezbędnych do wykonania pomiarów dla szklanych prętów, przeprowadzi prowadzący ćwiczenie.



Rysunek 7. Maszyna wytrzymałościowa Zwick Roell Z0.5

Po uruchomieniu maszyny wytrzymałościowej Zwick Roell Z0.5 oraz oprogramowania **testXpert** należy sprawdzić rozstaw podpór, który dla badanych prętów szklanych powinien wynosić 40 mm, a następnie postępować według procedury.

1. Bezpośrednio przed pomiarem wytrzymałości na zginanie zmierzyć średnicę badanego pręta. Pomiar powtórzyć trzykrotnie w pobliżu środkowej części pręta.
2. Umieścić próbkę na podporach i zamknąć drzwi ochronne.
3. Na pasku zadań w programie **testXpert** wyzerować siłę za pomocą przycisku 
4. Następnie rozpocząć badanie, uruchamiając przycisk **start** na pasku zadań 
5. Po rozpoczęciu pomiaru drzwi maszyny wytrzymałościowej automatycznie blokują się (słychać charakterystyczny odgłos zamykanej blokady).
6. W trakcie pomiaru (zginania próbki), na ekranie pojawiać się będzie wykres zależności siły wywieranej przez maszynę na zginanej belce od odkształcenia wywołanego tą siłą.
7. Po zakończonym pomiarze, czyli po złamaniu próbki, drzwi maszyny wytrzymałościowej automatycznie odblokują się, a program wyświetli maksymalną zarejestrowaną w trakcie pomiaru wartość siły, czyli wartość siły powodującej zniszczenie

8. Wartości siły łamiącej należy zanotować (zob. tab. 1).
9. Po zakończonym pomiarze należy uprzątnąć odłamki szkła ze stanowiska pomiarowego.
10. Powyższą procedurę powtarzamy dla wszystkich próbek.

2.3. Opracowanie wyników

Wszystkie wyniki uzyskane w trakcie pomiarów należy zestawić w formie tabeli. Przykładowy wygląd tabeli przedstawiono poniżej (tab. 1).

Tabela 1. Zestawienie wyników pomiarowych

Seria	Temp. wody, T_w	Temp. pieca, T_p	Różnica temp., ΔT	Numer próbki	Średnia średnica próbki, d	Siła łamiąca, F	Wytrz. na zginanie, σ_{zg}	Średnia wytrzymałość na zginanie $\bar{\sigma}_{zg} \pm \delta\bar{\sigma}$
	°C	°C	°C		mm	N	MPa	MPa
a)	—	—	0	1				
				2				
				3				
b)				1				
				2				
				3				
c)				1				
				2				
				3				
d)				1				
				2				
				3				
e)				1				
				2				
				3				
f)				1				
				2				
				3				

— Wartości wytrzymałości na zginanie σ_{zg} dla każdego z badanych prętów obliczamy korzystając z równania:

$$\sigma_{zg} = \frac{8Fl}{\pi d^3}, \quad (15)$$

zwracając uwagę na jednostki w jakich wyrażone są wartości poszczególnych wielkości:

- F – wartość siły łamiącej, N,
- l – rozstaw podpór, m,

- d – średnica próbki, m (wartość średnia z trzech pomiarów).
- Dla każdej serii, na podstawie obliczonych dla niej wartości wytrzymałości, wyznaczyć wartość średnią wytrzymałości na zginanie $\bar{\sigma}_{zg}$.
- Niepewność pomiarową wyznaczenia wytrzymałości na zginanie $\delta\sigma$ można wyrazić jako odchylenie standardowe wartości średniej:

$$\delta\bar{\sigma} = \frac{\delta\sigma}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\sigma_i - \bar{\sigma}_{zg})^2}{n(n-1)}}, \quad (16)$$

przy czym n oznacza liczebność próby (w naszym eksperymencie $n = 3$, jeśli wszystkie próbki zostały właściwie zmierzone), a $\delta\sigma$ jest odchyleniem standardowym próby.

- Na podstawie uzyskanych wyników, sporządzić wykres obrazujący zmiany średniej wytrzymałości na zginanie $\bar{\sigma}_{zg}$ w zależności od różnicy temperatury ΔT . Dla punktów na wykresie dodać „słupki błędów”, ilustrujące niepewność pomiarową $\pm \delta\bar{\sigma}$.
- Z wykresu odczytać wartość doświadczalną, maksymalnej różnicy temperatury, powyżej której dochodzi do znacznego obniżenia wytrzymałości, ΔT_{\max}^d i porównać ją z wartością teoretyczną ΔT_{\max} , wyznaczoną przy pomocy równania (11).

2.4. Sprawozdanie

Sprawozdanie z wykonania ćwiczenia laboratoryjnego powinno zostać sporządzone w zeszycie laboratoryjnym. Oprócz standardowych elementów takich jak: tytuł, data wykonania ćwiczenia oraz cel ćwiczenia, sprawozdanie powinno zawierać również:

1. Krótką charakterystykę badanego materiału (rodzaj, wymiary, podstawowe właściwości).
2. Obliczenia przeprowadzone w celu wyznaczenia ΔT_{\max} oraz wartości temperatury pieca T_p dla kolejnych serii pomiarowych.
3. Tabełacyjne zestawienie wyników pomiarów (T_w , T_p , ΔT , d , F).
4. Obliczenia wartości wytrzymałości na zginanie σ_{zg} i wartości średnich wytrzymałości na zginanie $\bar{\sigma}_{zg}$ oraz powiązanych z nimi niepewności pomiarowych $\delta\bar{\sigma}$.
5. Wykres zależności średniej wytrzymałości na zginanie $\bar{\sigma}_{zg}$ od różnicy temperatury ΔT .
6. Porównanie wartości doświadczalnej ΔT_{\max}^d z wartością teoretyczną ΔT_{\max} .
7. Krótką dyskusję uzyskanych rezultatów pomiarów i wykonanych obliczeń oraz wyciągnięte na ich podstawie wnioski.

3. Przykładowe pytania i zadania do dyskusji

1. Od czego zależy kąt ugięcia bimetalu?
2. Czy kształt próbki, poddanej gwałtownemu chłodzeniu lub ogrzewaniu, ma wpływ w wartość różnicy temperatury, przy której próbka ta może ulec zniszczeniu?
3. Jakie parametry płynu chłodzącego istotnie wpływają na szybkość odprowadzania ciepła z powierzchni chłodzonego ciała?
4. Co rozumiesz pod pojęciem wytrzymałości materiałów?
5. Wyjaśnij różnicę pomiędzy wytrzymałością teoretyczną a rzeczywistą materiałów?
6. Wyjaśnij, która z wytrzymałości: na rozciąganie, czy też na ściskanie ma większą wartość w wypadku materiałów ceramicznych?
7. Jakie znasz przyczyny powstawania naprężeń cieplnych?

8. Co rozumiesz pod pojęciem odporności materiałów na wstrząs cieplny?
9. Podaj przykłady zjawiska wstrząsu cieplnego dla rzeczywistych materiałów i wyrobów.
10. Opisz rozkład naprężeń w materiale podczas gwałtownego studzenia oraz gwałtownego ogrzewania.
11. W jakich materiałach odporność na wstrząs cieplny będzie miała duże znaczenie, podaj przykłady.
12. Która z postaci tej samej substancji: monokryształ czy polikryształ, wykazuje większą odporność na wstrząs cieplny, wyjaśnij dlaczego.
13. Jaki jest wpływ porowatości materiału na odporność na wstrząs cieplny?
14. Wyjaśnij wpływ rozszerzalności cieplnej α , wytrzymałości mechanicznej σ , modułu Younga E , współczynnika przewodzenia k i wielkości próbki r_m na odporność na wstrząs cieplny.
15. Wyjaśnij, dlaczego można spodziewać się zmian wytrzymałości mechanicznej wraz ze zmianą ΔT dla: materiałów bardzo kruchych (szkła, monokryształów), materiałów polikrystalicznych bezporowatych i materiałów polikrystalicznych porowatych?
16. Czy obecność wody w mikroszczelinach materiału może mieć wpływ na ΔT_{\max} ?
17. Czy wielkość ziaren w polikryształach może mieć wpływ na ΔT_{\max} ?

4. Literatura uzupełniająca oraz wykorzystana w części teoretycznej

- [1] R. Pampuch: *Materiały Ceramiczne*, PWN, Warszawa, 1988. ISBN: 83-01-07268-7.
- [2] R. Pampuch: *Budowa i właściwości materiałów ceramicznych*, Wydawnictwa AGH, Kraków, 1995.
- [3] R. Pampuch: *Współczesne materiały ceramiczne*, Uczelniane Wydawnictwa Naukowo-Dydaktyczne AGH, 2005. ISBN: 83-7464-007-3.
- [4] G. Grabowski: *Mikrostruktura jako podstawa modelowania numerycznego właściwości tworzyw ceramicznych*, Wydawnictwo Naukowe AKAPIT, Kraków, 2022. ISBN: 978-83-65955-54-8.
- [5] J. F. Nye: *Własności fizyczne kryształów w ujęciu tensorowym i macierzowym*, PWN, Warszawa, 1962.
- [6] W. D. Kingery: *Factors Affecting Thermal Stress Resistance of Ceramic Materials*, Journal of the American Ceramic Society, 1955, **38**(1), s. 3–15.
- [7] R. B. Hetnarski, red.: *Encyclopedia of Thermal Stresses*, Springer Netherlands, Dordrecht, 2014. ISBN: 978-94-007-2738-0.
- [8] D. P. H. Hasselman: *Strength Behavior of Polycrystalline Alumina Subjected to Thermal Shock*, Journal of the American Ceramic Society, 1970, **53**(9), s. 490–495.