Seria: Mechanika z. 50

Nr kol. 368

Bohdan Mochnacki

Instytut Matematyki

PROCES STYCNIĘCIA I POWSTAWANIA JAŁY SKURCZOWEJ W ODLEWACH MATEMATYCZNY MODEL RÓŻNICOWY

Streszczenie. W pracy opisano metodę numerycznego modelowania procesów cieplnych zachodzących przy stygnięciu wlewka stali uspokojonej.Do obliczeń wykorzystano metodę bilansów różnicowych, która w klasycznej postaci służy do modelowania niestacjonarnych rozkładów temperatur w obszarze ciała stałego. Metodę bilansów przystosowano zarówno do obliczeń pól temperaturowych w ciekłej części wlewka, jak i do modelowania procesu krystalizacji. Uwzględniono wpływ skurczu objętościowego na pole temperatur w ciekłym ośrodku (różnicowy model potencjalnego przepływu cieczy). W modelu krzepnięcia uwzględniono m.in.zmienne ciepło krystalizacji, krzepnięcia stopu Fe-C w przedziałe temperatur, zmienną temperaturę krzepnięcia. W końcowej części przedstawiono część wyników uzyskanych dla modelu walcowego wlewka o masie 1500 kg. Obliczenia pro-

1. Geometria i zbiór warunków początkowych

Obszar Ω wlewka, wlewnicy i płyty podwlewnicowej jest ograniczony skończoną ilością powierzchni.

Metoda bilansów różnicowych wymaga podziału badanego obszaru na n elementów objętości. Należy więc wprowadzić dodatkowe powierzchnie podziału różnicowego, przy czym wymiary liniowe otrzymanych w ten sposób elementów objętości determinują dokładność obliczeń oraz wiążą się bezpośrednio z wielkością tzw. krytycznego interwału czasowego, określającego warunek stabilności rozwiązania. Sposób przeprowadzenia podziału różnicowego uzależniony jest od kształtu rozpatrywanego układu. Należy dążyć do uzyskania możliwie prostych form elementarnych.

Warunki początkowe modelu przyjęto następująco:

1. W chwili T = 0 temperatura ciekłego metalu wypełniającego wlewnicę jest jednakowa dla wszystkich węzłów (punktów centralnych P_i elementarnych objętości), czyli

$$t(P_{j}, 0) = t_{p}, \qquad (1)$$

gdzie i = 0,1 ... n jest indeksem elementów objętości ΔV_{i} i odpowiadających im węzłów P_i.

1973

2. Dla C = 0 $t(P_w, 0) = t_w$, (2)

gdzie i = w oznacza indeksy elementów obszaru wlewnicy.

3. Dla $\tau = 0$ t(P_d, 0) = t_d, (3)

gdzie i = d oznacza indeksy elementów obszaru płyty podwlewnicowej.

4. Temperatura otoczenia:

$$t_{ot}|_{\mathcal{T}=0} = idem = t_{ot}|_{\mathcal{T}\neq0}.$$
(4)

Warunki brzegowe modelu omówiono w dalszej części pracy.

2. Obliczenie pola temperatur w obszarze ciała stałego

Przedstawiona procedura dotyczy modelowania pola temperatur w zakrzepłej części wlewka oraz wlewnicy i płycie podwlewnicowej.

Jeżeli podział róźnicowy omawianego obszaru jest na tyle psty, że dopuszcza przyjęcie następujących założeń:

1. Powierzchnie izotermiczne w granicach danego elementu są równoległe i równo oddalone.

2. Wielkość średniego strumienia cieplnego przepływającego w interwale czasu $\Delta \tau$ przez powierzchnię ograniczającą jest proporcjonalna do począt-kowego lub końcowego gradientu temperatury w tym interwale.

3. Przyrost entalpii elementu jest proporcjonalny do przyrostu temperatury w centralnym punkcie - węźle.

4. Parametry termofizyczne pozostają w interwale ΔT niezmienne i równe wartościom początkowym.

to bilans energii dla ementu ΔV_i , otaczającego węzeł P_i jest określony związkiem (rys. 1):

$$\Delta I_{i} = \sum_{j=1}^{6} Q_{ij}, \qquad (5)$$



Rys. 1. Element różnicowy przy obliczaniu przepływu ciepła

gdzie

- ΔI_i przyrost entalpii elementu przestrzennego w czasie ΔT
- Q_{ij} ilość ciepła dopływającego przez powierzchnię boczną elementu z kierunku j w czasie Δ7
- indeks elementu objętości,
- $j = oznacza kierunek, j = = 0,1 \dots 6.$

Ilość doprowadzonego ciepła określa równanie

$$Q_{ij} = \frac{t_{ij} - t_{i0}}{R_{ij}(\tau)} \Delta \tau$$
(6)

Przyrost zaś entalpii wynosi

$$\Delta I_{i} = c_{p}(t_{i0}) \gamma(t_{i0}) \Delta V_{i}(\bar{t}_{i0} - t_{i0}), \qquad (7)$$

gdzie

- c_n, γ rzeczywista właściwa pojemność cieplna i gęstość masy,
- \bar{t}_{i0}, t_{i0} temperatura w rozpatrywanym węźle przy końcu i na początku interwału czasu $\Delta \tau$,

t_{ij} - temperatury węzłów sąsiednich na początku rozpatrywanego in-
terwału czasu
$$\Delta \tau$$
.

Temperaturę t_{iO} określa więc związek

$$\overline{t}_{i0} = \sum_{j=0}^{6} a_{ij} t_{ij} \Delta \tau$$
(8)

W zależności (8) współczynniki a_{ij} wynoszą

$$a_{ij} = [c_p(t_{i0}) \gamma(t_{i0}) \Delta V_i R_{ij}(t)]^{-1}; j > 0$$
 (9)

$$a_{i0} = \frac{1}{\Delta \tau} - \sum_{j=1}^{6} a_{ij}$$
 (10)

Wielkość krytycznego interwału czasu dla danej klatki określa zależność

$$\Delta \tau_{k} = \frac{1}{\sum_{j=1}^{6} a_{ij}}$$
(11)

Przyjęcie większej wartości interwału daje rozwiązanie niestabilne.

3. Obliczenie pola temperatur dla obszaru ciekłego metalu

Procesy cieplne w obszarze zajmowanym przez ciekły metal są bardziej złożone niż w przypadku ciała stałego. Szczegółowy opis metody obliczeń został przedstawiony w pracy [4].

Zastosowanie metody bilansów dla omawianego obszaru prowadzi do zależności

$$\overline{\overline{t}}_{i0} = \sum_{j=0}^{6} \Delta a_{ij} \overline{t}_{ij} \Delta \tau \qquad (12)$$

gdzie

t_{i0} - oznacza temperaturę w rozpatrywanym węźle obliczoną przez zastosowanie dla obszaru ciekłego równania (8), zaś

 $t_{\rm i0}$ - temperaturę poprawioną przez uwzględnienie przepływu substancji. Współczynniki $\Delta {\rm a}_{\rm i}$ wynoszą

$$\Delta a_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial \dot{m}_{ij}}{\gamma(\bar{t}_{i0}) \Delta V_i}; \quad j > 0$$
 (13)

$$\Delta a_{i0} = \frac{1}{\Delta \tau} - \sum_{j=1}^{6} \Delta a_{ij}, \qquad (14)$$

gdzie

 $\delta \dot{m}_{ij}$ - strumień substancji dopływający do elementu ΔV_i przez powierzchnię ograniczającą element w kierunku j.

We wzorach (13), (14) przyjęto dla uproszczenia stałą wartość pojemności cieplnej ciekłego metalu.

Równanie ciągłości dla potencjalnego przepływu cieczy

$$-\frac{1}{\gamma}\frac{d\gamma}{d\tau}=\nabla^{2}\varphi$$
 (15)

jest analogiczne z równaniem Fouriera opisującym niestacjonarne pole temperatury w obszarze Ω , przy czym rolę temperatury przyjmuje potencjał pola prędkości φ . Podobnie jak różnica temperatur determinuje przepływ ciepła między węzłami siatki, tak różnica potencjałów reguluje przepływ substancji między sąsiednimi klatkami. Ze względu na zakres stosowalności równania (15) pominięto występowanie w obszarze ciekłego metalu prądów kon-

28

wekcyjnych. Składowa ta dominująca w etapie zalewania, którego model nie obejmował, szybko zanika ze względu na znaczny wzrost lepkości ośrodka. Dla elementu ∆V, równanie bilansu substancji przyjmuje postać

$$\Delta m_{i} = \sum_{j=1}^{6} \delta \dot{m}_{ij}, \qquad (16)$$

gdzie

$$\Delta m_{i} = \Delta V_{i} (\overline{\gamma}_{i0} - \gamma_{i0})$$
 (17)

lub

$$\Delta m_{i} = \alpha_{v} \delta \bar{v}_{i}^{s}, \qquad (18)$$

 $\dot{\gamma}_{i0}$, $\dot{\gamma}_{i0}$ - gęstość masy w objętości ΔV_i na początku i na końcu interwału czasu $\Delta \tau$,

 ${}^{\circ} \overline{V}_{1}^{\circ}$ - objętość zakrzepłego metalu w elemencie ΔV_{1} w rozpatrywanym interwale $\Delta \tau$

Strumienie substancji m., wynoszą

$$\delta \dot{m}_{ij} = \delta \dot{v}_{ij} \gamma_{ij}(t), \qquad (19)$$

gdzie

- $\delta \dot{v}_{ij}$ strumień objętościowy metalu dopływającego do klatki ΔV_i z kierunku j,
- $y_{ij}(t)$ średnia gęstość substancji w przedziale temperatury $t \in [t_{i0}, t_{ij}]$.

Równanie (16) można więc zapisać w postaci:

$$\Delta m_{i} = \sum_{j=1}^{6} \delta \dot{v}_{ij} \gamma_{ij}(t) = \sum_{j=1}^{6} \frac{\varphi_{ij} - \varphi_{i0}}{L_{j}} \Delta P_{ij} \gamma_{ij}(t), \qquad (20)$$

gdzie

Pij

- potencjały pola prędkości w odpowiednich klatkach.

 $L_j, \Delta P_{ij}$ - odległość między węzłami klatki w kierunku j i rzut na płaszczyznę prostopadłą do kierunku L_j tej części pola ΔS_{ij} , przez którą możne zachodzić przepływ (rys. 2).

Bohdan Mochnacki



Rys. 2. Przepływ cieczy w kierunku j

Równania (20) rozpisane dla wszystkich ciekłych (całkowicie lub częściowo) elementów różnicowych tworzą układ liniowy względem szukanych wartości potencjałów φ_{ij} . Można wykazać, że układ równań (20) jest układem nieoznaczonym. Własność ta wynika z dowolności przyjęcia układu odniesienia dla potencjału φ . Przyjęcie wartości potencjału w dowolnym elemencie (wybór zera), pozwala obliczyć po-

le $\{\varphi_{ij}\}$, a w dalszej kolejności poprawione wartości temperatur $\{\bar{t}_{ij}\}$, opisane wzorami (12), (13), (14).

4. Bilanse elementarne dla etapu krystalizacji

Odprowadzenie ciepła przegrzania z obszaru fazy ciekłej trwa do chwili, gdy temperatura w węźle P_i ciekłego elementu objętości osiągnie wartość temperatury krystalizacji, która dla określonego składu stopu jest jednoznacznie określona linią likwidusu w układzie Fe-C.

Dalsze procesy cieplne zachodzące w rozpatrywanym elemencie róźnicowym związane są z zakrzepnięciem pewnych ilości metalu. Przyrost objętości zakrzepniętego metalu w klatce

$$\delta \overline{v}_{i}^{s} = \sum_{k=1}^{3} \delta_{k} \overline{v}_{i}^{s}$$

(21)

rozdzielono na trzy składowe oznaczając przez:

- δ₁v^s przyrost objętości obliczony przy założeniu przekazywania ciepła przez przewodzenie,
- $\delta_{2} \bar{v}_{4}^{B}$ poprawkę wynikającą z przepływu substancji,
- o³√s poprawkę wynikającą ze zmiany składu, a co za tym idzie z obniżenia temperatury krystalizacji.

TRównania bilansów substancji dla elementów, których górna powierzchnia tworzy zwierciadło ciekłego metalu, mają po prawej stronie dodatkowy składnik będący iloczynem przekroju górnej powierzchni S_{i1} przez średnią gęstość ciekłego metalu w rozpatrywanym elemencie i obniżenie Δh poziomu ciekłego metalu we wlewnicy.

Proces stygnięcia i powstawania jamy skurczowej ...

Ilość metalu zakrzepłego w elemencie objętości po czasie \imath wynosi

$$\Delta \overline{V}_{i}^{g} = \Delta V_{i}^{g} + \delta \overline{V}_{i}^{g}.$$
 (22)

Dominującą wśród trzech składowych $\eth \overline{V}_1^{\rm S}$ jest oczywiście objętość obliczona dla przewodzenia.

Bilans energii dla tego przypadku prowadzi do zależności

$$\delta_1 \overline{v}_{\underline{i}}^{s} = \sum_{j=0}^{6} b_{\underline{i}j} t_{\underline{i}j} \Delta \tau, \qquad (23)$$

gdzie

$$b_{ij} = \frac{1}{q_{kr}(t_{i0}) \gamma_{B}(t_{i0}) R_{ij}(t)}; j > 0$$
 (24)

$$b_{i0} = -\sum_{j=1}^{b} b_{ij}$$
 (25)

W ostatnich równaniach

q_{kr}(t_{i0}) - oznacza ciepło krystalizacji określone dla danego składu stopu z układu entalpia - węgiel [7],

Ys(tio) - gęstość masy zakrzepłego metalu.

Poprawka $\delta_2 \overline{v}_1^s$ wynikająca z przepływu ciekłego metalu wynosi

$$\delta_2 \overline{v}_i^{\mathsf{g}} = \sum_{j=0}^{\mathsf{b}} \Delta \mathbf{b}_{ij} \mathbf{t}_{ij} \Delta \mathbf{c}$$
 (26)

gdzie

$$\Delta b_{ij} = \frac{\delta m_{ij} c_{pL}}{2 q_{kr}(t_{i0}) \gamma_{s}(t_{i0})}; \quad j > 0$$
 (27)

$$\Delta b_{i0} = -\sum_{j=1}^{b} \Delta b_{ij}.$$
 (28)

Symbolem c_{pL} oznaczono właściwą pojemność cieplną cieczy.

Obliczenie wielkości $\delta_3 \bar{\nu}_i^s$ wymaga przeprowadzenia bilansu substancjalnego pierwiastka węgla dla interwału czasu $\Delta \tau$. Udział węgla zakrzep-



Rys. 3. Przebieg krystalizacji w układzie i-C

rej części wlewka można wyznaczyć z układu Fe-C, a w dalszej kolejności z bilansu substancji obliczyć nowy skład ciekłego metalu oraz ciepło Δq_{kr} , które należy odprowadzić z elementu różnicowego, aby osiągnął on nową temperaturę krystalizacji (rys. 3). Szczegółową procedurę obliczeń $\delta_3 \vec{v}_1^s$ przedstawiono w [3].

Modelując omawiany proces należy założyć przypadek krzepnięcia powierzchniowego, odpowiadający krystalizacji na granicy oddzielającej fazę stałą od fazy ciekłej. Można wówczas na podstawie obliczonych wartości $\Delta \overline{V}_1^S$ obliczać (z prostych zależności geometrycznych) grubości warstw krzepnącego metalu. Tak więc rozpatrywać można

tylko takie układy wlewek - wlewnica-płyta podwlewnicowa, które charakteryzują się dużą intensywnością stygnięcia i dla których spełnione jest kryterium Wiejnika [8], określające warunek występowania krzepnięcia typu powierzchniowego.

5. Nieciągłość modelu różnicowego

1°. Ježeli w chwili $\mathcal{T} = \mathcal{T}_1^1$ temperatura \overline{t}_{10} ciekłego metalu obliczona na podstawie algorytmu przedstawionego w rozdziale 4,osiągnęła wartość niższą od temperatury krystalizacji, oznacza to, że w rozpatrywanym elemencie rozpoczęło się stadium krzepnięcia. W takim przypadku węzłowi P_1 przyporządkowuje się wartość temperatury krystalizacji,zaś ilość zakrzepłego metalu wynika z równania:

$$\delta \overline{\mathbf{v}}_{i}^{\mathbf{B}} = \frac{c_{\mathrm{pL}} \, \mathcal{Y}_{\mathrm{L}}(\mathbf{t}_{i0}) \, \Delta \mathbf{v}_{i}}{q_{\mathrm{kr}}(\mathbf{t}_{i0}) \, \mathcal{Y}_{\mathrm{B}}(\mathbf{t}_{i0})} \, (\overline{\mathbf{t}}_{i0} - \mathbf{t}_{\mathrm{kr}}). \tag{29}$$

 2° . Jeżeli w chwili $T = T_1^2$ w elemencie ΔV_1 ilość zakrzepłego metalu liczona wg algorytmu opisanego w rozdziale 5 przekroczyła objętość rozpatrywanego elementu, to element ten traktujemy jako całkowicie zakrzepły, zaś temperaturę liczymy z zależności

$$\bar{t}_{10} = t_{kr} - \frac{q_{kr}(t_{kr})}{c_{ps}(t_{kr})} (\frac{\Delta V^{s}}{\Delta V_{1}} - 1).$$
(30)

6. Warunki brzegowe

Dla układu wlewek - wlewnica - płyta podwlewnicowa warunki brzegowe dotyczą:

- 1°. przepływu ciepła przez płytę podwlewnicową do otoczenia,
- 2°. przepływu ciepła przez górną powierzchnię wlewka,
- 3°. przepływu ciepła przez zewnętrzną powierzchnię wlewnicy,
- 4°. przepływu ciepła przez szczelinę gazową między wlewkiem a wlewnicą.

Dla warunków 1° , 3° , 4° problem można rozwiązać przez szeregowe dołączenie do oporów cieplnych $R_{ij}(t)$ brzegowych elementów różnicowych, składników wynikających z postaci warunku brzegowego. W przypadku 2° należy rozwiązać układ równań wynikający z bilansu jasmości dla elementów tworzących zarys jamy skurczowej we wlewku, przy uwzględnieniu zmieniającej się w czasie jej geometrii. Metodę modelowania warunków brzegowych przedstawiono szczegółowo w pracy [2].

7. Rozwiązanie modelu stygnięcia walcowego wlewka stali uspokojonej

Opisany w niniejszej pracy model matematyczny został sprawdzony w toku obliczeń przebiegu stygnięcia walcowego wlewka stali uspokojonej. Warunki geometryczne i warunki początkowe odpowiadały w przybliżeniu układowi do syfonowego odlewania wlewków stosowanemu w hucie "Zygmunt" w Bytomiu. Wlewnicę o wysokości H = 2,4 m, średnicy zewnętrznej D_z = 0,55 m i średnicy wewnętrznej D_w = 0,35 m podzielono na 72 pierścieniowe elementy objętości, przy czym elementy tworzące dwa górne rzędy podziału różnicowego zmieniały w czasie swą geometrię (obszar jamy skurczowej). Temperatura początkowa punktów węzłowych w obszarze wlewka wynosiła 1520[°]C, temperatura wlewnicy 200[°]C, temperatura płyty (dla której wyznaczono zastępczy opór cieplny metodą superpozycji) 50[°]C, temperatura zaś otoczenia 30[°]C. Wartość interwału czasu przyjęto równą 30 s.

Występujące w równaniach bilansów parametry termofizyczne aproksymowano metodą najmniejszych kwadratów na podstawie danych pochodzących głównie z [7, 9]. Obliczenia modelu krzepnięcia przeprowadzono na EMC ZAM-2 -GAMMA. Kompletny program i wyniki obliczeń w postaci tabulogramów przedstawiono w [2].

Zestaw drukowany po każdej pętli, która odpowiadała przyrostowi czasu stygnięcia o interwał $\Delta \tau$ obejmował:

- 1) pole temperatur węzłów obszaru wlewka i wlewnicy,
- 2) grubości warstw zakrzepłych w kierunkach promieniowym i osiowym.
- 3) współrzędne punktów krzywej tworzącej boczną powierzchnię jamy,
- 4) udział masowy pierwiastka węgla w ciekłej i stałe fazie odlewu.
- 5) czas, po którym obliczony stan został osiągnięty.

Obliczenie procesu stygnięcia wlewka na maszynie cyfrowej dostarczvło bardzo obszernego materiału do kompleksowej analizy przebiegu modelowanego procesu. W niniejszej pracy ograniczono się do omowienia krzywej krzepnięcia, czasu krzepnięcia modelu i kształtu jamy skurczowej.

- Uśrednioną krzywą krzepniecia dla centralnych elementów wlewką przedstawia rysunek 4.



Rys. 4. Krzywa krzepnięcia w układzie E-T

Na tym samym wykresie naniesiono doświadczalne krzywe dla wlewków o średnicach 200-300 mm podane przez G. Lepie i H. Relermeyera [1]. Linią przerywaną oznaczono krzywą krzepnięcia wg danych Matuschki i Nelsona 6 dla walcowego wlewka o średnicy 320 mm.

Obliczenie na podstawie wykresu 4 stałej krzepnięcia k dało wynik k = = 25 _____ Uzyskano tu bardzo dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi min 20 dla wlewków walcowych o masie 1,4 t odlanych ze stali E16 dla których $k = 24 - \frac{mm}{1/2}$. W pracy [6] podano dla podobnych warunków k = min $= 30,4 \frac{\text{mm}}{\text{min}^{1/2}}$

Narastanie warstwy zakrzepłego metalu w górnej części wlewka (kinetyka powstawania jamy skurczowej) przedstawiono na rysunku 5.

Czas krzepnięcia elementów różnicowych tej części modelu wyniósł 41.5 min. Po tym czasie odległości frontu krystalizacji od osi wlewka dla elementów centralnych wynosiła 17 mm. Ekstrapolacja krzywej krzepniecia dla tego obszaru prowadzi do wniosku, że całkowite zakrzepnięcie nastapi w 48-50 minucie procesu. Uzyskano tu zgodność z danymi Wiejnika [8] (T_k -= 53 min) i pomiarami Agiejewa [5], gdzie całkowity czas krzepnięcia wyniósł 55 minut. Obliczenie czasu wg wzoru empirycznego podanego przez Trubina [6] wynosi dla przyjętych wymiarów modelu 36 minut.



Rys. 5. Kształt jamy skurczowej oraz kinetyka jej powstawania

Jakościowa i ilościowa zgodność obliczeń krzepnięcia w oparciu o przedstawiony w pracy model z danymi uzyskanymi w hucie "Zygmunt" oraz wynikami badań, które można znaleźć w literaturze dotyczącej omawianych zjawisk wskazuje na przydatność modeli matematycznych do obliczeń cieplnych procesów odlewniczych.

LITERATURA

1.	G. Lepie - Arch. Eisenhüttenwesen, 12, 1966, s. 37.
2.	B. Mochnacki - Praca doktorska, Gliwice 1970, Biblioteka Główna Poli- techniki Śląskiej.
3.	J. Szargut, B. Mochnacki - Archiwum hutnictwa, 3, 1971, s. 269.
4.	J. Szargut, B. Mochnacki - Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Ener- getyka 39, 1971, s. 51.
5.	- Tiepłotiechnika slitka i pieczej, Sbornik trudow, G.N.T.I. Moskwa 1953.
6.	G.N. Diks, K.G. Trubin - Mietałkurgia stali, Mietałkurgizdat, Moskwa 1953.
7.	J. Wandrasz - Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Energetyka 29, 1968, s. 32.
8.	A.J. Wiejnik - Tiermodynamika litiejnoj formy, Maszinostrojenije, Mos- kwa 1968.
9.	- Tiepłofiziczeskije swojstwa wieszczestw, G.N.T.I., Mos- kwa 1960.

35

ПРОЦЕССЫ ОХЛАНДЕНИИ И ОБРАЗОВАНИИ УСАДОЧНОЙ РАКОВИНЫ В СЛИТКАХ МАТЕМАТИЧЕСКАЛ РАЗНОСТНАН МОДЕЛЬ

Резюме

В статье представлен метод вычислительного моделирования тепловых процессов, происходящих при охлаждении слитка из спокойной стали. При вычислении был использован метод разностных балансов, который служит для моделирования нестационарного распределения температур в твёрдом теле.Этот метод применим также при вычислении температурных полей в жидкой части слитка и в моделировании процесса кристаллизации. При этом учитывалось влияние объёмной усадки на температуре поле в жидкой среде (разностная модель потенциального прохождения жидкости). В затвердевающей модели отнесена переменная температура кристаллизации, затвердевание сплава Fe-C в пределе температур, переменная температура затвердевания.

В заключении подана часть результатов, полученных для модели цилиндрического слитка развесом в 1500 кг. Вычисления проводились на ЕШС ZAM 2 -GAIMA.

THE PROCESS OF COOLING AND THE FORMATION OF A CONTRACTILE CAVITY IN CASTINGS. A MATHEMATICAL DIFFERENTIAL MODEL

Summary

The paper describes a method of numerical modelling for thermal processes occurring during the cooling down of the ingot of subsided steel. For these computations use has been made of the method of differential balances; in its classical form this method serves to model unstationary temperature distributions within a solid body. The balance method has been adapted both for computations of the temperature fields in the liquid part of the ingot and for modelling the process of crystallization. The effect of the volumetric shrinkage upon the temperature field in a fluid medium has been considered (the differential model of the potential flow of a liquid). In the model of solidification there have been taken into account such factors as the variable heat of crystallization, the solidification of the iron-carbon alloy in a given range of temperatures, and the variable temperature of solidification.

In the final part there have been represented the results obtained for the model of a cylindrical ingot weighing 1500 kg. The calculations have been accomplished on a EMC ZAM 2-GAMMA computer.