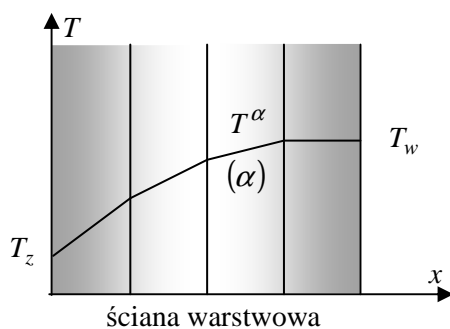


IV ZŁOŻONE PRZEŁYWY W PRZEGRODACH

Przedstawione poprzednio zagadnienia odnosiły się do izotermicznych przepływów wilgoci w ścianach oraz przepływów cieplnych bez udziału przenoszenia energii przez ruch masy. Założenia te są często zbyt daleko odbiegające od rzeczywistości. Z tej też przyczyny należy analizować wzajemne oddziaływanie przepływów ciepła z wilgocią. Wchodzą tu również problemy przemian fazowych wilgoci, a nawet przepływy jonów. Ten krąg zagadnień będzie przedstawiony w niniejszym rozdziale.

19 Jednoczesny przepływ ciepła i wilgoci w materiale

Rozpatrzmy jednowymiarowy przepływ ciepła i wilgoci w ścianie warstwowej. W pierwszej kolejności analizować będziemy jednowymiarowe przepływy ciepła, a potem niezależnie jednowymiarowy ruch wilgoci.



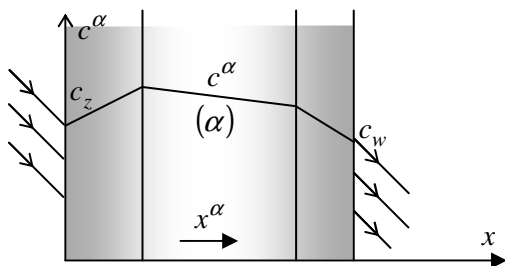
W rzeczywistych warunkach z ruchem wilgoci w ścianie zachodzi jednocześnie przepływ ciepła. Procesy te są z sobą najczęściej sprzężone przez źródła ciepła i masy. Natomiast w najprostszym przypadku potraktujemy je jako niezależne.

W typowej warstwie α obowiązuje równanie stacjonarnego i beźródłowego przepływu ciepła

$$\lambda^\alpha \frac{d^2 T}{dx^2} = 0, \quad (19.1)$$

oraz warunki brzegowe

$$T_{\alpha-1}^{(-)} = T_\alpha^{(+)}, \quad q_{\alpha-1}^{(-)} = q_\alpha^{(+)} . \quad (19.2)$$



Podobnie w przepływach wilgoci c zachodzących równocześnie z cieplnymi jest spełnione równanie

$$D^\alpha \frac{d^2 c^\alpha}{dx^2} = 0, \quad (19.3)$$

i warunki na stykach warstw

$$c_{\alpha-1}^- = c_\alpha^+, \quad j_{\alpha-1}^- = j_\alpha^+. \quad (19.4)$$

Jednoczesne przepływy ciepła i ruchu wilgoci ujmują, więc równania:

$$\lambda^\alpha \frac{d^2 T^\alpha}{dx^2} = 0 \rightarrow T^\alpha|_{x^-} = T^{\alpha-1}|_{x^-} \rightarrow q^\alpha|_{x^-} = q^{\alpha-1}|_{x^-}, \text{ stąd } T^\alpha = A^\alpha x^\alpha + B^\alpha,$$

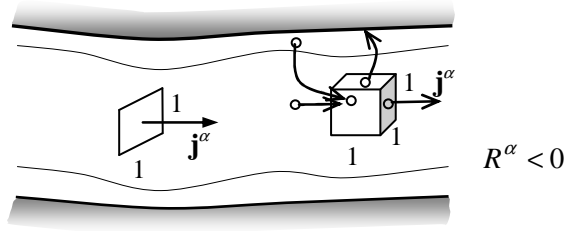
$$D^\alpha \frac{d^2 c^\alpha}{dx^2} = 0 \rightarrow c^\alpha|_{x^-} = c^{\alpha-1}|_{x^-} \rightarrow j^\alpha|_{x^-} = j^{\alpha-1}|_{x^-}, \text{ stąd } c^\alpha = D^\alpha x^\alpha + F^\alpha.$$

Ruch ciepła i wilgoci opisuje tu najprostszy układ dwóch niezależnych równań, z których wyznaczamy rozkład temperatur i stężeń wilgoci w warstwach. Równania te dotyczą przypadku idealnego, kiedy mamy do czynienia ze stacjonarnymi (nie ma pochodnych po czasie) i bezźródłowymi procesami. Nie uwzględnia się tu typowego w ścianach warstwowych procesu kondensacji pary wodnej na stykach warstw.

Można więc stwierdzić, że równania te w przybliżeniu ujmują przepływy ciepła i wilgoci w środku gorącego lata. Rozwiązaniem są tu układy łamanych przedstawionych na powyższych rysunkach.

20 Przepływy ciepła i wilgoci z uwzględnieniem kondensacji pary wodnej w przegrodach

W typowych współczesnych przegrodach warstwowych najczęściej na stykach warstw gromadzi się wilgoć. Zgromadzone w środku ściany znaczne ilości wilgoci powodują rozwijanie się mikroorganizmów i pleśni, które są niebezpieczne dla zdrowia. Z tej też przyczyny powstał problem jak konstruować „zdrowe” ściany warstwowe, które chroniłyby nas przed wpływem strat ciepła, ale również i skutkami dużego zawilgocenia ścian. Aby ten problem rozwiązać należałoby uwzględnić w przepływach ciepła również wpływ źródła wilgoci.



Rys.20.1. Przepływ wilgoci przez kapilarę

Proces ten opisują źródłowe równania przepływu ciepła i masy

$$\lambda^\alpha \frac{d^2 T}{dx^2} = LR^\alpha = r, \quad (20.1)$$

$$D^\alpha \frac{d^2 c^\alpha}{dx^2} = -R^\alpha, \quad L = \frac{r}{R^\alpha}, \quad (20.2)$$

gdzie L jest *ciepłem kondensacji swobodnej* związanej z *źródłem ciepła* r .

Przyjmujemy tu najprostszą postać źródła ciepła jako proporcjonalną do masy. Stąd po eliminacji R^α z powyższych dwóch równań otrzymamy:

$$\lambda^\alpha \frac{d^2 T}{dx^2} - LD^\alpha \frac{d^2 c^\alpha}{dx^2} = 0. \quad (20.3)$$

Mamy tu jedno równanie a do wyznaczenia są dwie funkcje T i c^α . Dodatkowe równanie uzyskamy przyjmując, że kondensująca się para jest gazem idealnym, w którym relacje między ciśnieniem, objętością i temperaturą opisuje równanie Clapeyron'a:

$$pV = n R_V T. \quad (20.4)$$

Przekształcając powyższe równanie

$$p^\alpha m^\alpha = \frac{m^\alpha}{V} n R_V T, \quad (20.5)$$

oraz wprowadzając gęstość $\rho^\alpha = \frac{m^\alpha}{V}$ i koncentrację $c^\alpha = \frac{\rho^\alpha}{\rho}$ uzyskamy relację

$$\frac{p^\alpha m^\alpha}{\rho} = c^\alpha n R_V T \rightarrow c^\alpha = \frac{m^\alpha p^\alpha}{\rho n R_V T} \rightarrow c^\alpha = A \frac{p^\alpha}{T(x)}. \quad (20.6)$$

Ostatecznie z układu równań zostanie

$$\lambda^\alpha \frac{d^2 T}{dx^2} - LD^\alpha \frac{d^2}{dx^2} \left(A \frac{p^\alpha}{T(x)} \right) = 0 \quad \text{oraz} \quad \frac{d}{dx} A p^\alpha \cong 0. \quad (20.7)$$

W wyniku dalszych przekształceń otrzymamy

$$\left(\frac{1}{T} \right)' = -\frac{1}{T^2} \frac{dT}{dx} \rightarrow \frac{d^2}{dx^2} \left(\frac{1}{T} \right) = \frac{2}{T^3} \frac{dT}{dx} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{T^2} \frac{d^2 T}{dx^2}. \quad (20.8)$$

Ostateczna postać równań przepływu wynosi

$$\lambda^\alpha \frac{d^2 T}{dx^2} - L\tilde{D}^\alpha \left(\frac{2}{T^3} \frac{dT}{dx} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{T^2} \frac{d^2 T}{dx^2} \right) = 0, \quad \text{gdzie} \quad \tilde{D}^\alpha = A p^\alpha D^\alpha. \quad (20.9)$$

Do rozwiązania tego nieliniowego problemu trzeba użyć metod przybliżonych i napisać programy obliczeń komputerowych.

21 Wpływ filtracji powietrza na przepływy ciepła w przegrodzie

Zachodząca równocześnie z *przepływami ciepła wymiana powietrza* może wpływać na rozkład temperatur w przegrodzie budowlanej. Wpływ ten jest na ogół nieznaczny, ale rośnie przy stosowaniu materiałów gruboporowatych i nieszczelnościach. Mówimy wówczas, że ściana „*oddycha*”. Jednoczesne występowanie obu tych procesów prowadzi do termofiltracji. Mamy tu równoczesny przepływ ciepła wywołany gradientem temperatur i przepływ powietrza wymuszony gradientem ciśnienia występującego po obu stronach przegrody.

Problem opisuje rozszerzone równanie przewodnictwa ciepła:

$$\rho \frac{dU}{dt} = \rho r - q_{i,i} - \left(\sum_{\alpha} M^{\alpha} j_i^{\alpha} \right)_{,i} \quad (21.1)$$

oraz równania fizyczne określające zmiany energii wewnętrznej i strumień ciepła

$$\rho \frac{dU}{dt} = \rho c_v \frac{dT}{dt}, \quad q_i = -\lambda_{ij} \frac{\partial T}{\partial x_j}. \quad (21.2)$$

Z drugiej strony przepływające powietrze jako mieszanina gazów spełnia parcjalne bilanse masy (dla składnika α)

$$-\frac{\partial \rho^\alpha}{\partial t} + (\rho^\alpha v_i^\alpha)_{,i} = \rho R^\alpha \quad \text{lub} \quad \rho \frac{dc^\alpha}{dt} + j_{i,i}^\alpha = \rho R^\alpha, \quad c^\alpha = \frac{\rho^\alpha}{\rho}, \quad (21.3)$$

łącznie z równaniami fizycznymi na potencjał chemiczny M^α i strumień masy j_i^α uwzględniający współczynnik infiltracji \hat{D}_{ij}

$$j_i^\alpha = -\hat{D}_{ij}^\alpha \frac{\partial M^\alpha}{\partial x_j} \quad \text{i} \quad M^\alpha = M^\alpha(T, p), \quad (21.4)$$

stąd

$$j_i^\alpha = -\hat{D}_{ij}^\alpha \left(\frac{\partial M^\alpha}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x_j} + \frac{\partial M^\alpha}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial x_j} \right),$$

czyli

$$j_i^\alpha = -\hat{D}_{ij}^\alpha \left(e^\alpha \frac{\partial T}{\partial x_j} + d^\alpha \frac{\partial p}{\partial x_j} \right), \quad e^\alpha \equiv \frac{\partial M^\alpha}{\partial T}, \quad d^\alpha \equiv \frac{\partial M^\alpha}{\partial p}. \quad (21.5)$$

Podstawiając równania na strumienie i potencjał chemiczny oraz energię wewnętrzną do równań bilansów otrzymamy sprzężony układ przepływu ciepła i filtracji masy w przegrodzie

$$\begin{aligned} \rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} &= \rho r - \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} + \sum_\alpha M^\alpha \hat{D}_{ij}^\alpha \left(e^\alpha \frac{\partial T}{\partial x_j} + d^\alpha \frac{\partial p}{\partial x_j} \right)_{,i}, \\ \rho \frac{\partial c^\alpha}{\partial t} &= \rho R^\alpha + \hat{D}_{ij}^\alpha \left(e^\alpha \frac{\partial T}{\partial x_j} + d^\alpha \frac{\partial p}{\partial x_j} \right)_{,i}. \end{aligned} \quad (21.6)$$

Otrzymaliśmy tu złożony układ opisujący równoczesny przepływ ciepła i powietrza w przegrodzie. Wynika z niego kilka przypadków szczególnych zależnych od postaci potencjału chemicznego M :

$$I - M^\alpha - M_0^\alpha = h^\alpha (T - T_0), \quad \text{czyli} \quad e^\alpha = \frac{\partial M^\alpha}{\partial T} = h^\alpha, \quad d^\alpha = \frac{\partial M^\alpha}{\partial p} \equiv 0, \quad (21.7)$$

$$II - M^\alpha - M_0^\alpha = g^\alpha (p - p_0), \quad \text{czyli} \quad d^\alpha = \frac{\partial M^\alpha}{\partial p} = g^\alpha, \quad e^\alpha = \frac{\partial M^\alpha}{\partial T} \equiv 0. \quad (21.8)$$

W pierwszym przypadku różnica (gradient) ciśnienia jest pomijana w przepływach powietrza.

Natomiast w przypadku II gradient temperatury jest pomijany przy przepływie powietrza tj. $\left\| \frac{\partial M}{\partial p} \right\| \gg \left\| \frac{\partial M}{\partial T} \right\|$.

Kolejnymi przypadkami są stacjonarne ($\dot{T}=0, \dot{c}=0$) i bezźródłowe ($\rho r=0, \rho R=0$) przepływy.

22 Przepływy ciepła i powietrza z dominacją gradientu temperatury

Rozpatrywać będziemy przepływy ciepła i powietrza przy założeniu pomijalności różnic ciśnienia na przebieg tego procesu. Oznacza to, że zarówno w równaniach cieplnych jak i dyfuzyjnych będą występowały przyrosty temperatur jako przyczyny przepływów. Z układu równań (21.6) przy założeniu, że $\frac{\partial M}{\partial p} \approx 0$ otrzymamy

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = \rho r - \lambda_{ij} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} + (T - T_0) \sum_{\alpha} h^{\alpha} \hat{D}_{ij}^{\alpha} e^{\alpha} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial T}{\partial x_j} \frac{\partial T}{\partial x_i} \right), \quad (22.1)$$

$$\rho \frac{\partial c^{\alpha}}{\partial t} = \rho R + e^{\alpha} \hat{D}_{ij}^{\alpha} \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_i}. \quad (22.2)$$

W izotropowym przypadku stacjonarnych i bezźródłowych przepływów otrzymamy

$$e^{\alpha} \hat{D}_{ij}^{\alpha} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} = 0 \quad i \quad -\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_i} + (T - T_0) \sum_{\alpha} e^{\alpha} h^{\alpha} \hat{D}^{\alpha} \frac{\partial T}{\partial x_i} \frac{\partial T}{\partial x_i} = 0, \quad (22.3)$$

stąd przepływ opisuje uproszczone równanie

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_i} = 0. \quad (22.4)$$

Finalnie problem sprowadza się więc do klasycznego równania przewodności cieplnej

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x_3^2} = 0. \quad (22.5)$$

23 Przepływy ciepła i powietrza z dominacją przyrostów ciśnienia

W drugim z analizowanych przypadków pomija się zależność potencjału chemicznego od temperatury, co prowadzi do bardziej realnego przypadku przepływu niż poprzednio. Z (21.6) otrzymamy wówczas ($e^\alpha \equiv 0$)

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = \rho r - \lambda_{ij} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} + (p - p_0) \sum_{\alpha} g^{\alpha} d^{\alpha} \hat{D}_{ij}^{\alpha} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (23.1)$$

$$\rho \frac{\partial c^{\alpha}}{\partial t} = \rho R^{\alpha} + d^{\alpha} \hat{D}_{ij}^{\alpha} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}.$$

Natomiast w izotropowym, stacjonarnym i bezźródłowym przypadku szczególnym zachodzi

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_i} = 0 \quad i \quad \lambda_{ij} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} + (p - p_0) \sum_{\alpha} g^{\alpha} d^{\alpha} \hat{D}_{ij}^{\alpha} \frac{\partial p}{\partial x_i} \frac{\partial p}{\partial x_j} \equiv 0. \quad (23.2)$$

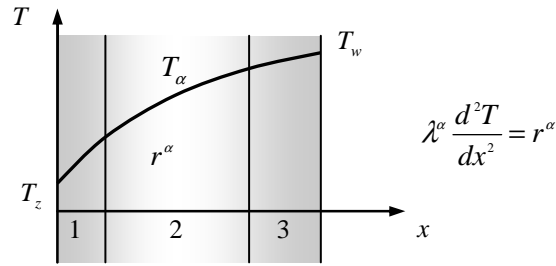
Rozwiązanie tego układu równań polega na wyznaczeniu w pierwszej kolejności rozkładu ciśnień p w układzie na podstawie równania (23.2). W następnej kolejności ciśnienie p występuje jako wielkość znana (źródło) w równaniu (23.2').

W efekcie otrzymujemy skorygowany 15% rozkład temperatur w przegrodzie.

24 Równoczesny przepływ ciepła i wilgoci w przegrodzie

Wyznaczanie rozkładów temperatur, stężeń i ciśnień w złożonych przepływach ciepło-wilgotnościowych należy do trudniejszych zadań fizyki budowli, ponieważ jednoczesne przepływy ciepła, dyfuzji i kondensacji pary wodnej w przegrodach opisuje sprzężony układ równań różniczkowych:

- przewodnictwa cieplnego z uwzględnieniem ciepła kondensacji r^{α} ($\alpha = 1, 2, 3$), które zależy od źródła masy R^{α} oraz prędkości przemiany ξ i parametru ω^{α} uwzględniającego wpływ kapilar na kondensację,

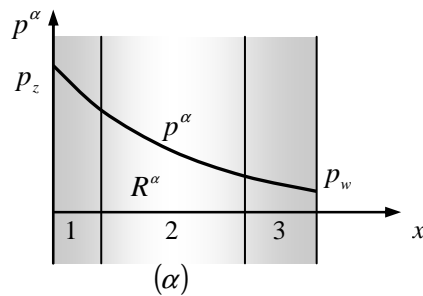


- równań łączących źródło masy $R^\alpha = v^\alpha \dot{\xi}$ i ciepło kondensacji r^α

$$r^\alpha = -(1 - \omega^\alpha) LR^\alpha = (1 - \omega^\alpha) L v^\alpha \dot{\xi}, \quad (24.1)$$

- równań dyfuzji wilgoci

$$p^\alpha(0) = \bar{p}_+^{\alpha-1}, \quad p^\alpha(h^\alpha) = \bar{p}_-^{\alpha+1}, \quad (24.2)$$



$$\frac{d}{dx} \left(\varepsilon D^\alpha \frac{dp^\alpha}{dx} \right) = R^\alpha > 0 \quad (24.3)$$

oraz dodatkowo zależność łączącą ciśnienie p^α z temperaturą. Zależnością tą jest równanie Clapeyrona dla gazów idealnych, postaci

$$pV = nRT \rightarrow p^\alpha V = CT, \quad \rho^\alpha = \frac{M^\alpha}{V^\alpha}, \quad V = \frac{M^\alpha}{\rho^\alpha}, \quad (24.4)$$

stąd gęstość ρ^α obliczamy ze wzoru

$$\rho^\alpha = \frac{p^\alpha}{BT}. \quad (24.5)$$

Natomiast gradient gęstości ρ^α wynosi

$$\frac{d\rho^\alpha}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{p^\alpha}{BT(x)} \right) = \frac{p^\alpha}{B} \left(-\frac{1}{T^2} \frac{dT}{dx} \right). \quad (24.6)$$

Po dalszych przekształceniach z równania (24.3) otrzymamy

$$\frac{d}{dx} \left[\varepsilon D^\alpha \frac{p^\alpha}{B} \left(-\frac{1}{T^2} \frac{dT}{dx} \right) \right] = \varepsilon D^\alpha \frac{p^\alpha}{B} \left[\frac{2}{T^3} \frac{dT}{dx} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{T^2} \frac{d^2T}{dx^2} \right] = R^\alpha. \quad (24.7)$$

Z porównania źródeł wynika

$$\lambda^\alpha \frac{d^2T}{dx^2} + (1 - \omega^\alpha) L R^\alpha = 0 \rightarrow \lambda^\alpha \frac{d^2T}{dx^2} + \frac{d}{dx} \left(\varepsilon D^\alpha \frac{dp^\alpha}{dx} \right) (1 - \omega^\alpha) L = 0. \quad (24.8)$$

Ostatecznie po dalszych przekształceniach otrzymujemy

$$\lambda^\alpha \frac{d^2T}{dx^2} + (1 - \omega^\alpha) L \varepsilon D^\alpha \frac{p^\alpha}{B} \left[\frac{2}{T^3} \left(\frac{dT}{dx} \right)^2 - \frac{1}{T^2} \frac{d^2T}{dx^2} \right] = 0, \quad (24.9)$$

$$\underbrace{\left(\lambda^\alpha - (1 - \omega^\alpha) L \varepsilon \frac{D^\alpha p^\alpha}{B T^2} \right)}_{A(T)} \frac{d^2T}{dx^2} + \underbrace{\frac{2(1 - \omega^\alpha) L \varepsilon D^\alpha p^\alpha}{T^3 B}}_{N(T)} \left(\frac{dT}{dx} \right)^2 = 0. \quad (24.10)$$

Końcowa forma nieliniowego równania przepływów ciepła i wilgoci jest następująca

$$A(T) \frac{d^2T}{dx^2} + N(T) \left(\frac{dT}{dx} \right)^2 = 0. \quad (24.11)$$

Wprowadzono tu współczynniki funkcyjne $A(T)$, $N(T)$ które dodatkowo komplikują obliczenia. Po przekształceniach otrzymaliśmy nieliniowe równanie przewodności cieplnej, w którym „współczynniki” A i B są złożonymi funkcjami temperatury. Takie równanie opisuje jednocześnie zachodzące procesy przepływów ciepła, dyfuzji pary wodnej oraz jej kondensacji na ściankach kapilar.

W wyniku kondensacji, we wnętrzach źle zaprojektowanych warstwowych ścianach budynków, powstają miejsca o podwyższonej wilgoci, gdzie rozwijają się po pewnym czasie mikroorganizmy i pleśń.

Podany wywód opierał się na słuszności następujących równań fizycznych:

I. Przewodnictwo cieplne spełniają prawo Fouriera

$$q^\alpha = -\lambda^\alpha \frac{dT}{dx}. \quad (24.12)$$

II. Dyfuzja opiera się na prawie Ficka

$$j^\alpha = -\varepsilon D^\alpha \frac{d\rho^\alpha}{dx}. \quad (24.13)$$

III. Dyfundująca para spełnia równanie (Clapeyron'a) stanu gazu idealnego

$$\rho^\alpha = \frac{p^\alpha}{BT^\alpha}. \quad (24.14)$$

IV. Źródło ciepła r^α jest liniową funkcją źródła masy R^α

$$r^\alpha = -(1 - \omega^\alpha) LR^\alpha. \quad (24.15)$$

Z ostatniego równania wynika, że ciepło desorpcji potrzebne na to, aby cząstka cieczy stała się parą wodną, jest proporcjonalna do ilości masy (źródła masy), która przeszła w stan gazowy. Kinetykę tego procesu opisuje prędkość ξ i współczynnik przemiany v^α zależny od warunków lokalnych procesu. Natomiast parametr ω^α ujmuje wpływ struktury porów na cieplny efekt przemiany ($0 < \omega^\alpha < 1$).

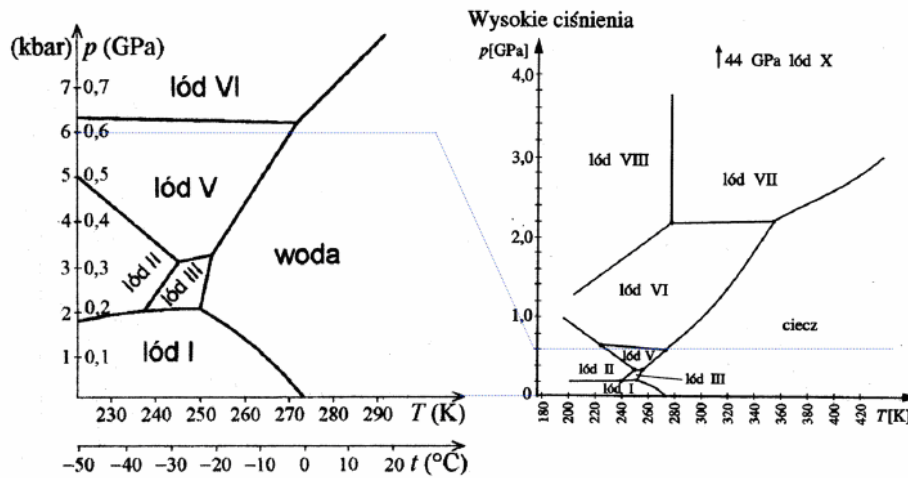
Obecnie programy obliczeń komputerowych pozwalają określać i prognozować temperaturę i wilgotność we wnętrzu ściany. Ponadto, dla zadanych grubości i właściwości poszczególnych warstw ściany wyznacza się numerycznie nie tylko rozkład temperatury i wilgoci, ale i miejsca powstania kondensatu. W miejscach tych możemy określać również warunki, kiedy kondensat będzie prowadził do zniszczeń ściany np. w wyniku rozwoju mikroorganizmów.

25 Przemiana fazowa woda-lód w materiałach budowlanych

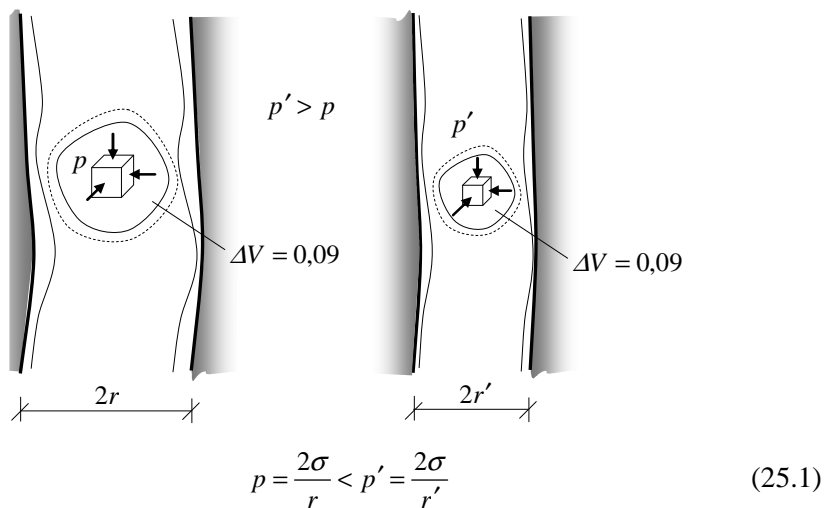
Przemiana wody w lód w sieci kapilar typowych materiałów budowlanych jest podstawowym mechanizmem ich destrukcji. Powstające kryształy lodu zwiększają swoją objętość o około 9%, naciskają na ścianki kapilary, wywołując w niej naprężenia rozciągające. Proces ten wielokrotnie powtarzany, szczególnie na wiosnę (zamarzanie /odtajanie) jest zasadniczą przyczyną zniszczeń tynków. Z uwagi na jego powszechność zostanie tu przedstawiony.

Destrukcja wywołana przez wilgoć w materiałach budowlanych wynika z właściwości wody jako cieczy polarnej. Badania wody w zależności od ciśnienia i temperatury tzw. diagram Piscoriusa przedstawia rysunek 25.1. Nas interesuje przedział $(-25^0\text{C} - 0^0\text{C})$. Z wykresu wynika, że w niskich temperaturach woda przechodzi w lód w coraz wyższych ciśnieniach.

Diagram fazowy wody przy dużych ciśnieniach



Rys.25.1. Wykres fazowy wody- diagram Piscoriusa



Rys.25.2. Oddziaływania lodu ze ścianką kapilary

Wyjaśnienia procesów przemian fazowych i przepływu wilgoci oraz ciepła w murach dokonamy posługując się metodami termomechaniki ciał wieloskładnikowych. Przyjmować będziemy, iż każda cząstka materiału składać się będzie z trzech elementów:

- szkieletu o gęstości ρ^0 ,
- wody (faza ciekła) o gęstości ρ^1 ,
- lodu (faza stała) o gęstości ρ^2 .

Spełnione będą przy tym parcjalne bilanse masy

$$\frac{\partial \rho^0}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho^0 \mathbf{v}^0) = 0 \rightarrow \rho^0 = \text{const.}, \quad (\text{szkielet}) (25.2)$$

$$\frac{\partial \rho^1}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho^1 \mathbf{v}^1) = \rho R^1 \rightarrow \left(\rho \frac{dc^1}{dt} + \operatorname{div}(\rho^1 \mathbf{u}^1) = \rho R^1 \right), \quad (\text{woda}) (25.3)$$

$$\frac{\partial \rho^2}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho^2 \mathbf{v}^2) = \rho R^2 \rightarrow \left(\rho \frac{dc^1}{dt} + \operatorname{div}(\rho^2 \mathbf{u}^2) = \rho R^2 \right). \quad (\text{lód}) (25.4)$$

Przemianom fazowym towarzyszy ciepło. Wynika stąd, że ciepło przemiany fazowej ρr jako wielkość proporcjonalna do tworzącej się masy fazy, czyli ρR spełnia warunek

$$\rho r = \sum_{\infty} \rho R^{\alpha} M^{\alpha} \rightarrow \rho r = \rho R^2 (M^2 - M^1). \quad (25.5)$$

Uzyskaliśmy więc jawne wyrażenie na źródło ciepła w analizowanym procesie. W przytoczonych równaniach symbolami ρ^{α} , $c^{\alpha} = \rho^{\alpha} / \rho$, \mathbf{v}^{α} , \mathbf{w} , \mathbf{u}^{α} , R^{α} , $\rho^{\alpha} \mathbf{u}^{\alpha}$, $\rho \mathbf{F}$, $\boldsymbol{\sigma}^{\alpha}$, $2\mathbf{d} = \operatorname{grad} \mathbf{w}^T$, ρU , ρr , q , T , $\Theta = T - T_0$, M^{α} , oznaczono kolejno gęstość, koncentrację, prędkość komponentyjną, barycentryczną i dyfuzyjną składnika α , źródło i strumień masy, siłę masową, tensory naprężenia i prędkości odkształceń, energię wewnętrzną, źródło i strumień ciepła, przyrost temperatury i potencjał chemiczny.

Z przytoczonych bilansów uzyskamy układ sprzężonych przepływów ciepła i wilgoci w ciele kapilarno – porowatym.

Wyjściowym punktem rozważań są tu zlinearyzowane równania bilansów ciepła i masy

$$\rho T_0 S = \rho r - \operatorname{div} \mathbf{q}, \quad (25.6)$$

$$\rho \dot{c}^1 = \rho R^1 - \operatorname{div} \mathbf{j}^1, \quad (25.7)$$

$$\rho \dot{c}^2 = \rho R^2 - \operatorname{div} \mathbf{j}^2. \quad (25.8)$$

Do układu tych równań należy dołączyć równania fizyczne określające własności składników biorących udział w procesie. Mają one postać

$$S=S(V), M^1=M^1(V), M^2=M^2(V), \rho r=\rho R^2(M^2-M^1), \quad (25.9)$$

$$\mathbf{q}=-k \operatorname{grad} \Theta, \mathbf{j}^1=-D^1 \operatorname{grad} M^1, \mathbf{j}^2=-D^2 \operatorname{grad} M^2 \approx 0, \Theta=T-T_0, \quad (25.10)$$

gdzie $V=\{\Theta, c^1, c^2, \operatorname{tr} \boldsymbol{\sigma}^0\}$, a S oznacza entropię układu, Θ - przyrost temperatury, k - współczynnik przewodności cieplnej a D^1 i D^2 - współczynniki dyfuzji.

W najprostszym liniowym przybliżeniu równania fizyczne mają formę

$$\begin{aligned} S=c_w \Theta, \quad M_1=ac^1+d\Theta+f \operatorname{tr} \boldsymbol{\sigma}^0, \quad M_2=bc^1+\rho c^2, \quad M^2-M^1=Q, \\ c=c^2(c^1, \Theta), \quad c^2=\frac{\partial c^2}{\partial c^1} c^1+\frac{\partial c^2}{\partial \Theta} \theta \approx hc^1+L\theta. \end{aligned} \quad (25.11)$$

Wynika stąd następujący układ sprzężonego przepływu ciepła i wilgoci

$$\rho T_0 c_w \dot{\theta}=(hc^1+L\dot{\theta})Q+\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} \theta), \quad (25.12)$$

$$\rho(\dot{c}(1+h)+L\dot{\theta})=\operatorname{div}[D^1 \operatorname{grad}(ac^1+\theta(d))+D^1 \nabla^2(f \operatorname{tr} \boldsymbol{\sigma}^0)], \quad (25.13)$$

gdzie $\rho c_w=\sum_{\alpha} \rho^{\alpha} c_w^{\alpha}$ i składnik $D^1 \nabla^2(f \operatorname{tr} \boldsymbol{\sigma}^0)$ należy traktować jako źródło masy, a wielkości $\rho T_0 c_w, h, l, Q, \lambda, a, d$ należy wyznaczyć z badań doświadczalnych.

Zauważmy, że dla stacjonarnych pól dyfuzji $\dot{c}^1=0$, zniknie człon źródłowy w równaniu przewodnictwa ciepła.

Do równań (25.12) i (25.13) należy dołączyć warunki początkowe

$$\Theta(t=0)=\theta_0, \quad c^1(t=0)=c_0 \quad (25.14)$$

oraz brzegowe

$$\theta_1 \Big|_{A_1}=\bar{\theta}, \quad c_{11} \Big|_{A_2}=\bar{c}_1$$

lub

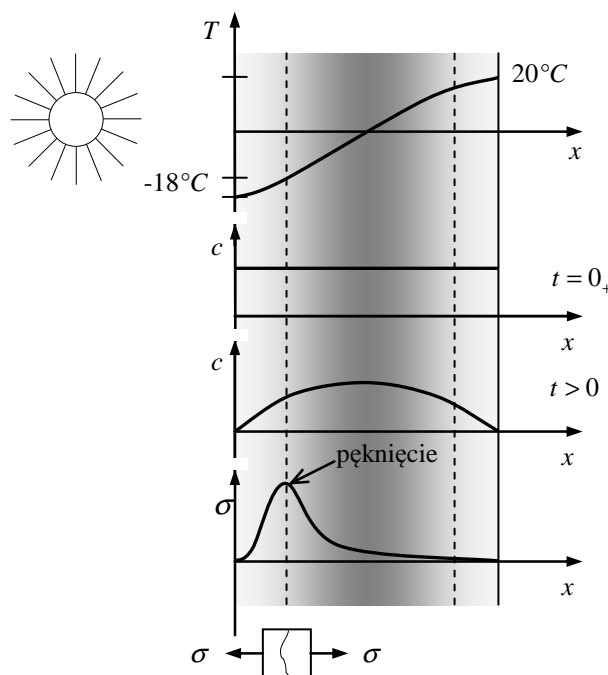
$$-\lambda \operatorname{grad} \theta_1 \Big|_{A_3}=\alpha_T(T_A-T_0), \quad \mathbf{j}_1^1 \Big|_{A_1}=\bar{\mathbf{j}}_1. \quad (25.15)$$

W warunkach brzegowych (25.15) T_A jest temperaturą otoczenia a T_0 - temperaturą powierzchni, α_T - współczynnikiem przyjmowania ciepła.

26 Przepływy ciepła przy przemianie wody w lód

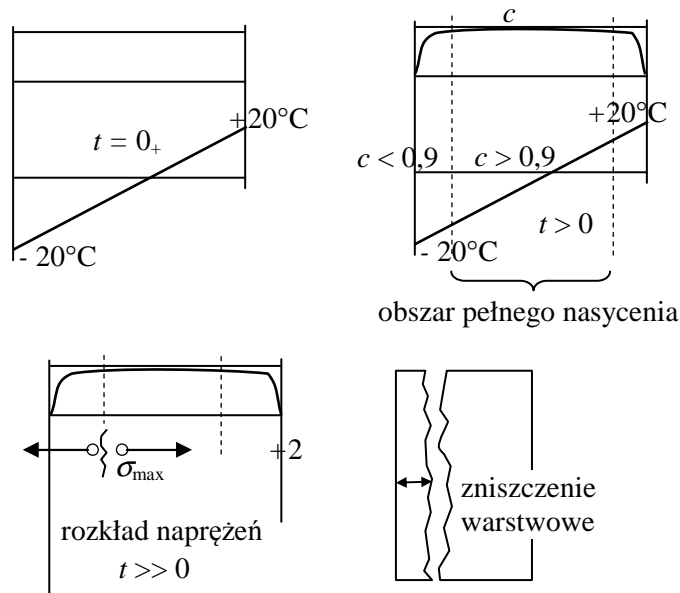
Przemianie fazowej wody w lód towarzyszy powstanie ciepła przemiany, które w równaniach przepływu ciepła wystąpi jako człon źródłowy. Dojdzie też do sprzężenia równań przepływu masy z równaniami przepływu ciepła. Mamy więc sytuację formalnie podobną jak poprzednio, kiedy uwzględnialiśmy wpływ kondensacji kapilarnej na przepływy ciepła w przegrodzie.

Analizować będziemy przepływ wilgoci w jednorodnym materiale kapilarno - porowatym o znanym rozkładzie temperatur. W sieci kapilar może dochodzić w określonych miejscach do przemiany fazowej woda- lód. Zakładamy, iż na powierzchni zewnętrznej występuje zmienne stężenie wilgoci. Kolejne etapy zniszczenia warstwowego przedstawia rys. 26.2.



Rys.26.1. Rozkłady temperatur T , wilgoci c i naprężeń σ w ścianie

W początkowym stanie mamy prawie pełne zawilgocenie ($t = 0_+$). Po pewnym czasie woda migruje do otoczenia a na powierzchni występuje znaczny jej ubytek. To mniejsze zawilgocenie chroni wyprawę przed rozsądzeniem w bezpośrednim sąsiedztwie powierzchni. Jednakże w strefie prawie pełnego nasączenia i wypełnienia kapilar istnieją warunki do tworzenia się bryłek lodu. Powstają tam przyrosty naprężeń, a dalej po zniszczeniu - rozsądzeniu kapilar przez lód dochodzi do odspojenia wyprawy (rys. 26.2d).



Rys.26.2. Warstwowy mechanizm zniszczenia tynku

Zawilgoconą przegrodę traktować będziemy jako ośrodek trójskładnikowy: -szkielet o ρ_0 , fazę ciekłą ρ_1 oraz lód ρ_2 . Słuszne są tu parcjalne bilanse masy

$$\frac{\partial \rho^\alpha}{\partial t} + \text{div}(\rho^\alpha \mathbf{v}^\alpha) = R^\alpha \quad \text{lub} \quad \rho \frac{dc^\alpha}{dt} + \text{div}(\mathbf{j}^\alpha) = R^\alpha, \quad \alpha = 0, 1, 2, \quad (26.1)$$

gdzie $c^\alpha = \frac{\rho^\alpha}{\rho}$, $\mathbf{v}^\alpha = \mathbf{w} + \mathbf{u}^\alpha$, $\rho \mathbf{w} = \sum_\alpha \rho^\alpha \mathbf{v}^\alpha$, $\mathbf{j}^\alpha = \rho^\alpha \mathbf{u}^\alpha$.

Po zsumowaniu bilanse te prowadzą do zasady zachowania masy

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{w}) = 0. \quad (26.2)$$

W uproszczonym ujęciu problemu rozkład dyfundującej wilgoci będziemy utożsamiali z ruchem fazy ciekłej c_1 .

Dyfuzję fazy ciekłej c_1 określa układ równań

$$\rho \dot{c}_1 + \text{div} \mathbf{j}_1 = R_1, \quad \mathbf{j}_1 = -D \text{grad} c_1. \quad (26.3)$$

W jednowymiarowym przypadku szczególnym zachodzi

$$\rho \dot{c}_1 = D_1 \frac{\partial^2 c_1}{\partial x_1^2}, \quad c(0_+) = c_0, \quad c(x_1 = 0) = 0, \quad c(x_1 = H) = 0. \quad (26.4)$$

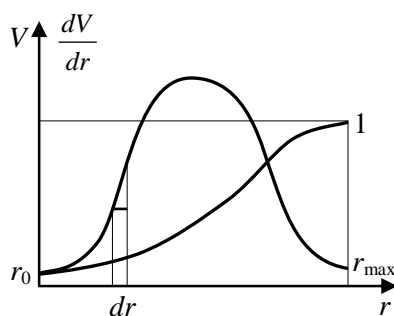
Z rozwiązania równania dyfuzji otrzymamy zmienny w czasie rozkład stężeń ciekłej wody. Kolejną wielkością charakterystyczną jest stopień wypełnienia kapilar s .

Z podobnego równania przewodności cieplnej

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} \mathbf{q}, \quad \mathbf{q} = -\lambda \text{grad} T \quad \text{oraz} \quad T(0_+) = T_0, \quad \mathbf{q} = \alpha_T (T - T_0) \mathbf{n} \quad (26.5)$$

określimy rozkład temperatury T , uzależniony od strumienia ciepła q oraz własności materiału, czyli ciepła właściwego c_v i współczynnika przewodności cieplnej λ . W tych wstępnych rozważaniach przepływy ciepła i wilgoci traktujemy niezależnie.

Kolejnym zagadnieniem szczególnym jest stopień wypełnienia kapilar. Znamy tu rozkład średnic kapilar w materiale jako podstawową charakterystykę geometryczną. Oczywiście najbardziej ruchliwe są cząstki cieczy w najszerszych kapilarach, a najbardziej związane w najwęższych. Wynika stąd, iż w pierwszej kolejności wypełniają się najwęższe kapilary. Z drugiej strony w tych wąskich kapilarach przemiana wody w lód zachodzi w niskich temperaturach rzędu -25°C .



Rys.26.3. Całkowa i różniczkowa krzywa gęstości rozkładu porów

Objętość kapilar na jednostkę objętości materiału określa relacja

$$V = \int_{r_0}^{r_m} \frac{dV}{dr} dr, \quad (26.6)$$

natomiast stężenie objętościowe c zależność

$$c = \int_{r_0}^r \frac{dV}{dr} dr, \quad (26.7)$$

gdzie r_0, r, r_m są odpowiednio minimalnym promieniem kapilary rzędu 10^{-8} m, aktualnym oraz maksymalnym rzędu 10^{-4} m.

Analiza rozkładów pól temperatur i wilgoci jest wstępnym etapem wyjaśniania warstwowego mechanizmu zniszczeń warstw tynku. Kolejny związany jest z anormalnym procesem krystalizacji lodu w sieci kapilar. Z diagramu różnych form przemian fazowych wody wynika, iż przy rosnącym ciśnieniu woda przechodzi w lód w temperaturach niższych od zera ($-28 < T < 0^\circ\text{C}$), przy czym w największych kapilarach zawsze pozostanie w fazie ciekłej, ponieważ tam kryształy lodu mogą powstać tylko przy wysokim ciśnieniu.

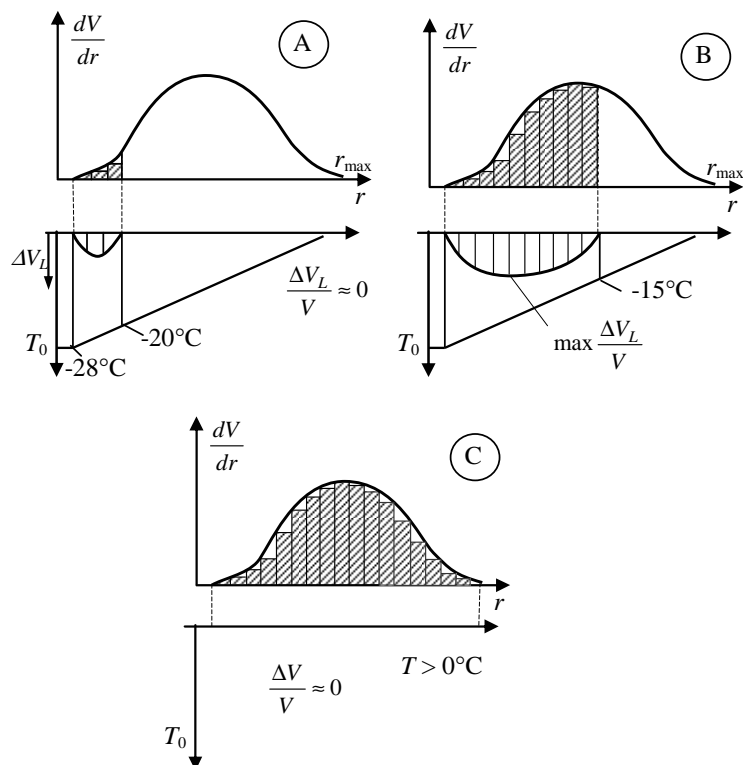
Przeanalizujemy teraz warunki powstawania lodu w trzech typowych miejscach ściany (por. rys.26.4):

- w zewnętrznej warstwie (A), gdzie panuje najniższa temperatura oraz stosunkowo najmniejsze zawilgocenie,
- w warstwie pośredniej (B), przy umiarkowanym zawilgoceniu i temperaturze,
- w warstwie środkowej (C), przy dużym zawilgoceniu ale stosunkowo wysokiej temperaturze.

W pierwszej kolejności wypełnione są wodą mikrokapilary, a następnie coraz szersze pustki i kapilary.

W przypadku (A), słabe wypełnienie cieczą nie powoduje zniszczeń, ponieważ brak wilgoci zdolnej do przemiany fazowej. W przypadku (C) z kolei, mamy duże wypełnienie sieci kapilar, ale ta część znajduje się poza zasięgiem temperatur ujemnych. Natomiast w przypadku pośrednim (B), mamy co prawda wyższą temperaturę niż na brzegu, ale za to dużo wilgoci zdolnej do przemiany w lód. Tam też wystąpią największe naprężenia związane z 9% przyrostem objętości. Widać więc, że zniszczenia wystąpią między powierzchnią a wnętrzem ściany na pewnej grubości g . Z uwagi na cykliczne powtarzanie się opisanego procesu dochodzi do uszkodzeń w określonej warstwie muru, znajdującej się w bezpośrednim sąsiedztwie zewnętrznych warstw tynku. Tynk po pewnym czasie odpaja się od podłoża.

Podaliśmy tu jakościowy opis narastania kryształów lodu w materiale, który prowadzi do zniszczeń warstwowych tynków. Pozostaje jeszcze do wyjaśnienia mechaniczny aspekt procesu, co przedstawiono na rys.26.4



Rys.26.4. Wzrost objętości lodu $\frac{\Delta V}{V}$ w sieci kapilar w częściach: A - na powierzchni zewnętrznej, B - w części przypowierzchniowej, C - we wnętrzu przegrody

27 Wykwity soli na powierzchni murów

W mocno zawilgoconych licach murów ceglanych i tynków obserwujemy wykwity solne. Zjawiska te występują szczególnie często w przypadku starych budowli, gdzie spoiny zaprawy są zwiędnięte oraz przy pełnym zawilgoceniu ścian. Narastanie wykwitów solnych potęguje się na wiosnę w wyniku wielokrotnej przemiany fazowej woda – lód zachodzącej w sieci kapilar. Zjawisku temu towarzyszy też narastanie naprężeń wewnętrznych wynikających z ekspansji lodu i soli w sieci kapilar. W pierwszej kolejności po wymyciu soli z mikrospektań w szkielecie do wilgoci wypełniającej kapilary następuje proces dysocjacji. Proces ten zmierza do pewnego stanu równowagowego zależnego od stężenia elektrolitu, temperatury, i innych

fizyko-chemicznych parametrów układu. Ilościową miarą procesu dysocjacji jest stopień dysocjacji roztworu. Dalej następuje przepływ i krystalizacja jonów.

Wyszczególnione zjawiska po zsumowaniu prowadzą do zniszczenia struktury muru. Proces ten jest szczególnie groźny w przypadku mocno zawilgoconych piwnic budowli zabytkowych.

A. Przepływy roztworów soli

Analizować będziemy procesy przepływów roztworów soli w bezpośrednim sąsiedztwie powierzchni muru. Będą to roztwory o znacznym stopniu zdysocjowania na jony.

Zakładać będziemy:

- pełne nasycenie kapilar ceramiki i zaprawy roztworem zdysocjowanych soli,
- elektroobojętność roztworu soli w całości,
- przepływ roztworu jonów wynika jedynie z różnic stężeń składników w przypowierzchniowych warstwach muru,
- proces można opisać równaniami dyfuzji powierzchniowej,
- mamy do czynienia z 4-składnikowym roztworem elektrolitu: szkieletu o gęstości ρ^0 , roztworu soli o ρ^1 i ρ^2 , soli na powierzchni ściany o gęstości ρ^3 oraz ładunkami e^α składników mieszaniny.

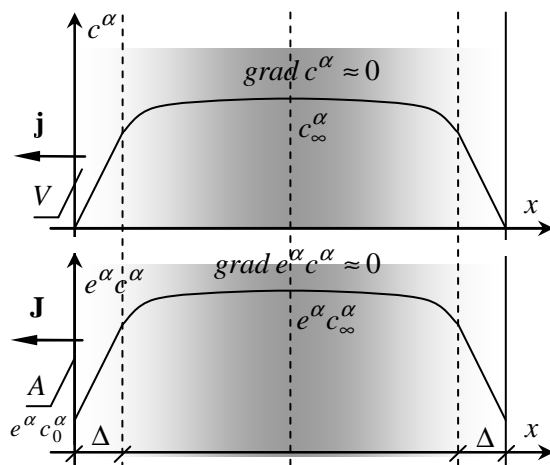
Parcjonalne bilanse masy i ładunku elektrycznego mają postać:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^\alpha}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho^\alpha \mathbf{v}^\alpha) &= \rho R^\alpha, \quad \alpha=0,1,2,3,\dots, \\ \frac{\partial e^\alpha \rho^\alpha}{\partial t} + \operatorname{div}(e^\alpha \rho^\alpha \mathbf{v}^\alpha) &= \rho e^\alpha R^\alpha, \quad \alpha=0,1,2,3,\dots \end{aligned} \quad (27.1)$$

lub

$$\begin{aligned} \rho \frac{d e^\alpha c^\alpha}{e^\alpha dt} + \operatorname{div}(\rho^\alpha \mathbf{u}^\alpha) &= \rho R^\alpha, \quad \text{gdzie } \mathbf{u}^\alpha = \mathbf{w} + \mathbf{u}^\alpha, \quad \mathbf{j}^\alpha = \rho^\alpha \mathbf{u}^\alpha, \\ \rho &= \sum_\alpha \rho^\alpha, \quad c^\alpha = \frac{\rho^\alpha}{\rho}. \end{aligned} \quad (27.2)$$

Zauważmy, iż przy pełnym zawilgoceniu ścian w części środkowej znikają gradienty stężeń jako przyczyny przepływu roztworu. Przepływ wystąpi jedynie w cienkich warstwach przypowierzchniowych. Będą to przepływy roztworów soli, które na powierzchni murów się osadzają w postaci wykwitów solnych.



Rys.27.1. Przepływy przypowierzchniowe masy i ładunku elektrycznego

B. Przepływy przypowierzchniowe

Równania przepływów przypowierzchniowych uzyskamy z równań bilansów po scałkowaniu źródła ρr po objętości $V=F\Delta$, gdzie V jest objętością, F - powierzchnią wykwit, a Δ - grubością warstwy.

Sumując bilanse składników roztworu ρ^1 i ρ^2 otrzymamy:

$$\rho \frac{d}{dt} (c^1 + c^2) + \text{div} (\mathbf{j}^1 + \mathbf{j}^2) = 0 \text{ lub} \quad (27.3)$$

$$\rho \frac{dc}{dt} + \text{div} \mathbf{j} = 0, \quad c = c^1 + c^2, \quad \mathbf{j} = \mathbf{j}^1 + \mathbf{j}^2.$$

Pomijając składniki źródłowe i konwekcyjne przepływu roztworu uzyskujemy po scałkowaniu równość:

$$\int_V \frac{dc}{dt} dV + \int_A \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} dA = 0, \quad \int_V \frac{dec}{dt} dV + \int_A e \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} dA = 0, \quad \text{gdzie } V = A \cdot \Delta. \quad (27.4)$$

Uśredniając wyrażenia podcałkowe otrzymamy równanie przepływu masy i ładunku:

$$\rho \dot{c}V = \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} A, \quad \rho e \dot{c}V = \mathbf{J} \cdot \mathbf{n} A. \quad (27.5)$$

Pominęliśmy w nich konwekcyjną składową przepływu i człon źródłowy.

C. Równania strumieni jonów

Prędkość jonu (α) \mathbf{v}^α łączy z polem elektrycznym \mathbf{E} ruchliwość r^α

$$\mathbf{v}^\alpha = r^\alpha \mathbf{E}. \quad (27.6)$$

W roztworze jony dodatnie (kationy) niosą sumaryczny ładunek

$$\mathbf{J}_+ = \sum_{\alpha} e^{\alpha+} \rho^{\alpha} r^{\alpha} \mathbf{E}, \quad (27.7)$$

a aniony niosą ładunek

$$\mathbf{J}_- = \sum_{\beta} e^{\beta-} \rho^{\beta} r^{\beta} \mathbf{E}. \quad (27.8)$$

Prąd jest równy sumie ładunków dodatnich i ujemnych przeniesionych w jednostce czasu i powierzchni, czyli:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_+ + \mathbf{J}_- = \sum_{\alpha}^{+} \rho^{\alpha} e^{\alpha} r^{\alpha} \mathbf{E} + \sum_{\beta}^{-} \rho^{\beta} e^{\beta} r^{\beta} \mathbf{E}. \quad (27.9)$$

Ponieważ pole elektryczne w elektrolizie spełnia prawo Ohma

$$\mathbf{J} = \bar{\delta} \mathbf{E} \quad \text{lub} \quad \mathbf{J} = -\bar{\delta} \text{grad } \varphi, \quad \mathbf{E} = -\text{grad } \varphi, \quad (27.10)$$

gdzie φ jest potencjałem elektrycznym. To z porównania obu wyrażeń

$$\mathbf{J} = \left(\sum_{\alpha}^{+} \rho^{\alpha} e^{\alpha} r^{\alpha} + \sum_{\beta}^{-} \rho^{\beta} e^{\beta} r^{\beta} \right) \mathbf{E} \quad (27.11)$$

wynika, że *konduktywność elektryczna* $\bar{\delta}$ wynosi

$$\bar{\delta} = \sum_{\alpha}^{+} \rho^{\alpha} e^{\alpha} r^{\alpha} + \sum_{\beta}^{-} \rho^{\beta} e^{\beta} r^{\beta}. \quad (27.12)$$

Otrzymaliśmy tu wyrażenie na konduktywność elektryczną przepływu jonowego (soli) w przypowierzchniowych warstwach zasolonego muru. Zauważmy, iż równanie to ma podobną postać jak równanie przewodnictwa cieplnego i dyfuzji. W każdym z nich strumień ciepła czy masy zależy od gradientu potencjału – w tym wypadku potencjału chemicznego.

D Strumienie masy

Uzupełniając (27.5) równaniem konstytutywnym na strumień masy \mathbf{j} , otrzymamy:

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{n} = -k \left(\frac{c_0 - c_\infty}{\Delta} \right), \quad \mathbf{I} = \bar{\delta} \mathbf{E}, \quad (27.13)$$

gdzie: k jest współczynnikiem kinetycznym procesu przepływu c_0 i c_∞ - sumarycznymi ($c = c_1 + c_2$) stężeniami roztworu na początku i końcu procesu, a Δ - grubością warstwy wysychania.

Z równań (27.5) i (27.13) uzyskamy uproszczone równanie przepływu

$$\frac{dc}{dt} = \Delta \frac{kA}{m\Delta} (c_0 - c_\infty), \quad \frac{d(ec)}{dt} = \frac{\bar{\delta} A}{\rho V} \frac{\varphi_0 - \varphi_\infty}{\Delta}, \quad (27.14)$$

gdzie $m = \rho V$ i $c(0) = c_0$, stąd

$$c - c_0 = -\frac{kA}{m\Delta} (c_0 - c_\infty) t, \quad \varphi_0 - \varphi_\infty = \frac{k}{\bar{\delta}} (c_0 - c_\infty). \quad (27.15)$$

Całka (27.15) równania (27.14) opisuje przepływ powierzchniowy roztworu przy pełnym nasyceniu porów we wnętrzu ściany.

E Odparowanie wilgoci

Na powierzchni ściany roztwór wypełniający kapilary ulega dekompozycji – cząstki wody dyfundują jako para do otoczenia, natomiast sól osadza się na powierzchni ściany w formie wykwitów.

Zachodzi

$$c = \frac{\rho^1 + \rho^2}{\rho^1 + \rho^2 + \rho^3} \Rightarrow \frac{1}{c} = \frac{\rho^1 + \rho^2 + \rho^3}{\rho^1 + \rho^2} = 1 + \frac{\rho^3}{\rho^1 + \rho^2}. \quad (27.16)$$

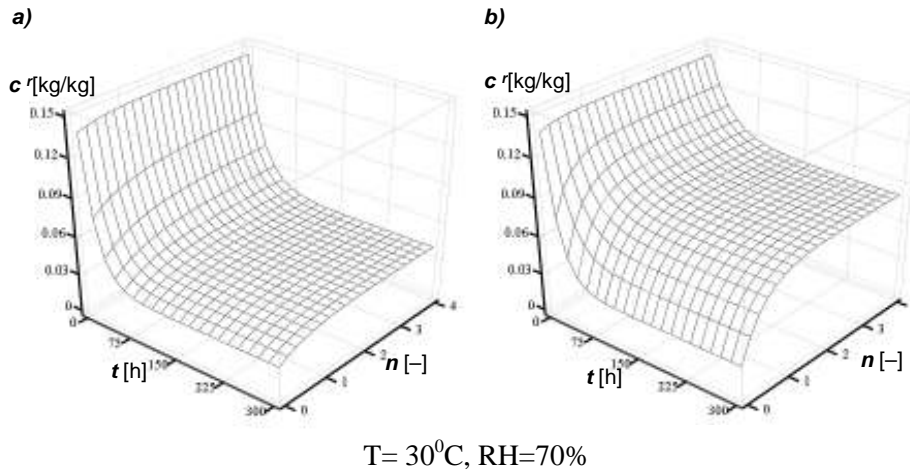
Z równania tego przy znajomości stężeń c^1 i c^2 składników roztworu i ich gęstościach ρ_1 i ρ_2 jesteśmy w stanie wyliczyć udział masowy soli w części przypowierzchniowej. Z drugiej strony na ogół znamy ilości soli na powierzchni ściany, mierząc jej stężenie powierzchniowe. Na podstawie tej wielkości wyznaczamy współczynnik kinetyczny k , a dalej rozkład stężeń w czasie

$$\frac{d}{dt}(ec) = \frac{A}{\rho V} \mathbf{I}, \quad \text{czyli} \quad \frac{d}{dt}(ec) = -\frac{A}{\rho V} \bar{\delta} \frac{\varphi_0 - \varphi_\infty}{\Delta}. \quad (27.17)$$

Podane wzory mogą służyć do wstępnej oceny stopnia zasolenia przypowierzchniowych części ścian.

F Cykliczne zmiany stężeń

Procesy narastania stężeń soli mają na ogół cykliczny charakter, zależny od zmian temperatury i wilgoci w otoczeniu ściany. W wyniku tej cykliczności- (n) narasta zasolenie ścian, co przedstawiają wykresy cyklicznego nasycania 3% i 10% roztworami soli NaCl ceramiki budowlanej.



Rys.27.2. Krzywe suszenia ceramiki nasyconej roztworem: a) – 3% NaCl, b) – 10% NaCl

Z wykresów tych wnosimy, iż po kilku cyklach zawilgocenia i wysychania dochodzi do ustalenia się trwałego poziomu zawilgocenia ściany, a dokładniej przypowierzchniowych warstw tynku. Zostają tam zaadsorbowane znaczne ilości roztworu na stałe. W przypadku powierzchni zewnętrznych oznacza to zagrożenie trwałości materiału, ponieważ w wypełnionych roztworem kapilarach dochodzi do przemian fazowych oraz reakcji chemicznych. Produkty tych reakcji zwiększając objętość generują dystorsyjne stany naprężeń, które są przyczyną zniszczeń materiału. W praktyce obserwujemy wówczas odspojenie się warstw materiału od podłoża.