耐火試験におけるコンクリートの温度上昇の予測に関する研究

平成５年12月

原　田　和　典

序文

本研究はコンクリート部材の耐火設計を合理的に行うための方法を提案するものである。

第一部では、火災時のコンクリート内部の熱と水分の移動を表すモデルを提案する。温度の横ばい現象（１００℃付近で含水の脱着により温度上昇が一時的に停止する現象）を物理的に記述するため、材料内の熱移動だけでなく、物理吸着水（含水）の脱着と結晶水（水和水）の熱分解とそれに伴う空隙内の物質移動を陽に考慮したモデルである。

実用のコンクリートの調合は広い範囲に亙っていることを考慮し、モデルに現れる物性値（熱伝導率、透気率、拡散係数など）をコンクリートの調合と直接関連づけて推算する方法を示す。

また、モデルの方程式系は非線形性が強く、かつ熱と水分の拡散係数のオーダーが異なるため解きづらい。数値解析学でいうスティッフな方程式系となる。数値的に安定な解を得るために、二次元定常の拡散方程式の基本解を用いて積分方程式に変換し、それを陰的ルンゲクッタ法で時間積分する方法を用いた。

モデルを解いて得た数値解は、モルタル版の加熱実験と比較して精度を検証する。

第二部では、耐火試験時の温度上昇の予測とそれに基づいたコンクリート部材の耐火設計法について論じる。

はじめに、既存の耐火試験データを分析し、温度上昇のばらつきの実態を示し、その要因（コンクリートの調合、含水率、気温など）を抽出する。次に、各々の要因が試験結果に及ぼす度合を数値計算により定量的に示す。その結果、コンクリートの調合の影響が他を抜きんでて大きいことが示される。気温と含水率の影響は、調合による変動に線形に重ねあわせれば全体の変動を予測できることを示す。この性質を利用して、耐火試験結果の補正法について言及するとともに要求耐火性能を満足するために許容されるコンクリートの調合の範囲を求める方法を示す。

実用のコンクリート部材の耐火設計に関しては、デッキプレート合成床板について遮熱性能の要求を満足するために熱的に最も無駄のない形状（熱的最適形状）を求めた。コンクリート柱については、かぶり厚さと耐火時間の関係について言及した。

記号一覧

本論文では特にことわらない限り、以下の記号を用いる。

《Alphabet》

a	対角陰解ルンゲクッタ法の係数	[-]
A	面積	[m²]
A^*	頻度因子	[1/s]
b	対角陰解ルンゲクッタ法の重み係数	[-]
c	比熱	[J/kg•K]
c_{pw}	水の比熱（＝4186）	[J/kg•K]
c_{pv}	水蒸気の比熱（＝1842）	[J/kg•K]
d_L	要素の大きさ	[m]
D_v	水蒸気拡散係数	[m²/s]
D_w	液状水拡散係数	[m²/s]
e	ふく射率	[-]
f_w	空隙飽和度（$=\rho_0 w/\rho_w\varepsilon_0$）	[-]
E^*	活性化エネルギー	[J/kmol]
$G(p,q)$	二次元拡散方程式の基本解 $G(p,q)=\frac{1}{2\pi}\log_e(\frac{1}{r_{pq}})$	
h	熱伝達率	[W/m²•K]
h_v	水蒸気伝達率	[m/s]
H_r	リブ高さ	[mm]
j	質量流束	[kg/m²•s]
k	反応速度定数	[1/s]
L_s	物理吸着水の脱着潜熱	[J/kg]
L_d	結晶水の熱分解潜熱	[J/kg]
M	分子量（$M_v=18.0$, $M_a=28.8$）	[kg/kmol]
n_q	境界上の点qでの内向き方向単位法線ベクトル	[m]
p_c	毛管圧	[Pa]
P_g	全圧	[Pa]
P_v	水蒸気分圧	[Pa]
$P_{v,sat}$	自由水の飽和蒸気圧	[Pa]
P_e	結晶水の平衡圧	[Pa]
P_{atm}	大気圧	[Pa]
q	熱流束	[W/m²]
r_{pq}	基本解の基準点pから参照点qまでの距離	[m]
R	気体のガス定数（＝8314）	[J/kmol•K]
R_{sorp}	物理吸着水の脱着速度	[kg/m³•s]
R_{dcmp}	結晶水の熱分解速度	[kg/m³•s]
R_e	レイノルズ数	[-]
r	距離	[m]
r_{sk}	スケルトンの残存率	[m³/m³]
t	時間	[s]
T	絶対温度	[K]

$\mathbf{u}$	ダルシーの流速	[m/s]
V	コンクリートの構成材料の体積比率	[m³/m³]
w	物理吸着水の含水率	[kg/kg]
w_{eq}	物理吸着水の平衡含水率	[kg/kg]
w_c	結晶水の含水率	[kg/kg]
w_{max}	飽和含水率（$=\rho_0 w/\rho_w\varepsilon_0$）	[kg/kg]
W	重量	[g]
W_r	リブ幅	[mm]

《Greek Letters》

α	反応進行割合	[-]
γ	脱着速度係数	[kg/m³•s]
Δt	時間増分	[s]
ε	空隙率	[m³/m³]
ε_0	絶乾状態での空隙率	[m³/m³]
θ	温度	[℃]
ρ	密度	[kg/m³]
ρ_0	コンクリートの絶乾密度	[kg/m³]
ρ_g	混合ガス（空気＋水蒸気）の密度	[kg/m³]
ρ_v	水蒸気の密度	[kg/m³]
λ	熱伝導率	[W/m•K]
σ	ステファン＝ボルツマン定数（4.88×10^{-8}）	[W/m²•K⁴]
κ	比透気率	[m²]
κ_D	ダルシーの透気率	[m²/Pa•s]
τ	空隙の屈曲定数	[m/m]
μ	粘性係数	[Pa•s]
μ	吸着ポテンシャル（$=RT\log_e\phi$）	[J/kmol]
φ	相対湿度	[-]
τ_p	屈曲係数	[-]
τ	対角陰解ルンゲ＝クッタ法の積分点位置	[-]

《Subscripts》

a	粗骨材
air	空気
amb	雰囲気
atm	大気
c	コンクリート
f	火災
g	混合ガス
i	基本解の基準点pが存在する要素の番号
j	基本解の参照点qが存在する要素の番号
k	熱分解反応の段階
m	セメントモルタル
p	セメントペースト
pr	空隙
s	細骨材

sk	セメントペーストのスケルトン
v	水蒸気
w	液相水分（物理吸着水）
0	絶乾状態（１０５℃恒量）

《Superscripts》

N	タイムインデックス
L	対角陰解ルンゲ＝クッタ法のステージ番号
M	対角陰解ルンゲ＝クッタ法のステージ番号
*	みかけの

耐火試験におけるコンクリートの温度上昇の予測に関する研究

目次

第１部　火災時のコンクリート内部の熱および水分移動に関する研究　1

序　2

第１章　コンクリート内部の熱と水分の移動のモデル　3
１．１　従来の研究のレビュー　3
１．１．１　単純熱伝導モデル　3
１．１．２　熱水分同時移動モデル　7
１．２　火災時のコンクリート内部の熱と水分の移動のモデル　13
１．２．１　基礎式　13
１．２．２　物理吸着水の脱着速度　17
１．２．３　結晶水の熱分解速度　18
１．２．４　その他の関係式　19
１．２．５　境界条件　20
１．３　他の研究者により提案されているモデルとの関係　23
第１章のまとめ　25

第２章　物性値の測定および推算　26
２．１　方針　26
２．２　絶乾密度・体積比熱・空隙率　26
２．２．１　コンクリートの調合との関係　26
２．２．２　推算例　29
２．３　熱伝導率　30
２．３．１　コンクリートの熱伝導率のモデル　30
２．３．２　各構成材料の熱伝導率　34
２．３．３　熱伝導率の推算例　43
２．４　透気率　44
２．４．１　比透気率と調合の関係　45
２．５　水蒸気拡散係数　48
２．６　液状水拡散係数　49
２．６．１　測定方法　49
２．６．２　測定結果　51
２．６．３　液状水拡散係数の推算　53
２．７　吸着等温線　57
２．７．１　測定方法　57
２．７．２　測定結果　58
２．７．３　吸着等温線の推算　61
２．８　熱分解速度・潜熱　62
２．８．１　熱分解速度概説　62
２．８．２　セメントペーストの熱分解のモデル　65

２．８．３　第一段の熱分解速度　67
２．８．４　第二段の熱分解速度　68
２．８．５　第三段の熱分解速度　70
２．８．６　熱分解潜熱　74
第２章のまとめ　76

第３章　数値計算方法　77
３．１　方針　77
３．２　基礎式の変形　77
３．３　積分方程式の適用　81
３．４　積分方程式の離散化　87
３．４．１　基礎式の離散化　87
３．４．２　基本解の積分値の計算　90
３．５　陰的ルンゲ＝クッタ法による時間積分　92
３．６　計算方法の特徴に関する検討　99
３．６．１　差分法との比較　99
３．６．２　要素分割と解の関係　106
第３章のまとめ　110

第４章　モデルの検証　111
４．１　モルタル版の加熱実験　111
４．１．１　実験方法　111
４．１．２　実験結果および考察　115
４．２　計算結果との比較検討　125
４．２．１　計算方法　125
４．２．２　計算結果および考察　127
第４章のまとめ　137

第一部のまとめ　138

第二部　コンクリートの耐火設計法に関する研究　139

序　140

第１章　耐火試験データのばらつきの実態　141
１．１．耐火試験規格の概要　141
１．２．既往の耐火試験データの分析　143
１．２．１．分析対象　143
１．２．２．分析結果および考察　144
第１章のまとめ　147

第２章　耐火試験結果に影響を及ぼす要因の分析　148
２．１．検討方法　148
２．２．非加熱側表面温度のばらつきに関する検討　153

２．２．１．コンクリートの調合と非加熱側表面温度の関係　153
２．２．２．初期含水率と非加熱側表面温度の関係　158
２．２．３．気温（初期温度）と非加熱側表面温度の関係　160
２．２．４．非加熱側表面温度のばらつきの範囲とその補正方法　161
２．３．耐火設計方法に関する検討　162
２．３．１．コンクリートの調合と耐火時間の関係　163
２．３．２．初期含水率と耐火時間の関係　166
２．３．３．耐火設計方法　167
第２章のまとめ　169

第３章　デッキプレート合成床版の耐火性能に関する検討　170
３．１　デッキプレート合成床版の耐火試験のシミュレーション　170
３．１．１　計算条件　170
３．１．２　計算結果と実験結果の比較　171
３．１．３　二次元的過程についての考察　176
３．２　デッキプレートの断面形状設計に関する検討　182
３．２．１　リブ寸法と耐火時間の関係　182
３．２．２　コンクリート体積の変更　189
３．２．３　調合による耐火時間の変化　191
３．２．４　他のデッキプレートに関する検討　192
第３章のまとめ　197

第４章　コンクリート柱の耐火性能に関する検討　198
４．１　コンクリート柱の耐火試験のシミュレーション　198
４．１．１　計算条件　198
４．１．２　実験値との比較　199
４．１．３　二次元的過程についての考察　201
４．２　鋼材のかぶり厚さと鋼材温度の関係　206
第４章のまとめ　208

第二部のまとめ　208

結語　210
本研究に関連した発表論文　211
謝辞　215

第一部
火災時のコンクリート内部の熱および水分移動に関する研究

序

第一部では、火災時のコンクリート内部の熱と水分の移動を表すモデルを提案し、モデルに現れる各種物性値の推算方法、モデルの微分方程式の数値計算方法を示す。モデルの精度はモルタル版の加熱実験と比較検証する。

第１章では、火災時のコンクリート内の熱と水分の移動のモデル（拡散対流モデル）を導き、このモデルと従来他の研究者が提案したモデルとの関係を述べる。このモデルは温度の横ばい現象をできる限り本質的に記述したものである。

第２章では、拡散対流モデルに現れる各種の物性値を測定し、それらの値をコンクリートの調合と関連づけて一般化する。これにより、任意の調合のコンクリートに対して、計算に必要な値を全て推算することができる。

第３章では、モデルの連立微分方程式の数値解析方法について検討する。方程式系は非線形性が強く、かつ熱と水分の拡散係数のオーダーが異なるのでスティッフとなる。そのため、二次元定常の拡散方程式の基本解を用いて積分方程式に変換し、それを陰的ルンゲクッタ法で時間積分する方法を採用する。

第４章では、モルタル版の加熱実験を行い、その結果と数値計算結果とを比較し、モデルの精度を検証する。

第１章　コンクリート内部の熱と水分の移動のモデル

本章では、コンクリートの火災時の熱的な応答を計算するためのモデルを提示する。コンクリートのような含水性材料が火災時のように急熱され、温度が約１００℃に達すると、空隙内に含まれている物理吸着水が脱着しそれに伴う潜熱吸収により温度上昇が一時的に停滞するいわゆる「温度の横ばい」現象が起こる。さらに高温になれば、結晶水の熱分解が起こる。これらの現象を記述するためには、材料内の熱移動のみならず、空隙内の水分等の移動を考慮したアプローチが必要となる。

まずは過去に他の研究者がこれと類似の問題に対して示した方法を概説した後、火災時のコンクリート内部の熱水分移動のモデルを提示する。

１．１　従来の研究のレビュー

本節では、建築構造部材の耐火設計、材料の乾燥過程、建築壁体の結露性状予測などのために提案されてきたモデルを概説する。モデルは大別して

（１）熱伝導モデル
（２）熱水分同時移動モデル

に分けられる。前者の熱伝導モデルは、いわゆる熱伝導方程式を単独で解いて構造体の温度を予測する方法である。ただし、コンクリート等の含水性材料に対しては含水の蒸発について特別な取扱いをしている。熱伝導モデルは主として建築構造等の比較的大規模なものを対象とするものが多い。後者の熱水分同時移動モデルは、空隙内の物質の拡散あるいは対流による移動を考え、その質量収支式を熱伝導方程式と連立して解く手法であり、計算の手間は前者の熱伝導モデルの数倍程度必要である。しかし、含水率分布や空隙内圧力などの分布も得られるため、乾燥工学などの分野で盛んに用いられている。

１．１．１　単純熱伝導モデル

建築物等の耐火構造設計の観点から、火災時の構造体の温度を予測するモデルは多数の研究者により提案されている。含水を含まず、かつ材料の熱分解等も起こらない材料のみから成る構造については熱伝導方程式

$$\rho c \frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla(\lambda \nabla \theta) \qquad (1.1.1)$$

を解けば構造体の温度を予測できる。たとえば、Calhour[1]は、ロックウール被覆された鋼板について、Breinら[2]は金属製屋根について式(1.1.1)により温度

1) Calhour,P.,R.,"A computer model to stimulate fire testing of non-combustible materials",Journal of Fire Sciences, Vol.1,pp.221-229,1983

2) Brein,D.,Seeger,P.,G.,"Heat conduction in insulated metal roof decks during fire : A computational approach",Fire Safety Science,Vol.1, pp.249-258,1985

経過を予測している。

しかるに、通常の多くの建築用構造材料は多かれ少なかれ含水材料であり、加熱に伴う水分蒸発あるいは脱着、熱分解などの現象が起こるので、何等かのモデル化が必要となる。藤井[3]は、Fig.1-1-1に示すパーライトモルタルで被覆されたH型鋼材の温度上昇を

$$V_s\rho_s c_s \frac{d\theta_s}{dt} = A_s K(\theta_s - \theta_f) \qquad (1.1.2)$$

により求めた。

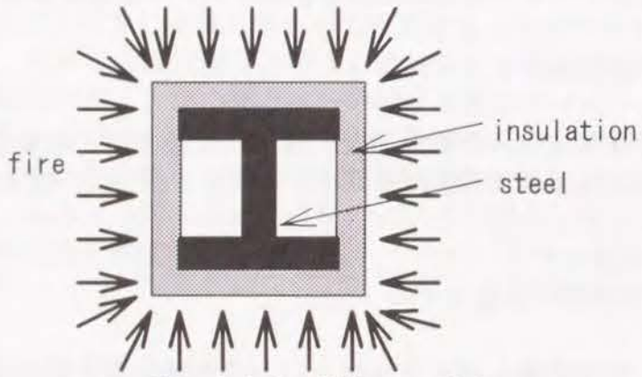


Fig.1-1-1　藤井のモデル

ここに、V_sは鋼材の断面積[m²]、ρ_sは鋼材の密度[kg/m³]、c_sは鋼材の比熱[J/kg•K]、A_sは鋼材の周長[m]、θ_fは火災温度[℃]である。また、Kは鋼材表面から室内までの熱貫流率[W/m²•K]である。式(1.1.2)は、火災室温θ_fがJIS A 1304で規定される標準火災曲線の場合については指数関数展開した解析解が示されている。

覆材中に含水が含まれている場合には含水の蒸発により温度の横ばい現象が生ずる。このモデルでは、鋼材の温度が１００℃になった時点で含水の蒸発が始まり、全ての含水が蒸発するために必要な熱が流入するまでは温度上昇が停止すると近似している。よって横ばい時間t_v[s]は、蒸発による全吸収潜熱を単位時間あたりの鋼材への流入熱量で除した値

$$t_v = \frac{L_w\rho_i d_i w_i}{K(\theta_f - 100)} \cong \frac{L_w\rho_i d_i w_i}{K\theta_f} \qquad (1.1.3)$$

となる。ここに、L_wは水の蒸発潜熱[J/kg]、ρ_iは耐火被覆材の密度[kg/m³]、w_iは耐火被覆材の重量基準の含水率[kg/kg]である。含水性の被覆材に対してはFig.1-1-2のように、式(1.1.2)により得た温度経過曲線を、１００℃の時点でt_vだけずらすことを提案している。この方法は、耐火被覆材中の水分が全て鋼材表面に集中していると仮定しており、含水の蒸発による横ばい時間を過大に評価する恐れがある。耐火設計の立場からは、危険側の誤差を含むので好ましくない。

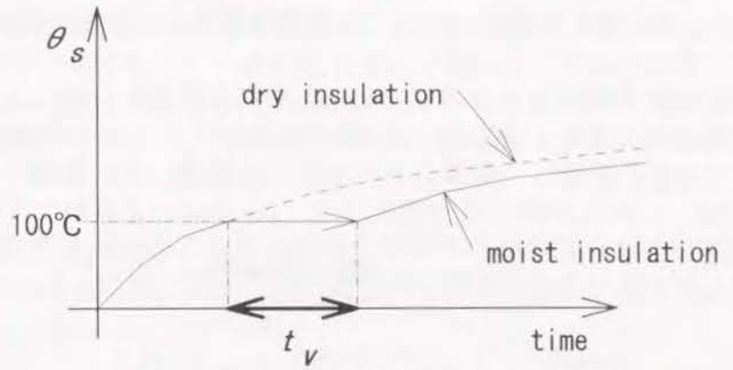


Fig.1-1-2　含水の蒸発による温度の横ばい時間

Petterssonら[4]が提案しているモデルも本質的には藤井のモデルと同等であるが、鋼材の比熱c_s、耐火被覆材の熱貫流率Kの温度依存性を考慮している。さらに、実用的な耐火設計を念頭において定式化が行われ、各種の係数が整備されているのが特長である。藤井の式(1.1.2)を時間Δt[s]毎に差分化し

$$\theta_s(t+\Delta t) = \theta_s(t) + \left(\frac{A_s}{V_s}\right)\frac{K(\theta_f - \theta_s(t))}{\rho_s c_s}\Delta t \qquad (1.1.4)$$

なる形にして解析している。ここに、(A_s/V_s)は断面形状係数[m⁻¹]と呼ばれ鋼材および耐火被覆材の形状のみにより決まる値である。断面形状係数の値は種々の構造形式に対して値が整備され、鋼構造の耐火設計基準[5]の一部となっている。基準では、式(1.1.4)を解いて得た温度により鋼材の力学的特性を評価して崩壊時間を予測する方法が示されている。Gehri[6]はこの方法を種々の耐火被覆形式の鋼材柱に適用し、包括的な解析を行っている。含水性の被覆材料に対しては式(1.1.4)で求めた時間に含水の蒸発による温度の横ばい時間t_v[min.]

$$t_v = \frac{w_i\rho_i d_i}{\lambda_i/d_i} \times 200 \qquad (1.1.5)$$

を加えた値を耐火時間として定義している。式(1.1.5)の分子は耐火被覆材中に含まれる全含水量を、分母は耐火被覆材内部の熱貫流率（伝達層を除く）を

3) 藤井正一、「柱または梁の耐火試験における鉄骨温度上昇の理論計算」、日本火災学会論文集、Vol.13(1)、pp.13-21,1963

4) Pettersson,O.,Magnusson,S.,Fire Engineering of Steel Structures, Bulletin No.52, Division of Structural Mechanics and Concrete Consrtuction, Lund Institute of Technology, Lund, Sweden, 1976

5) European Convention for Constructional Steelwork (ECCS), Technical Commitee 3, European Recommendations for the Fire Safety of Steel Structures, Elsevier Publishing Company, Amsterdam,1983

6) Gehri,E., "Fire resistance of steel structures", Fire Technology, Vol.21, pp.22-33, 1986

表している。係数２００の根拠は示されていないが、耐火試験データから実験的に決めているものと思われる。

この方法は、本来は耐火被覆された鉄骨部材の温度応答を得るために開発された手法であるが、コンクリート部材に対しても拡張され[7]、デッキプレート合成床版[8]、ＳＲＣ構造やコンクリート充填鋼管構造などの耐力部材[9]への適用がなされている。

材料内部での分布が問題となる場合には、材料を数層に分割して解析する方法が取られることが多い。例えば、川越[10]はコンクリートの平版をFig.1-1-3に示すようにn層に分割し、各層ごとの熱収支式を導いた。温度が１００℃に達するまでは、一次元の熱伝導方程式(1.1.1)を差分により解いて温度上昇を計算し、温度が１００℃に達した層は、層内に含まれる含水が蒸発するに見合う熱量が流入するまで温度が１００℃に保たれるとして計算を行っている。

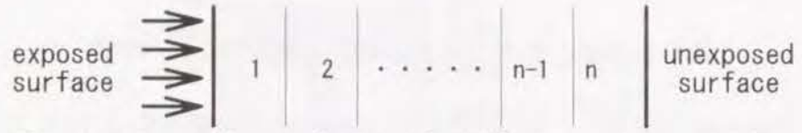


Fig.1-1-3　川越のモデル（一次元形状のコンクリート版）

若松は[11,12]、川越と同じモデルにより三次元の直交座標系および円筒座標系についての定式化を行い、数値解析を行っている。結果は、コンクリート被覆されたH型鋼柱の耐火実験結果と比較され、良い一致が得られている[13]。川越・若松のモデルは、計算機が普及した今日では比較的簡易に構造体の温度予測ができるため広く用いられ[14,15]、最近では有限要素法による定式化[16]もなされている。また、川越・若松のモデルと等価なモデルは、Wickstrom[17]、Lie[18]、

7) Pettersson,O.,Reliability Based Design of Fire Exposed Concrete Structures, Report LUTVDG/(TVBB-3004), Devision of Buiding Fire Safety and Technology, Lund Institute of Technology, Lund, Sweden, 1981

8) European Convention for Constructional Steelwork (ECCS), Technical Commitee 3, Technical Note, Calculation of the Fire Resistance of Composite Concrete Slabs with Profiled Steel Sheet Exposed to the Standard Fire, ECCS Publication No.32,1983

9) European Convention for Constructional Steelwork (ECCS), Technical Commitee 3, Technical Note, Calculation of the Fire Resistance of Centrally Loaded Composite Steel-Concrete Columns Exposed to the Standard Fire, ECCS Publication No.55,1988

10) 川越邦雄、「高温下熱伝導の電子計算機による数値計算（非定常二層壁の非線形熱伝導）」、日本火災学会論文集、Vol.13(2)、pp.29-35,1964

11) 若松孝旺、「火災時における建物部材の内部温度算定に関する研究（第１報）算定式の誘導、算定条件および算定要素」、日本建築学会論文報告集、第109号、pp.73-79、1965

12) 若松孝旺、「火災時における建物部材の内部温度算定に関する研究（第２報）算定式の解法」、日本建築学会論文報告集、第111号、pp.31-36、1965

13) 若松孝旺、「耐火被覆と耐火設計」、建築技術、1969年4月号、pp.187-208、1969

14) 牟田紀一郎、佐藤博臣、大内富夫、「火災時における中空多層壁の内部温度計算」、日本建築学会大会学術講演梗概集Ａ、pp.2147-2148,1978

15) Morita,T.,Wakamatsu,T.,Uesugi,H.,Saito,H.,"Analyses of composite beams and frames at elevated temperture", Fire Safety Science, Vol.3, pp.761-770,1991

16) (財)日本建築センター発行、建築物の総合防火設計法(第４巻 耐火設計法)、pp.48-63、1989

17) Wickstrom,U., TASEF-2 - A Computer Program for Temperature Analsys of Structures Exposed to Fire, Report No.79-2, Department of Structural Mechanics, Lund Institute of Technology,Lund, Sweden, 1979

Rudolphら[19]、Schleichら[20]、Munukutla[21]らによっても提案されている。

１．１．２　熱水分同時移動モデル

熱水分同時移動モデルは材料を多孔材として取扱い、熱伝導とともに水分の相変化（脱着、熱分解など）と移動を含めて解析する方法である。これに分類されるモデルは精粗さまざまなものがあるが、一般的には次図のように材料を実質部と空隙とに分けて、空隙内の液状水、水蒸気、空気のそれぞれの移動を表す。

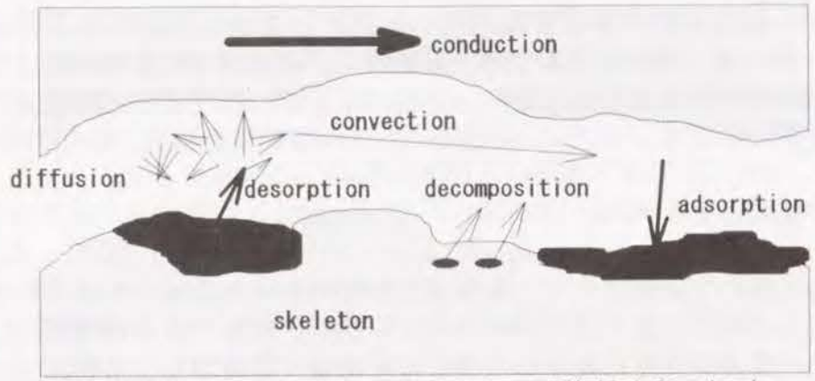


Fig.1-1-4　多孔材料内の相変化および物質移動の概略

気相のガスは水蒸気と空気の二種混合ガスとして扱われ、空気と水蒸気の間の相互拡散および混合ガスの塊としての対流移動（bulk flow）により気相のガスの移動を表すことが多い。

液状水については、乾燥工学の分野では詳細な分類[22]がなされているが簡略には自由水、物理吸着水、結晶水の三形態に分けられる。液状水の移動に関しては種々の取扱いがある。高含水率領域を取り扱う問題では液状水を自由水とし、毛管現象あるいは透過現象として移動を記述する場合が多い。低含水率領域のみを扱う問題では、液状水を物理吸着水（あるいは石膏などの材料では結晶水）とみなし、移動速度を毛管現象として記述する場合が多い。

材料内の相変化についても液状水を自由水、物理吸着水、結晶水のいずれとみなすかによって取扱いが異なる。自由水では蒸発、物理吸着水では脱着、結晶水では熱分解として相変化速度を記述するのが本来の方法である。ただし、液状水と気相の水蒸気とがつねに平衡状態にあると仮定するいわゆる局所平衡

18) Lie,T.,T.,"A procedure to calculate fire resistance of structural members", Fire and Materials, Vol.8, No.1, pp.40-48,1984

19) Rudolphkawagoe Rudolph,K.,Richter,E.,Hass,R.,Quast,U.,"Principles for calculation of load-bearing and deformation behaviour of composite structural elements under fire action", Fire Safety Science, Vol.1,pp.301-310,1985

20) Schleich Schleich,J.,B.,Dotreppe,J.,C.,Franssen,J.,M.,"Numerical simulations of fire resistance tests on steel and composite structural elements and frames", Fire Safety Science, Vol.1, pp.311-323,1985

21) Munukutla,V.,R.,Modelling of Fire Performance of Concrete Walls, Research Report 89/5, Department of Civil Engineering, University of Canterbury, Christchurch, New Zealand, 1989

22) 桐栄良三（大谷茂盛、岡崎守男編集）、特集「乾燥」、化学工学、Vol.36(2)、pp.118-128,1972

近似を用いる場合が多く、相変化の速度を陽に記述するモデルは少ない。

以下では、各研究者のよって提案されてきたモデルの特色を概説するにあたり、熱水分移動モデルを次の２つに分ける。

（１）移動境界型モデル
（２）分布系モデル

移動境界型モデルは、材料を乾燥領域と湿潤領域とに分け、乾燥領域では熱と気相ガスの伝達を考慮し、湿潤領域ではこれに液状水の収支式を加えたものである。相変化は乾燥領域と湿潤領域との界面（以下では乾燥面）においてのみ起こり、乾燥面が次第に材料内部へと進行してゆくと近似する方法である。分布系モデルは、材料内全体で熱、気相ガス、液状水の収支式を解く方法である。前者のモデルは後者の近似解法ともいえるが、物性値等が定数近似できるなどの条件が揃えばステファン問題[23]としての解析解を得ることができる。

（１）移動境界型モデル

早期の代表的な研究として、非吸着性の粉粒体の充填層の乾燥過程を対象とした桐栄らの乾湿二層モデル[24,25]が挙げられる。乾燥がある程度進行し充填層表面に近い部分が完全に乾燥した後には乾燥面（乾燥部分と湿潤部分の界面）が形成され、乾燥面への熱供給速度と乾燥面で発生した水蒸気が材料表面へ移動する速度により乾燥速度が決まる。この時の乾燥速度を予測するため、Fig.1-1-5のモデルを提案している。乾燥面が材料表面から距離xの位置にある場合を考え、乾燥面への熱の供給速度と乾燥面からの水蒸気の拡散速度を定常近似して表し、伝達層内におけるルイスの関係、乾燥面での気－液平衡関係と連立して解析を行っている。

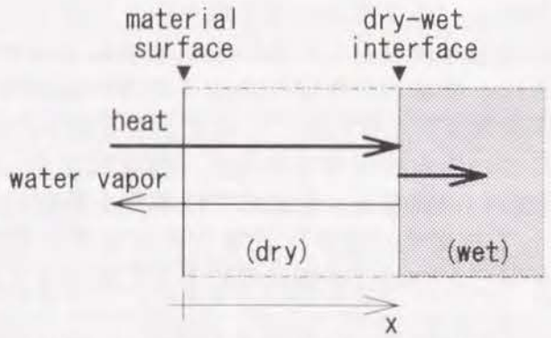


Fig.1-1-5　乾湿二層モデル（桐栄）

壁体を乾湿二層に分けて解析を行う方法はDayanら、Turnerらによっても示

23) 山口昌哉、野木達夫、ステファン問題、産業図書、1977
24) 桐栄良三、林信也、長谷川淳、甲斐貞、田中資俊、「粒体および粉体材料層の減率乾燥第２段の機構」、化学工学、Vol.28(6)、pp.458-467、1964
25) 桐栄良三、林信也、藤谷義、「粒体および粉体材料層の減率乾燥速度解析」、化学工学、Vol.29(10)、pp.771-778、1965

されている。Dayanらは、原子炉格納容器の安全設計の観点からコンクリート内の熱と水分の移動過程を解析し[26,27]、Turnerらは多孔レンガの対流乾燥過程の解析[28]を行なっている。両者のモデルは同等であり、桐栄のモデルを精細にしたものと考えられる。乾燥領域では気相の水蒸気の拡散および対流移動、熱伝導と気相の物質移動に伴うエンタルピー流を考慮したエネルギー式を連立し、湿潤領域では乾燥領域の方程式に加え液水の透過速度をダルシー則により記述している。

（２）分布系モデル

前項で概説した移動境界型のモデルは、相変化が乾燥面のみで起こると仮定しているが、現実には材料内のある範囲の領域で相変化が起こる。よってモデルとしても相変化速度を熱と物質移動の式にソースとして与えた解析を行うのがプロパーな方法である。このカテゴリーに分類されるモデルにも種々のバリエーションがあるが、気相ガスの移動を水蒸気の拡散のみで表す場合（以下では、拡散モデル）と気相ガスの塊としての対流移動（bulk flow)を含めて考える場合（以下では、拡散対流モデル）とに一応分けられる。

（２ａ）拡散モデル

拡散モデルは、材料温度の変化が小さく、比較的ゆっくりとした現象に適用されることが多い。たとえば、建築材料中の結露、比較的低い温度での充填層の乾燥などの例が挙げられる。

Luikov[29]は非平衡の熱力学の関係式より、多孔材料内の熱・水分の移動を表すモデルを導き、多くの熱水分移動モデルの基礎となっている。

松本は、非平衡の熱力学の関係式に局所平衡の近似を用いて、多孔材料内の熱・水分の移動モデル[30,31]を導いた。水分移動のポテンシャルとして、水分化学ポテンシャルμ[J/kg]

$$\mu = RT \log_e \phi \qquad (1.1.6)$$

と温度T[K]を用い、気相と液相の水分収支をグロスで次式により表した。

26) Gluekler,E.,L.,Dayan,A.,Hayes,F.,Kline,C.,T.,"Transient contaminant response and inherent retention capability", Nuclear Engineering Design, Vol.42,pp.151-167,1977
27) Dayan,A.,Gluekler,E.,L.,"Heat and mass transfer within an intensely heated concrete slab", International Journal on Heat and Mass Transfer,Vol.25,pp.1461-1467,1982
28) Ilic,M.,Turner,I.,W.,"Convective drying of a consolidated slab of wet porous material",International Journal on Heat and Mass Transfer,Vol.32,pp.2351-2362,1989
29) Luikov,A.,V.,"Systems of differential equations of heat and mass transfer in capillary-porous bodies", International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.18, pp.313-321,1974
30) 松本衛、建築壁体における熱・水分の同時移動および水分蓄積に関する研究、京都大学学位請求論文、1978
31) 松本衛、「湿気」、新建築学体系１０（環境物理）、第３章、彰国社、1984

$$\rho_w \frac{\partial f}{\partial \mu}\frac{\partial \mu}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial f}{\partial T}\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda_\mu \nabla\mu) + \nabla(\lambda_T \nabla T) \qquad (1.1.7)$$

ここに、$f(\mu,T)$は平衡含湿率[m³/m³]、λ_μは化学ポテンシャル勾配に対する水分伝導率、λ_Tは温度勾配に対する水分伝導率である。また、熱移動に対しては

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla\{(\lambda + L\lambda_{Tg})\nabla T\} + \nabla(L\lambda_{\mu g}\nabla\mu) \qquad (1.1.8)$$

としている。ここに、λ_{Tg}は温度勾配による気相水分の伝導率、$\lambda_{\mu g}$はポテンシャル勾配による気相水分の伝導率であり、$L\lambda_{Tg}$、$L\lambda_{\mu g}$は相変化に伴う潜熱流を表す。

松本が導いた式には数種のバリエーションがあり、ハイグロスコピック領域では温度と含水率を基礎変数とした定式化が、低含水率領域では液水移動を無視し温度と水蒸気分圧を基礎変数とした定式化がされている。ハイグロスコピック領域の式は、通常の建築壁体の結露・再蒸発過程の解析に広く用いられ[32]、物理吸着のヒステリシスまでを含めた詳細な解析[33]も行われている。池田は軟質繊維板の結露過程の解析[34,35]やコンクリート壁体の二次元隅角部の結露進行過程の有限要素法による解析[36]を示した。芝池らは、平面壁の熱・湿気単位応答を境界要素法により計算する方法を示した[37,38]。吉田らは収蔵庫の内の温湿度解析[39]を壁体と収蔵物の熱・水分応答を含めて行っている。鉾井は壁体の吸放出を考慮した空調負荷の確率性状[40]を明らかにしている。

乾燥工学の分野では、杉山らの研究グループが多孔質レンガの乾燥過程を拡散モデルにより解析[41~44]している。材料内の水分として液状水と気相の水蒸気

32) 松本衛、「建築の湿気問題とその現象の解析」、日本建築学会第21回熱シンポジウム、pp.1-20、1991（主要な成果のリストが掲載されている）
33) 松本衛、松下敬幸、「ハイグロスコピック領域での気泡コンクリートの吸放湿性状」、日本建築学会論文報告集、第302号、pp.37-、第306号、pp.65-、1981
34) 池田哲朗、結露障害防止に関する基礎的研究、京都大学学位請求論文、1979
35) 池田哲朗、鉾井修一、堀江悟郎、「結露時における空隙材料内の熱水分同時移動に関する研究」、日本建築学会計画系論文報告集、第355号、pp.1-11、1985
36) 池田哲朗、岡正博、金江晋悟、岸正洋、白山秀明、「隅角部の結露について」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第25号（計画系）、pp.227-284、1985
37) 芝池英樹、松本衛、「１次元熱・水分同時移動問題の境界要素解析」、日本建築学会計画系論文報告集、第366号、pp.12-21、1986
38) 芝池英樹、松本衛、「境界要素法による多層平面壁の非定常熱・湿気性状の解析とその非線形性の検討」、日本建築学会計画系論文報告集、第366号、pp.22-32、1986
39) 吉田治典、「室の吸放湿と室内温湿度変動」、日本建築学会第21回熱シンポジウム、pp.65-74、1991
40) 鉾井修一、「壁の吸放湿を考慮した室の温湿度・熱負荷の確率性状解析」、日本建築学会第21回熱シンポジウム、pp.75-83、1991
41) 中村正秋、杉山幸男、「多孔質固体の乾燥速度に関する一考察」、化学工学、Vol.35(10)、pp.1122-1124、1971
42) 杉山幸男、鬼頭正和、架谷昌信、森下正、「高温輻射炉での多孔質固体の乾燥」、化学工学、Vol.31(11)、pp.1081-1086、1967
43) 杉山幸男、架谷昌信、中村正秋、森下正、「相変化を伴う多孔質固体内の熱と物質の同時移動」、化学工学、Vol.32(12)、pp.1227-1223,1968

を考え、各々の拡散方程式

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \nabla(D_w \nabla w) - R_{loc} \qquad (1.1.9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \nabla(D_v \nabla v) + R_{loc} \qquad (1.1.10)$$

と熱伝導の式

$$\rho c \frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla(\lambda \nabla\theta) - LR_{loc} \qquad (1.1.11)$$

を連立して、材料内部の温度θ[℃]、含水率w[kg/kg-solid]、水蒸気濃度v[kg/kg-solid]の分布を得た。ここに、D_wは液水拡散係数[m²/s]、ρ_0は材料の絶乾状態でのバルク密度[kg/m³]、ρcは体積比熱[J/m³•K]、Lは液水の蒸発潜熱[J/kg]、R_{loc}は局所蒸発速度[kg/m³•s]であり、温度、気相の水蒸気濃度、液状水の含水率の関数として陽に与えられている。

多孔レンガの小球の乾燥実験結果と比較した結果、恒率乾燥期間から減率乾燥期間へ移行する際の温度経過に一部実験との不一致が見られるものの、おおむね全ての乾燥過程の追跡に成功している。しかし、内部の水蒸気濃度から換算した水蒸気分圧は最大で0.25[ata]にまで達しており、材料寸法がもっと大きな場合には空隙内ガスの拡散を含めて考える必要もあると彼ら自身が指摘している。

これらの拡散モデルは、常温からせいぜい１００℃程度の温度範囲で適用されており、火災時のように温度差が大きな場合には適用しづらい。

（２ｂ）拡散対流モデル

拡散対流モデルは拡散モデルに加えて、材料空隙内のbulk flowを考慮するモデルである。一般的には、材料の温度変化が大きく、かつ材料内部での相変化速度が大きな場合に適用される。

Harmathy[45]は、建築壁体の耐火性能の問題を材料内部の熱水分の同時移動問題として初めてとらえ、先駆的な研究を行っている。多孔質レンガ壁について、Fig.1-1-6に示すように実質部と空隙に分け、空隙中の液水、水蒸気、空気の移動式とエネルギー式の４つから成るモデルを提案した。水分移動は気相の水蒸気の拡散および対流によるものを考慮し、液相水分の移動は無視している。また、局所平衡の仮定により気相の水蒸気と液相水分は常に吸着平衡状態として取り扱っている。

44) Sugiyama,S., Hasatani,M., Nakamura,M, Morishita,T., Kiyotani,A., "Effects of surface resistances on simultaneous heat and mass transfer in porous solids with phase change", International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.17, pp.899-907, 1974
45) Harmathy,T.,Z.,"Simultaneous moisture and heat transfer in porous systems with perticular reference to drying", Industrial and Engineering Chemistry - Fundamentals, Vol.8, pp.92-103, 1969

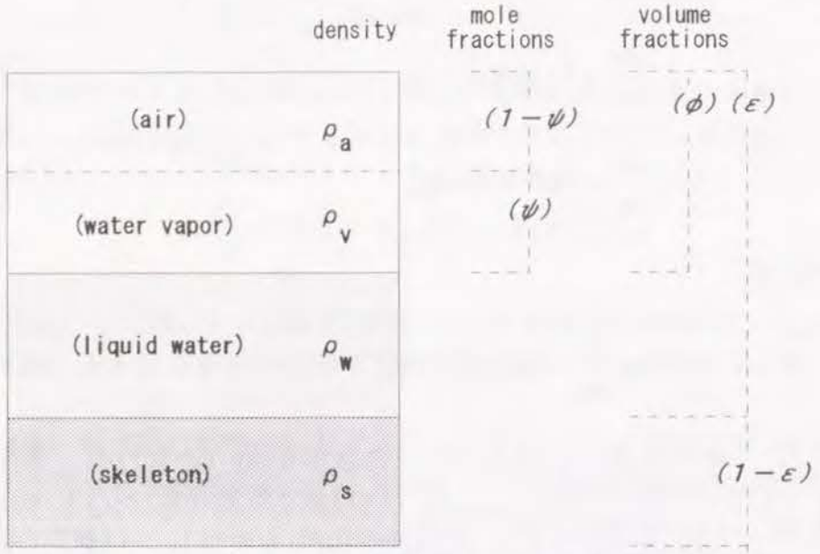


Fig.1-1-6 Harmathyのモデル

よって、水蒸気、空気、エネルギーの収支式として、

$$\frac{\partial(\rho_v\psi\phi)}{\partial t}+\nabla(\rho_v\psi\kappa_D\nabla P)=\nabla(\varepsilon\phi\rho_g D\nabla\frac{\rho_v}{\rho_g})+\rho_w\frac{\partial\phi}{\partial t} \qquad (1.1.12)$$

$$\frac{\partial(\rho_a\psi\phi)}{\partial t}+\nabla\{\rho_a(1-\psi)\kappa_D\nabla P\}=0 \qquad (1.1.13)$$

$$\begin{aligned}&\left\{\rho_v\psi\phi c_{p,v}+\rho_a(1-\psi)\phi c_{p,a}+\rho_w(\varepsilon-\phi)c_{p,w}+\rho_s(1-\varepsilon)c_{p,s}\right\}\frac{\partial T}{\partial t}\\&+\nabla[\{\rho_v\psi+\rho_a(1-\psi)\}\kappa_D\nabla P]\\&=\nabla(\lambda\nabla T)+\kappa_D(\nabla P)^2+\frac{\partial P}{\partial t}-L\rho_w\frac{\partial\phi}{\partial t}\end{aligned} \qquad (1.1.14)$$

を得た。これらの式は、理想気体の状態方程式と連立して解かれ、多孔レンガの乾燥実験過程のうちの減率乾燥期間のデータと照合されている。

Harmathyと同等の解析モデルは乾燥工学の分野では広く用いられている。たとえば、Plumbら[46]は、伐採後の木材の乾燥、Turnerら[47]、Stanishら[48]はレンガ等の乾燥、Nasrallahら[49]は、レンガ、木材等、Chenら[50]はとうもろこしの乾燥過程を解析している。

コンクリートについてはHuangら、Pagniらによってそれぞれ提案されている。Huangらは、Harmathyと同様に温度T、空隙内ガスの全圧P_g、空隙内ガスの水蒸気分率φを基礎変数とする拡散対流モデルを導び き、若材令のコンクリートの乾燥問題[51,52]や火災時のコンクリート版の解析[53]を行った。SahotaとPangi[54]は、火災時のコンクリート版内の熱と水分移動を同等のモデルにより解析した。

以上示したモデルには、吸着や水分移動に関して多少のバリエーションがあるが、基本的にはHarmathyのモデルの近似あるいは発展と見ることができる。材料内の水分は自由水あるいは物理吸着水として扱われ、拡散と対流による移動が考慮されている。相変化速度は、いずれのモデルでも局所平衡の近似により水分の伝達速度として表されているため陽には登場しない。材料内の水分を物理吸着水と結晶水とに分けて取り扱っているものは、上記のうちには無い。

しかし、コンクリート中には物理吸着水と結晶水が含まれているため、相変化速度を物理吸着水については脱着速度として、結晶水については熱分解速度として陽に記述するのが本質的である。

1．2　火災時のコンクリート内の熱と水分の移動のモデル

本節では、火災時のコンクリート内の熱と水分の移動のモデルを提案する。物理現象を忠実に再現するモデルは、前節の分類では熱・水分同時移動モデルが適当である。さらに、火災時のように温度差が大きい問題を取り扱う場合には、空隙内ガスの圧力上昇が予想されるので、拡散対流モデルが適当である。拡散モデルを適用して予備的に検討した結果[55]では、温度経過は実験の過程を良く説明するものの、空隙内部の圧力は現実よりもかなり大きな値となった。

1．2．1　基礎式

コンクリートをFig.1-2-1に示すように多孔材料として扱う。その実質部は細骨材、粗骨材、セメントペーストから成り、セメントペーストの一部は結晶水（水和水）である。空隙の一部には物理吸着水が吸着し、残りの部分は空気と水蒸気の二種混合ガスが充満している。物理吸着水と気相の水蒸気とは吸着平衡が成り立っている。

46) Plumb,O.,A.,Spolek,G.,A.,Oldstead,B.,A., "Heat and mass transfer in wood during drying", International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.28, pp.1669-1678, 1985
47) Turner,I., W.,Ilic,M., "Convective drying of a consolidated slab of wet porous material including the sorption region", International Communication on Heat and Mass Transfer, Vol.17, pp.39-48, 1990
48) Stanish,M.,A.,Schajer,G.,S.,"A mathematical model of drying for hygroscopic porous media", AIChE Journal, Vol.32, No.8, pp.1301-1311, 1986
49) Nasrallah,S., B.,Perre,P., "Detailed study of a model of heat and mass transfer during convective drying of porous media", International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.31, pp.957-967,1988
50) Chen,P.,Pei,D.,C.,T.,"A mathematical model of drying processes", International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.32, pp.297-310, 1989
51) Huang,C.,L.,D.,Siang,H.,H.,Best,C.,H.,"Heat and moisture transfer in concrete slabs", International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.22,pp.257-266,1979
52) Huang,C.,L.,D.,"Multi-phase moisture transfer in porous media subjected to temperature gradient",International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.22, pp. 1295-1307, 1979
53) Huang,C.,L.,D.,Ahmed,G.,N.,Fenton,D.,L.,"Response of concrete walls to fire", International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.34, pp.649-661, 1991
54) Sahota,M.,S.,Pagni,P.,J.,"Heat and mass transfer in porous media subjected to fires", International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.22, pp.1069-1081, 1979
55) Harada,K.,Terai,T., "Numerical Simulations of Fire Resistance Test of Concrete Slab", Fire Safety Science, Vol.2, pp.901-911, 1988

この材料が火災時のように急激に加熱されると、熱伝導などにより温度が上昇することにより吸着平衡が崩れ、物理吸着水が脱着し水蒸気となる。さらに高温に達すると、セメントペースト中に含まれる結晶水が熱分解し、水蒸気が生成される。

発生した水蒸気は、空隙内を拡散と対流により移動する。すなわち、水蒸気発生に伴う空隙内の圧力上昇によりガスが押し出される。また、水蒸気と空気の間で相互拡散により水蒸気移動が起こる。移動した水蒸気の一部が材料の低温部に達すると吸着して物理吸着水となる。

これらの現象を考慮して、以下に示すモデルを用いる。モデルは熱、混合ガス、水蒸気、物理吸着水、結晶水の５つの収支式から成る。

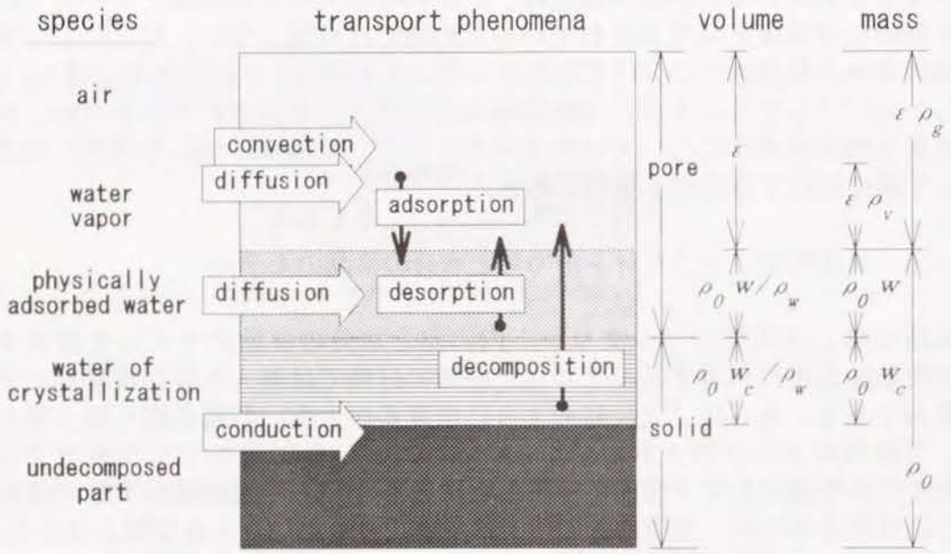


Fig. 1-2-1　コンクリート内の熱と物質の移動のモデル

（１）熱収支

材料内の熱移動の形態として、伝導熱流q[W/m^2]

$$q = -\lambda \nabla \theta \qquad (1.2.1)$$

のみを考える。

一方、領域内部では液状水の脱着と結晶水の熱分解が生じており、単位時間あたり単位体積あたり

$$L_s R_{sorp} + L_d R_{dcmp} \qquad (1.2.2)$$

なる相変化熱が奪われている。ここに、R_{sorp}は物理吸着水の脱着速度[kg/m^3・s]、R_{dcmp}は結晶水の熱分解速度[kg/m^3・s]である。L_s、L_dはその相変化熱[J/kg]である。

このとき、Fig. 1-2-2の微小体積$dxdydz$での熱収支を考える。微小体積へ単位時間あたりに流入する熱量は

$$-\lambda \frac{\partial \theta(x,y,z)}{\partial x} dydz - \lambda \frac{\partial \theta(x,y,z)}{\partial y} dxdz - \lambda \frac{\partial \theta(x,y,z)}{\partial z} dxdy \qquad (1.2.3)$$

となる。微小体積から単位時間あたり流出する熱量は

$$-\lambda \frac{\partial \theta(x+dx,y,z)}{\partial x} dydz - \lambda \frac{\partial \theta(x,y+dy,z)}{\partial y} dxdz - \lambda \frac{\partial \theta(x,y,z+dz)}{\partial z} dxdy \qquad (1.2.4)$$

正味の流入熱量が、相変化と温度上昇に使われるので、

$$\begin{aligned} &(\rho c \frac{\partial \theta}{\partial t} + L_s R_{sorp} + L_d R_{dcmp}) dxdydz \\ &= -\lambda \frac{\partial \theta(x,y,z)}{\partial x} dydz - \lambda \frac{\partial \theta(x,y,z)}{\partial y} dxdz - \lambda \frac{\partial \theta(x,y,z)}{\partial z} dxdy \\ &+\lambda \frac{\partial \theta(x+dx,y,z)}{\partial x} dydz + \lambda \frac{\partial \theta(x,y+dy,z)}{\partial y} dxdz + \lambda \frac{\partial \theta(x,y,z+dz)}{\partial z} dxdy \end{aligned} \qquad (1.2.5)$$

となる。ここで、$dx \to 0$、$dy \to 0$、$dz \to 0$の極限をとると、

$$\rho c \frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla(\lambda \nabla \theta) - L_s R_{sorp} - L_d R_{dcmp} \qquad (1.2.6)$$

を得る。

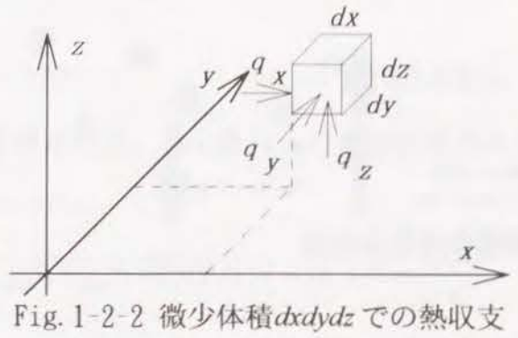


Fig. 1-2-2 微少体積$dxdydz$での熱収支

（２）混合ガスの収支

空隙内ガス（空気と水蒸気）の移動形態として、空隙内の圧力上昇による対流移動を考える。そのためには流れの式が必要になる。典型的なコンクリートの空隙径dは10^{-8}[m]のオーダーである。空隙内のガス流速度としてたとえばu＝10m/s程度を考えると、そのときのレイノルズ数R_e[-]は

$$R_e = \frac{ud}{\nu} = \frac{10\times10^{-8}}{0.151\times10^{-4}} \approx 10^{-3} \qquad (1.2.7)$$

より10^{-3}のオーダーとなる。ここに、νは空気の動粘性係数[m²/s]である。このように小さなレイノルズ数の範囲では流れは完全に層流とみなせる。すると、流れの表現としてダルシーの式が適用できる[56]。すなわち、見かけの流速**u**（材料内の任意の断面の単位面積を単位時間内に通過するガスの体積[m³/m²]）は次式で表される。

$$\mathbf{u} = -\kappa_D \nabla P_g \qquad (1.2.8)$$

ここに、κ_Dはダルシーの透気率[m²/Pa•s]、P_gは空隙内のガスの全圧である。

これを用いて、微少体積*dxdydz*での混合ガス収支の質量収支を考えると次式を得る。

$$\frac{\partial(\varepsilon\rho_g)}{\partial t} + \nabla(\rho_g \mathbf{u}) = R_{sorp} + R_{dcmp} \qquad (1.2.9)$$

ここに、εは空隙率[m³-void/m³-bulk]、ρ_gは混合ガスの密度[kg/m³-void]である。

（３）水蒸気の収支

水蒸気移動に関しては、対流と拡散の両方を考慮する。混合ガスの場合と同様にダルシーの式(1.2.8)により見かけの流速**u**[m/s]を表わし、拡散に関しては、フィックの拡散の法則により表す。すると、水蒸気の質量流束j_v[kg/m²•s]は

$$j_v = \rho_v \mathbf{u} - D_v \nabla \rho_v \qquad (1.2.10)$$

となる。ここにρ_vは水蒸気の密度[kg/m³-void]、D_vは水蒸気拡散係数[m²/s]である。よって、

$$\frac{\partial(\varepsilon\rho_v)}{\partial t} + \nabla(\rho_v \mathbf{u}) = \nabla(D_v \nabla \rho_v) + R_{sorp} + R_{dcmp} \qquad (1.2.11)$$

を得る。

（４）物理吸着水の収支

液状水の移動に関しては、含水率勾配による拡散のみを考える。よって

56) Scheidegger,A.,E., The Physics of Flow through Porous Media, Chapter 4, Third Edition, University of Toronto Press, 1974

$$\rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} = \nabla(\rho_0 D_w \nabla w) - R_{sorp} \qquad (1.2.12)$$

とする。ここに、ρ_0はコンクリートの絶乾状態での密度[kg/m³]、wは１０５℃絶乾重量を基準とした物理吸着水の含水率[kg/kg]である。

（５）結晶水の収支

結晶水の移動は無視できるとすれば、次式でその収支を表せる。

$$\rho_0 \frac{\partial w_c}{\partial t} = -R_{dcmp} \qquad (1.2.13)$$

ここに、w_cは結晶水の含水率[kg/kg]（１０５℃絶乾状態を基準）である。

１．２．２　物理吸着水の脱着速度

これまで述べた基礎式には、物理吸着水の脱着速度が用いられている。既往の他の研究者らのモデルでは、局所平衡の仮定を用いた近似を行うため、脱着速度を陽に表したケースは少ないが、本研究では、局所平衡の仮定を用いず、脱着速度を陽に与える。

吸着平衡からのずれが小さい場合には実験式あるいは経験式が提案されている。Langmuir[57]は平衡点からのずれに吸着速度が比例すると仮定した。一定の蒸気圧の下で材料表面の吸着座に単分子吸着が行われる場合、Fig.1-2-3に示すようにある時点での吸着量をw、吸着座のすべてに吸着した状態での吸着量をw_{max}とする。

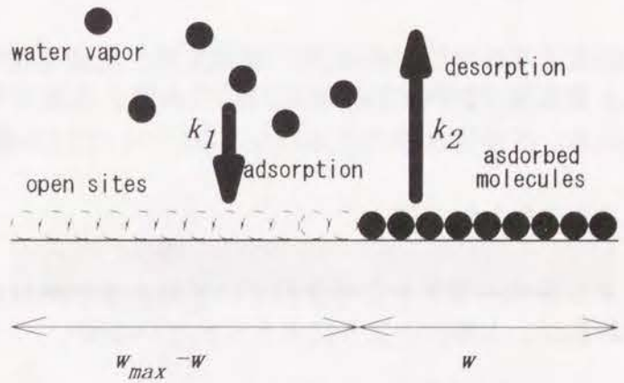


Fig.1-2-3　Langmuir の吸着速度式

吸着の速度定数をk_1、脱着の速度定数をk_2とすると、吸着速度と脱着速度はそれぞれ次のように表せる。

57) Langmuir,I.,Journal of Chemical Physics, Vol.16,pp.931-,1948

$$R_1 = k_1(w_{max} - w) \tag{1.2.14}$$

$$R_2 = k_2 w \tag{1.2.15}$$

正味の脱着速度Rは

$$\begin{aligned} R &= R_2 - R_1 \\ &= k_2 w - k_1(w_{max} - w) \end{aligned} \tag{1.2.16}$$

十分に時間が経過し平衡に達した状態では、$w = w_{eq}$（平衡吸着量）となり、かつ正味の脱着速度Rは零となる。よって

$$0 = k_2 w_{eq} - k_1(w_{max} - w_{eq}) \tag{1.2.17}$$

式(1.2.16)と(1.2.17)の差を取れば,

$$R = (k_1 + k_2)(w - w_{eq}) \tag{1.2.18}$$

となる。ここに$(k_1 + k_2)$は見かけの速度定数であり、吸着と脱着それぞれの速度定数の和となる。

Langmuirの速度式は、単分子膜吸着の場合について導かれたが、多孔質材料への蒸気吸着にも適用できることが知られている[58]。MacBain[59]は、実験的に同型の速度式を導いている。本研究で取り扱うコンクリートの火災時の脱着速度にも、Langmuirの速度式が適用できると仮定し次式で脱着速度を表す。

$$R_{sorp} = \gamma(w - w_{eq}) \tag{1.2.19}$$

ここに、γは脱着速度係数[kg/m^3•s]で、速度定数、比表面積などを包括的に含む係数である。またw_{eq}は平衡含水率[kg/kg]であり、温度と水蒸気分圧の関数として与えられる。平衡含水率の具体的な表現については次章で述べる。

1．2．3　結晶水の熱分解速度

高温では、セメントペースト中に含まれている結晶水が熱分解する。熱分解の過程は複雑であるが、大略次のように考えられている[60]。

58) 慶伊富長、吸着、共立全書、pp.50-53,1965
59) MacBain,G.,W.,Z.Phys.Chem.,68,pp.472-,1909
60) Schneider,U.,Verhalten von Beton bei hohen Temperaturen,（森永繁監訳、「コンクリートの熱的性質」、技報堂出版）、1982

温度範囲	熱分解反応
１００～３００℃	ゲルの崩壊
１２０～６００℃	化学吸着水の分解
４５０～５５０℃	ポルトランダイトの分解 $Ca(OH)_2 \rightarrow CaO + H_2O$
６００～７００℃	ＣＳＨ相の分解 $CSH \rightarrow \beta C_2S + H_2O$

Table 1-2-1　結晶水の熱分解

コンクリートは多成分系であり、その熱分解反応は同時並列的に複数の反応が起こるため、個々の反応速度は正確には不明である。

本研究では、これらの反応をその温度範囲から三つに分けて考える。第１段は、１００～４００℃までの温度範囲で起こる反応である。この中には、ゲル水の分解やエトリンガイトの結晶水の放出など多数の反応が含まれるがひとまとめにして取扱う。第２段は、４５０～５５０℃で起こるポルトランダイトの分解、第３段は６００℃以上で起こるＣＳＨ相の分解である。

これら３つの反応速度を、独立な３つのアレニウス式で表す。すなわち、

$$R_{dcmp} = \sum_{k=1}^{3} \rho_0 w_{c,k} A_k^* \exp(-\frac{E_k^*}{RT}) \tag{1.2.20}$$

ここに、A_k^*は第ｋ段目の反応の頻度因子[s^{-1}]、E_k^*は活性化エネルギー[J/kmol]である。また、$\rho_0 w_{c,k}$は第ｋ段の結晶水の残存量であり、反応速度がこれに比例すると仮定した。これらの反応式のパラメータは次章の実験により求められる。

1．2．4　その他の関係式

基礎式にはガスの密度と圧力が共に現れるので、これらの間の関係が必要になる。空隙内の空気および水蒸気は理想気体であると仮定すると、次の状態方程式が成り立つ。

$$\rho_v = \frac{M_v P_v}{RT} \tag{1.2.21}$$

$$\rho_a = \frac{M_a P_a}{RT} \tag{1.2.22}$$

ここに、Rはユニバーサルガス定数（＝8314[J/kmol•K]）、M_v（＝18[kg/kmol]）、M_a（=29.0[kg/kmol]）は水蒸気および空気の分子量である。

混合ガスの密度ρ_gは、これら２つの式より

$$\rho_g = \rho_v + \rho_a = \frac{M_v P_v + M_a P_a}{RT} \qquad (1.2.23)$$

となる。一方、ダルトンの分圧の法則より

$$P_a = P_g - P_v \qquad (1.2.24)$$

であるから、

$$\rho_g = \frac{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g}{RT} \qquad (1.2.25)$$

となる。

以上述べた関係の他に、各々の物性値は温度、全圧、水蒸気分圧、含水率に依存して変化する。それらの詳細は次章で述べる。

1．2．5　境界条件

Fig.1-2-4のように、解析の対象とする領域をΩ、その境界をΓとする。境界Γの形状は区分的に滑らかであり、温度θ_{amb}、水蒸気密度$\rho_{v,amb}$の空気に接触しており、熱および物質のやり取りがあるとする。温度θ_{amb}、水蒸気密度$\rho_{v,amb}$は境界の場所毎に異なっても良いとする。

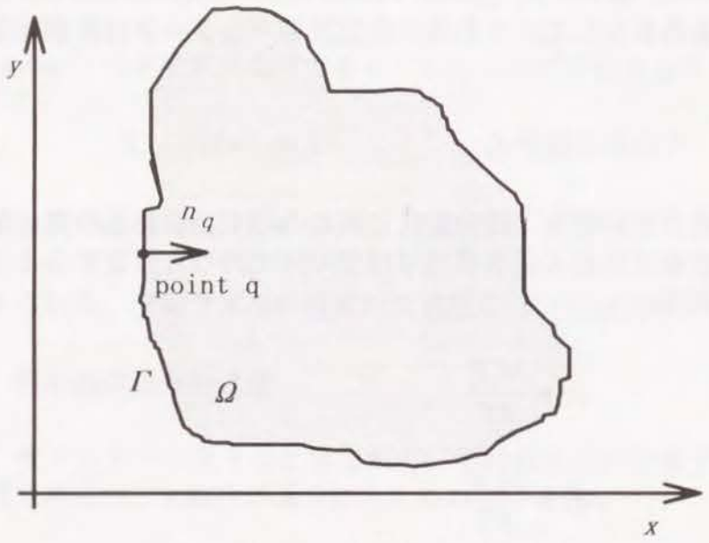


Fig.1-2-4　領域Ωと境界Γ

（1）熱収支

境界Γにおいて第三種の境界条件（Robin条件）が成り立つ場合を考える。境界での熱収支を考えると、Fig.1-2-5のように領域内部へと伝導する熱流は、境界へ流入する対流熱流およびふく射熱流の和に等しい。

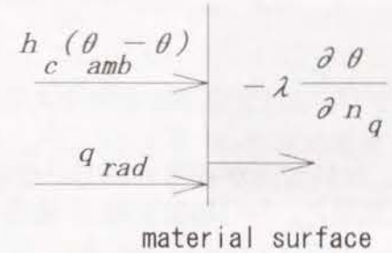


Fig.1-2-5　熱収支式に対する境界条件

すなわち、

$$-\lambda \frac{\partial \theta}{\partial n_q} = h_c(\theta_{amb} - \theta) + q_{rad} \qquad (1.2.26)$$

ここに、θ_{amb}は雰囲気ガスの温度[℃]、n_qは境界上の点qにおける内向き方向単位法線ベクトル[m]である。q_{rad}は表面に吸収される正味のふく射熱流[W/m^2]であり、雰囲気のガスをふく射に関しては灰色体とすると

$$q_{rad} = e_r \sigma (T_{amb}^4 - T^4) \qquad (1.2.27)$$

で表せる。ここに、σはステファン＝ボルツマン定数（＝4.88×10^{-8}）[W/m^2・K^4]、$T(=\theta+273)$は絶対温度[K]、e_rは総合ふく射率[-]であり、材料表面と雰囲気ガスのふく射率をそれぞれe_a[-]、e_s[-]とすると、次式で表される。

$$e_r = \frac{1}{\frac{1}{e_a} + \frac{1}{e_s} - 1} \qquad (1.2.28)$$

式(1.2.26)は絶対温度の四乗を含むためそのままでは取扱いづらい。そのため、絶対温度の四乗の差を展開して線形化すると次式となる。

$$q_{rad} = e_r \sigma (T_{amb}^2 + T^2)(T_{amb} + T)(\theta_{amb} - \theta) \qquad (1.2.29)$$

式(1.2.29)を式(1.2.26)に代入すると、境界条件は次式となる。

$$-\lambda \frac{\partial \theta}{\partial n_q} = h(\theta_{amb} - \theta) \qquad (1.2.30)$$

ただし、hは総合熱伝達率[W/m^2・K]で、

$$h = h_c + h_r$$
$$= h_c + e_r \sigma (T_{amb}^2 + T^2)(T_{amb} + T) \qquad (1.2.31)$$

である。

（２）混合ガス収支

Fig.1-2-6に示すように、材料表面が被服されていない場合には、材料表面での混合ガスの全圧P_gが大気圧P_{atm}（＝101325[Pa]）と等しくなる。ゆえに、

$$P_g = P_{atm} \qquad (1.2.32)$$

とする。一方、材料表面が完全に被覆されている場合には、境界でのガス流束を零とすれば良いので、

$$\frac{\partial P_g}{\partial n_q} = 0 \qquad (1.2.33)$$

とおく。

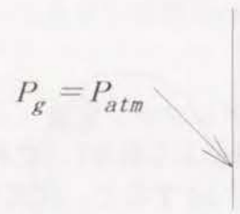


Fig.1-2-6　混合ガス収支に対する境界条件

（３）水蒸気収支

水蒸気に関してはFig.1-2-7に示すように、水蒸気伝達速度h_v[m/s]が与えられるとする。

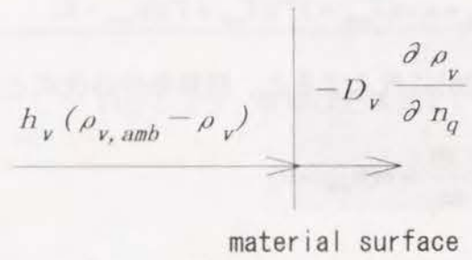


Fig.1-2-7　水蒸気収支式に関する境界条件

すなわち、

$$-D_v \frac{\partial \rho_v}{\partial n_q} = h_v(\rho_{v,amb} - \rho_v) \qquad (1.2.34)$$

ここに、$\rho_{v,a}$は雰囲気ガス中の水蒸気密度[kg/m^3]である。水蒸気の気体の状態方程式(1.2.21)を代入して、式(1.2.34)を絶対温度T[K]と水蒸気分圧P_v[Pa]により表すと次式となる。

$$-D_v\left(-\frac{P_v}{T}\frac{\partial \theta}{\partial n_q} + \frac{\partial P_v}{\partial n_q}\right) = h_v\left(\frac{T}{T_{amb}}P_{v,amb} - P_v\right) \qquad (1.2.35)$$

さらに、熱収支に関する境界条件(1.2.30)式を代入して、温度勾配の項を消去すると次式を得る。

$$-\frac{\partial P_v}{\partial n_q} = \frac{h}{\lambda}\frac{P_v}{T}(\theta_{amb} - \theta) + \frac{h_v}{D_v}\left(\frac{T}{T_{amb}}P_{v,amb} - P_v\right) \qquad (1.2.36)$$

なお、表面が被覆されている場合には、$h_v = 0$とすると、

$$-\frac{\partial P_v}{\partial n_q} = \frac{h}{\lambda}\frac{P_v}{T}(\theta_{amb} - \theta) \qquad (1.2.37)$$

となる。

（４）物理吸着水

材料表面から外部への物理吸着水の蒸発（脱着）が無視できるとして、境界での流束を零とおく。すなわち、

$$\frac{\partial w}{\partial n_q} = 0 \qquad (1.2.38)$$

とする。

１．３　他の研究者により提案されているモデルとの関係

前節で提案したモデルと他の研究者が提案したモデルとの関係をTable 1-3-1に示す。材料内の熱および物質の移動現象をどこまで考慮しているかについて、比較を行った。熱収支については、熱伝導を考慮しているものを○、とし、（○）は熱伝導を定常近似していることを示す。松本とHarmathyは伝導に加えて物質移動に伴うエンタルピー流も入れて詳細に表しているので◎とした。藤

井、Pettersson、川越・若松のモデルは物質移動を考慮していないので、ガス対流以降の欄は該当しない。

ガス対流については、杉山は無視しており、他のモデルではダルシーの式により記述している。水蒸気拡散、液水移動に関しては、拡散係数の詳細が異なるものの、何れのモデルも同等である。

物理吸着水の脱着については、本モデルと杉山以外は局所平衡近似を用いている。結晶水の熱分解については、松本が定式化を示しているのみで、陽に熱分解速度を表すモデルは本モデル以外には無い。

本モデルの最大の特徴は、物理吸着水の脱着速度と結晶水の熱分解速度を陽に記述した点である。

研究者	熱移動	ガス対流	水蒸気拡散	液水移動	物理吸着水の脱着	結晶水の熱分解
藤井	○	×	×	×	×	×
Pettersson	○	×	×	×	×	×
川越・若松	○	×	×	×	×	×
松本	◎	○	○	○	○	(○)
杉山	○	×	○	○	◎	×
Harmathy	◎	○	○	×	○	×
本モデル	○	○	○	○	◎	○

Table 1-3-1　モデルの比較（◎詳細に考慮、○考慮、×無視）

第1章のまとめ

コンクリートを多孔材料として取り扱い、火災時のコンクリート内部の熱と水分の移動を表すモデルを導いた。実質部は細骨材、粗骨材、セメントペーストから成り、セメントペーストの一部には結晶水が含まれている。空隙の一部には物理吸着水が吸着し、残りの部分は空気と水蒸気の二種混合ガスが充満している。火災時には強熱されるに伴い、物理吸着水の可逆的な脱着および結晶水の不可逆的な熱分解が起こる。

熱移動としては実質部の熱伝導を、物質移動としては、空隙内ガスの拡散と対流、物理吸着水の拡散を考えた。これらの現象を考慮するため、熱、空隙内混合ガス（水蒸気＋空気）、水蒸気、物理吸着水、結晶水の５つの収支式を導いた。物理吸着水の脱着速度および結晶水の熱分解速度は、温度、含水率および水蒸気分圧を用いて陽に表した。この点が、従来他の研究者により提案されているモデルとは異なり、本モデルの特徴である。

第２章　物性値の測定および推算

２．１　方針

コンクリートは、セメントペースト、細骨材（砂）および粗骨材の混合物であるため、熱・水分的な物性値は使用する骨材の種類と量に大きく依存する。ゆえに、コンクリートの調合からその物性値を推算することが必要になる。本節では、その方法を示す。計算に必要な値としては、体積比熱（ρc）、絶乾密度（ρ_0）、熱伝導率（λ）、透気率（κ）、水蒸気拡散係数（D_v）、液状水拡散係数（D_w）、平衡含水率（w_{eq}）、結晶水の分解速度のパラメーター（A^*、E^*）である。これらのうち、火災時のコンクリート部材の温度を予測する立場からは、熱に関するパラメータを正確に評価する必要があるが、水分移動に関するパラメータは結果にあまり大きな影響を及ぼさない。

２．２　絶乾密度・体積比熱・空隙率

２．２．１　コンクリートの調合との関係

密度、比熱、空隙率は各々の構成材料毎の値と各構成材料が占める体積の比率から求めることができる。そこで、コンクリートの調合設計において用いられる単位容積重量[1]と各構成材料の体積比率の関係を導いておく。Fig.2-2-1のように、練り混ぜ時には、粗骨材、細骨材、セメント、水および連行空気からなる。セメントペーストは硬化する際に、セメント重量の２５％の水と結合する。残りの水と連行空気の部分が空隙となる。なお、図中の絶乾状態とは、慣習的に１０５℃の乾燥炉内で恒量となった時の密度が用いられるので、本研究でもそれに従う。

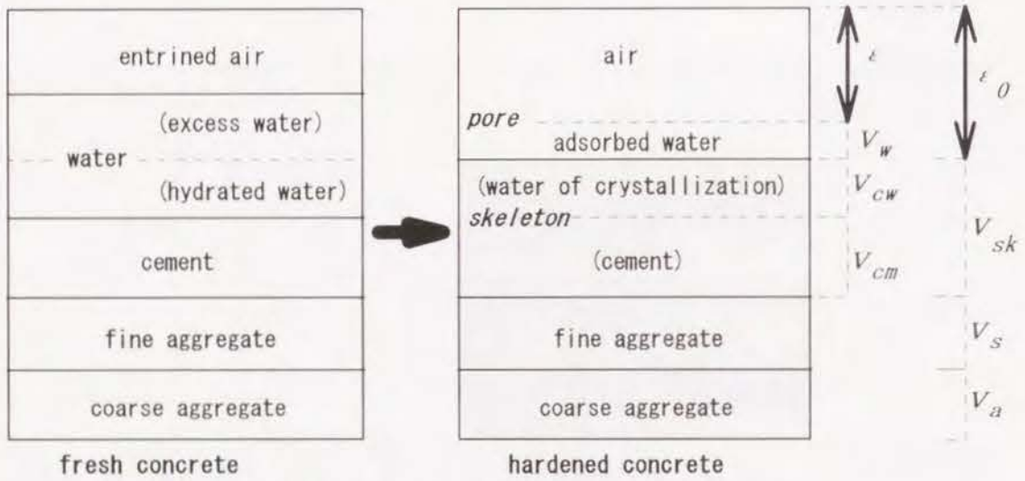


Fig.2-2-1　コンクリートの硬化モデル

1) 岡田、六車、改訂新版 コンクリート工学ハンドブック、朝倉書店

粗骨材、細骨材、セメントの単位容積重量をそれぞれW_a、W_s、W_{cm}[kg/m^3]とする。また、それぞれの構成材料の密度をρ_a、ρ_s、ρ_{cm}[kg/m^3]、水の密度をρ_w[kg/m^3]とする。粗骨材、細骨材が占める部分の体積は、硬化後も変わらないから、次式で表せる。

$$V_a = \frac{W_a}{\rho_a}、\qquad V_s = \frac{W_s}{\rho_s} \tag{2.2.1),(2.2.2}$$

セメントペーストのスケルトンが占める体積V_{sk}は、セメントの体積V_{cm}と水和水の体積V_{cw}の和である。セメントと水の水和生成物の体積は水和前のそれぞれの体積の和よりも小さくなるが、簡単のためここではこの影響を無視し、それぞれの体積の和とする。水和に必要な水の重量は、セメント重量の２５％であることから、

$$V_{sk} = V_{cm} + V_{cw} = \frac{W_{cm}}{\rho_{cm}} + \frac{W_{cm} \times 0.25}{\rho_w} \tag{2.2.3}$$

となる。

ここで、材料が絶乾状態（一般に、１０５℃の通風乾燥炉で乾燥させ恒量となった状態）を考える。このときには、空隙中には物理吸着水が含まれておらず、空隙率は各構成材料の体積を引いた残りとなるから、

$$\begin{aligned}\varepsilon_0 &= 1-(V_a+V_s+V_{sk}) \\ &= 1-\left(\frac{W_a}{\rho_a}+\frac{W_s}{\rho_s}+\frac{W_{cm}}{\rho_{cm}}+\frac{W_{cm}\times 0.25}{\rho_w}\right)\end{aligned} \tag{2.2.4}$$

で与えられる。

密度および体積比熱は、それぞれの構成材料の値を体積比に応じて単純加算すれば求められる。すなわち、

$$\rho_0 = V_a\rho_a + V_s\rho_s + V_{cm}\rho_{cm} + V_{cw}\rho_w \tag{2.2.5}$$

$$(\rho c)_0 = V_a\rho_a c_a + V_s\rho_s c_s + V_{cm}\rho_{cm}c_{cm} + V_{cw}\rho_w c_w \tag{2.2.6}$$

ここに、cは比熱[J/kg•K]であり、添え字a, s, c, wは粗骨材、細骨材、セメント、水を表す。

各構成材料の密度、比熱をTable 2-2-1に示す。密度は水置換法による測定値[2]、比熱は常温付近での液体混合法による値[3]である。比熱は温度により変

2)原田和典、早崎伸一、寺井俊夫、「コンクリートの高温時の熱物性値に関する研究」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第29号(計画系)、1989

3)寺井俊夫、松下敬幸、原田和典、正法院陽三、十倉毅、耐火試験時のコンクリート床内の熱及び水分移動に関する研究、昭和63年度文部省科学研究費補助金報告書、1988

化するが[4]、その主たる原因は、物理吸着水(含水)の脱着や結晶水の熱分解の潜熱であり、その影響を除いた顕熱比熱の値としては、高温時に多少大きくなる程度である。よって、ここでは温度に関わらず一定値と近似する。この表より、コンクリートの構成材料のうちでは水の比熱が他を抜きん出て大きい。ほかの材料は約850[J/kg•K]程度の値としても大きな誤りはない。

材料			密度 [kg/m³]	比熱 [J/kg•K]
水			1000	4186
セメント			3150	920
砂			2650	830
粗骨材	(産地)	(岩石学的分類)		
	間人	玄武岩	2500	896
	長尾山	緑簾石質砂岩	2690	829
	高槻	砂岩	3600	862
	西島	流紋岩質溶結凝灰岩	3600	858
	城陽	チャート質頁岩	4000	828
	アサノライト	人工軽量骨材	1550	795

Table 2-2-1　コンクリートの構成材料の密度および比熱

含水状態では、空隙の一部が物理吸着水で占められるので、正味の空隙が小さくなる。物理吸着水の含水率が絶乾重量基準でw[kg/kg]であれば、その体積は

$$V_w = \frac{\rho_0 w}{\rho_w} \tag{2.2.7}$$

であるから、

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_0 - V_w \\ &= \varepsilon_0 - \frac{\rho_0 w}{\rho_w} \end{aligned} \tag{2.2.8}$$

となる。

密度と体積比熱については、物理吸着水の重量と熱容量を加えることにより、

$$\rho = \rho_0 + \rho_0 w \tag{2.2.9}$$

$$\rho c = (\rho c)_0 + \rho_0 w c_w \tag{2.2.10}$$

を得る。

4)Lie,T.,T.,Fire and Buildings, pp.122, Applied Science Publishers, London, 1972

高温では結晶水（水和水）が熱分解により失われるため、空隙が拡大する。Fig.2-2-2に示すように、結晶水のの残存割合がr_{cw}[m³/m³]の時を考えると、

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 1-(V_a+V_s+V_c+r_{cw}V_{cw}) \\ &= \varepsilon_0+(1-r_{cw})V_{cw} \end{aligned} \tag{2.2.11}$$

$$\begin{aligned} \rho &= V_a\rho_a+V_s\rho_s+V_{cm}\rho_{cm}+r_{cw}V_{cw}\rho_w \\ &= \rho_0-(1-r_{cw})V_{cw}\rho_w \end{aligned} \tag{2.2.12}$$

$$\begin{aligned} \rho c &= V_a\rho_a c_a+V_s\rho_s c_s+V_{cm}\rho_{cm}c_{cm}+r_{cw}V_{cw}\rho_w c_w \\ &= (\rho c)_0-(1-r_{cw})V_{cw}\rho_w c_w \end{aligned} \tag{2.2.13}$$

となる。

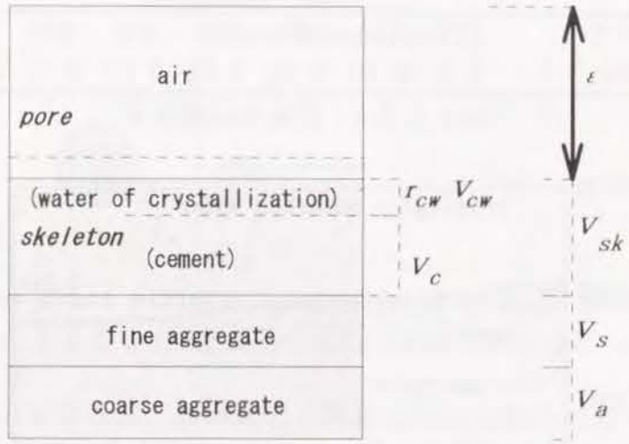


Fig.2-2-2　高温時の空隙率

2．2．2　推算例

Table 2-2-2に示す調合の普通コンクリートの密度、空隙率、体積比熱を推算した。単位容積重量から式(2.2.1)～(2.2.3)により体積比率を算出すると表の最右欄の体積比を得る。これを式(2.2.13)～(2.2.0)に用いて１０５℃絶乾状態での密度、体積比熱、空隙率を計算した。さらに、式(2.2.11)、(2.2.13)により高温時の補正を行った。このとき、結晶水残存割合r_{cw}を陽に与える必要がある。結晶水の含水率は熱分解過程の結果として得られるものであるが、ここでは簡単のためTable 2-2-3の値で与えた。この値はセメントペーストの空隙率変化の測定値（次節のFig.2-3-9）から得た値であり、詳細は次節にて述べられる。

推算した結果をFig.2-2-3に示す。常温での体積比熱は約2000[kJ/m³•K]であり、含水状態によって約５%の変動がある。高温時には、結晶水が失われてゆくので、その分だけ体積比熱が小さくなり、この例では約１０%減少する。

	重量比 [kg/kg-cement]	単位容積重量 [kg/m³-bulk]	密度 [kg/m³]	体積比 [m³/m³-bulk]	
粗骨材	3.43	967	2690	0.360	
細骨材	2.91	821	2650	0.310	
セメント	1.0	282	3150	0.090	
水	0.63				（実積率）
（水和水）	(0.25)	71	1000	0.070	0.829
（余剰水）	(0.38)	107	1000	0.107	（空隙率）
連行空気	0.0	0	0	0.086	0.171
計		2280 （調合時）		1.0	
		2180 （絶乾状態）			1.0

セメント：普通ポルトランドントセメント
細骨材：瀬戸内室木島除塩砂、粗骨材：緑簾石質砂岩（長尾山）

Table 2-2-2　コンクリートの調合例（普通コンクリート）

温度θ[℃]	105	150	200	300	400	600	800
残存率r_{cw}[-]	1.0	0.89	0.86	0.67	0.63	0.11	0

Table 2-2-3　結晶水の残存率

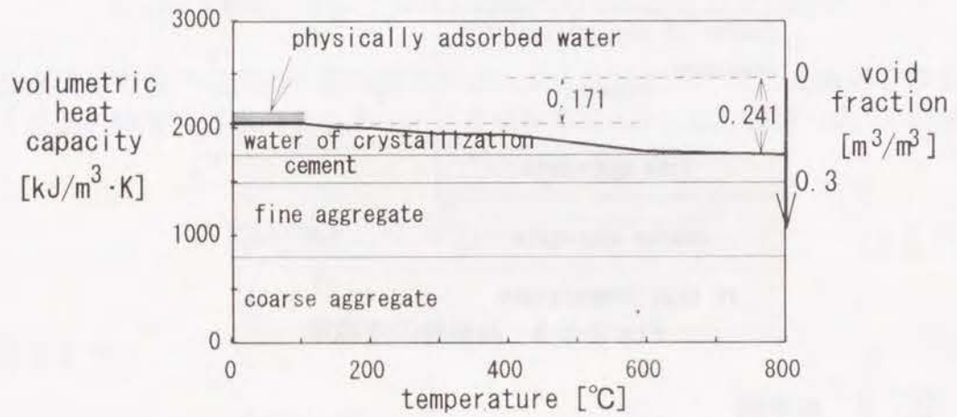


Fig.2-2-3　コンクリートの体積比熱、空隙率

2．3　熱伝導率

2．3．1　コンクリートの熱伝導率のモデル

コンクリートは、粗骨材、細骨材、セメントペースト及び空隙から成り、これら構成材料の比率によりコンクリートの熱伝導率が変化する。そのため、コンクリートを前節と同様に4種の混合物として取扱い、Fig.2-3-1に示すようにモデル化する。コンクリートは、粗骨材とモルタルの混合物であり、モルタルは細骨材とセメントセメントペースト、セメントペーストはスケルトンと空隙の混合物である。それぞれについて、2種類を任意の体積比率で混合することができる。

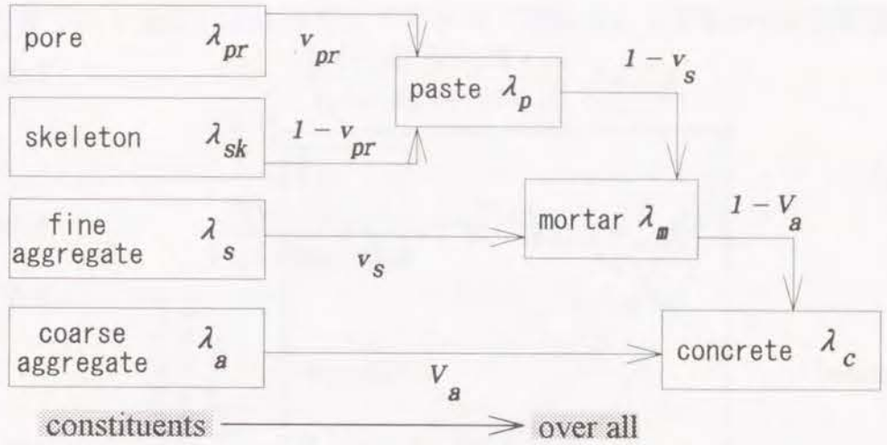


Fig.2-3-1　コンクリートの熱伝導率のモデル

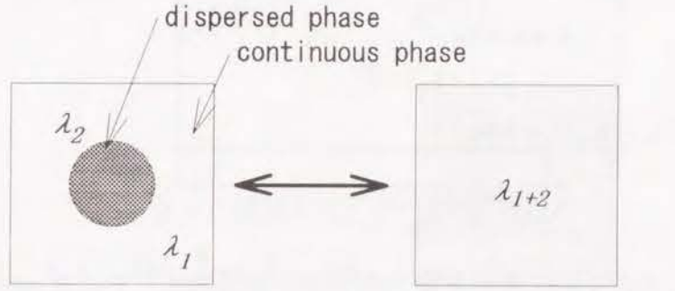


Fig.2-3-2　2種混合材料の等価な熱伝導率

Fig.2-3-2に示すように、連続相と分散相を任意の割合で混合した材料の等価な熱伝導率を推算する方法は多数ある。最も単純な方法は、連続相と分散相の熱抵抗を直列合成する方法で、連続相の熱伝導率をλ_1、分散相の熱伝導率をλ_2、分散相の体積比をVとすると、

$$\lambda_{1+2}=\frac{1}{\frac{1-V}{\lambda_1}+\frac{V}{\lambda_2}} \qquad (2.3.1)$$

となる。直列合成は連続相と分散相とが熱流方向に直列に配置されていると近似することと等価である。反対に、連続相と分散相が熱流方向に並列に配置されていると近似すると（並列合成）

$$\lambda_{1+2}=(1-V)\lambda_1+V\lambda_2 \qquad (2.3.2)$$

を得る。現実には、これら2つの中間であり、例えば

Maxwell[5]

$$\lambda_{1+2} = \lambda_1 \frac{\lambda_2 + 2\lambda_1 - 2V(\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_2 + 2\lambda_1 + V(\lambda_1 - \lambda_2)} \qquad (2.3.3)$$

Allen[6]

$$\lambda_{1+2} = \lambda_1(2M - M^2) + \frac{\lambda_1\lambda_2(1-M)^2}{\lambda_1(1-M) + \lambda_2 M} \qquad (2.3.4)$$

$$M = 1 - \sqrt[3]{1-V} \qquad (2.3.5)$$

Jefferson[7]

$$\lambda_{1+2} = \lambda_1\left(1 - \frac{\pi}{4(1+2n)^2}\right) + \frac{\pi}{4(1+2n)^2}\frac{(n+\frac{1}{2})\lambda_1\lambda_2}{\frac{\lambda_1}{2} + n\lambda_2} \qquad (2.3.6)$$

$$n = 0.403V^{-1/3} - \frac{1}{2} \qquad (2.3.7)$$

Cheng[8,9]、 $(\lambda_1 < \lambda_2, V < 0.66)$

$$\frac{1}{\lambda_{1+2}} = \frac{1}{\sqrt{c(\lambda_2 - \lambda_1)\{\lambda_1 + b(\lambda_2 - \lambda_1)\}}} \times \log_e \frac{\sqrt{\lambda_1 + b(\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{b}{2}\sqrt{c(\lambda_2 - \lambda_1)}}{\sqrt{\lambda_1 + b(\lambda_2 - \lambda_1)} - \frac{b}{2}\sqrt{c(\lambda_2 - \lambda_1)}} + \frac{1-b}{\lambda_1} \qquad (2.3.8)$$

$$b = \sqrt{\frac{3V}{2}}、\ c = \frac{4\sqrt{2}}{\sqrt{3V}} \qquad (2.3.9),(2.3.10)$$

などの方法がある。

コンクリートを想定してこれらの式の適用の可否を検討する。連続相（モルタル）の熱伝導率を$\lambda_1 = 1.0$、分散相（粗骨材）の熱伝導率を$\lambda_2 = 5.0$とし、式(2.3.1)～(2.3.8)により計算した値をFig.2-3-3に示す。直列合成は最小値を、並列合成は最大値を与える。これら２つを除外した他の方法では$V = 0 \sim 0.6$の範囲では大差ない。よって、式が簡単であることよりMaxwellの方法を用いる。

5) Maxwell,J.,C., "A Treatise on Electricity and Magnetism", Vol.1,Chapter IX, First Edition, General Publishing Company, Toronto, 1873,(Third Edition, Reprinted by Dover Publications, New York,1954
6) Cambell-Allen,D.,Thorne,C.,P., "The Thermal Conductivity of Concrete", Magagine of Concrete Research, Vol.15, No.43, pp.39-48, 1963
7) Jefferson,T.,B., Witzell,O.,W., Sibbitt,W.,L., "Thermal Conductivity of Graphite-Silicone Oil and Graphite-Water Suspensions",Industrial and Engineering Chemistry,Vol.50,No.10, pp.1589-1592
8) Cheng,S.,C.,Vachon,R.,I.,"The Prediction of the Thermal Conductivity of Two and Three Phase Solid Heterogeneous Mixtures",International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.12, pp.249-264,1969
9) Cheng,S.,C.,Vachon,R.,I.,"A Technique for Predicting the Thermal Conductivity of Suspensions, Emulsions and Porous Materials",International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.13, pp.537-546,1970

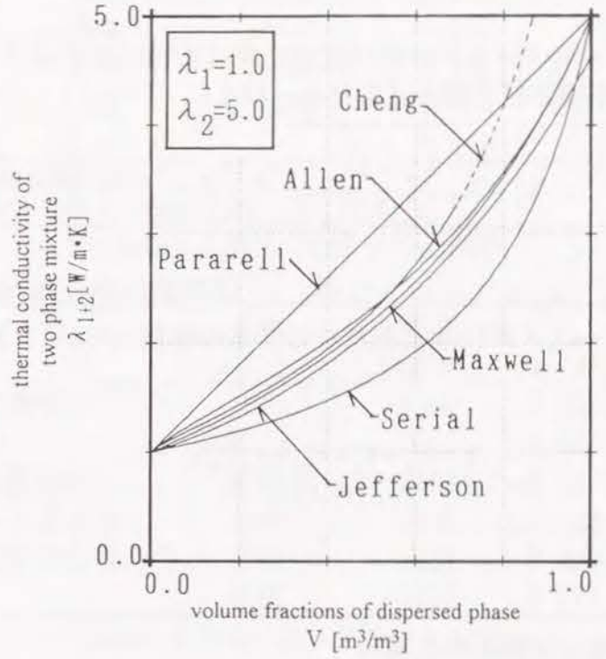


Fig.2-3-3　２種混合材料の熱伝導率推算方法の比較

まず、コンクリートを粗骨材とモルタルの混合物と見なす。粗骨材、モルタルそれぞれの熱伝導率をλ_a、λ_m[W/m•K]とするとコンクリートの熱伝導率は次式で表される。

$$\lambda_c = \lambda_m \frac{\lambda_a + 2\lambda_m - 2V_a(\lambda_m - \lambda_a)}{\lambda_a + 2\lambda_m + V_a(\lambda_m - \lambda_a)} \qquad (2.3.11)$$

ここに、V_a[m3/m3]はコンクリートの全体積のうち粗骨材が占める部分の体積の割合であり、コンクリートの調合が既知であれば、前節で示した方法により計算できる。

次に、セメントモルタルの部分だけに注目すれば、セメントペーストと細骨材の混合物と考えられるので式(2.3.11)と同様にして

$$\lambda_m = \lambda_p \frac{\lambda_s + 2\lambda_p - 2v_s(\lambda_p - \lambda_s)}{\lambda_s + 2\lambda_p + v_s(\lambda_p - \lambda_s)} \qquad (2.3.12)$$

となる。ここに、λ_p、λ_sはセメントペースト、細骨材の熱伝導率[W/m•K]である。また、v_sはモルタル部分のうち細骨材が占める部分の体積割合[m3/m3]であり、前節で示した体積比率を用いて表すと

$$v_s = \frac{V_s}{1-V_a} \qquad (2.3.13)$$

となる。

さらに、セメントペーストの部分だけに注目すればスケルトン（セメント粒子＋結晶水）と空隙の混合物と見なせる。ゆえに

$$\lambda_p = \lambda_{sk}\frac{\lambda_{pr}+2\lambda_{sk}-2v_{pr}(\lambda_{sk}-\lambda_{pr})}{\lambda_{pr}+2\lambda_{sk}+v_{pr}(\lambda_{sk}-\lambda_{pr})} \qquad (2.3.14)$$

となる。ここに、λ_{sk}はスケルトンの、λ_{pr}は空隙の熱伝導率[W/m•K]である。v_{pr}はセメントペースト単位体積あたりの空隙の体積[m³/m³]であり、Fig.2-2-2を参照すると

$$v_{pr} = \frac{1-(V_a+V_s+V_{cm}+r_{cw}V_{cw})}{1-(V_a+V_s)} \qquad (2.3.15)$$

を得る

2．3．2．各構成材料の熱伝導率

以上のモデルによって任意の調合のコンクリートの熱伝導率を推算するためにはλ_a、λ_s、λ_{sk}、λ_{pr}を温度の関数として知ることが必要になる。しかし、粗骨材や砂の形状から考えると、それらを直接測定するのには非常な困難が伴う。そのため、種々の調合のモルタル、コンクリートの値を測定しておき、それらの測定値から各構成材料の熱伝導率を推算する。

高温時には結晶水が熱分解により失われて空隙が増大するから、温度による空隙率の変化も併せて測定する。

（1）粗骨材

粗骨材の熱伝導率を求めるため、Table 2-3-1の調合のモルタル、モルタルとTable 2-3-2に示す6種類の粗骨材を混合した供試体を作成し、熱伝導率を測定した[10)]。

10) 原田和典、寺井俊夫、早崎伸一、「高温時のコンクリートの熱物性値に関する研究」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第29号(計画系)、1989

	単位容積重量 [kg/m³]	密度 [kg/m³]	体積比率 [m³/m³]		
細骨材	1101	2650	0.416		
セメント	551	3150	0.175		
水和水	154	1000	0.154	累計	0.745
余剰水	66	1000	0.066	空隙率 ε_0	=0.255
計	-	-	0.811		

細骨材：瀬戸内室木島除塩砂
セメント：普通ポルトランドセメント

Table 2-3-1. モルタルの調合

種類	産地	密度 [kg/m³]	V_a [m³/m³]	記号
人工軽量骨材	ｱｻﾉﾗｲﾄ	1550	0.268	LW
玄武岩	間人	2590	0.238	BA
緑簾石質砂岩	長尾山	2690	0.247	S1
チャート質頁岩	城陽	2600	0.228	CH
流紋岩質溶結凝灰岩	西島	2620	0.320	TU
砂岩	高槻	2690	0.227	S2

Table 2-3-2. コンクリートの調合

測定は非定常熱線法により行った。Fig.2-3-4に示すように半径50mm、長さ100mmの円筒形の供試体を作成し、中心軸上に直径0.65mmのニクロム線を埋め込んだ。ニクロム線の中央にＣＡ熱電対（直径0.32mm）を点溶接した。これをFig.2-3-5に示す電気炉内に設置した。炉内温度は、ＰＩＤコントローラーにより制御した。

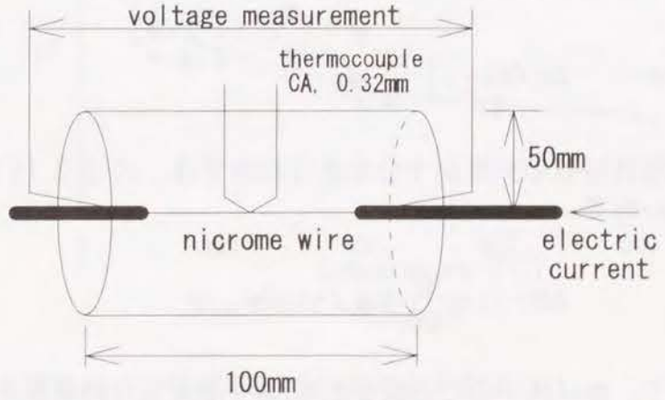


Fig.2-3-4　供試体

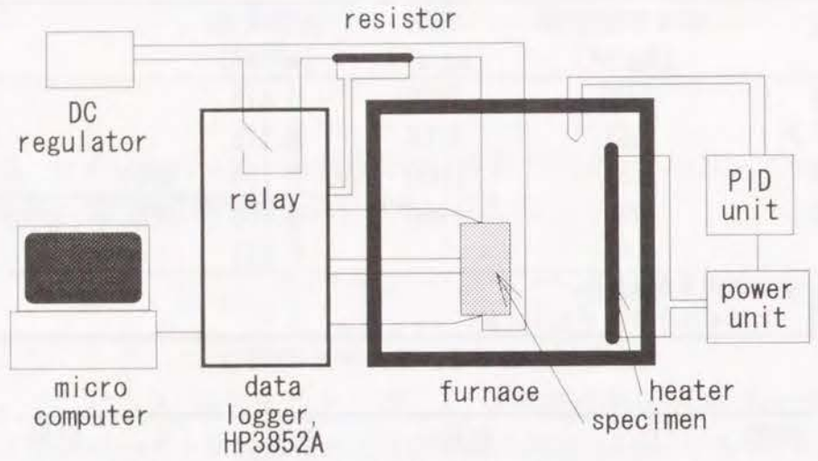


Fig. 2-3-5　測定装置

供試体温度が定常になった後に、ニクロム線に電流を通じて、その時の温度上昇を測定した。ニクロム線への供給電力は、ダミー抵抗（抵抗値が既知）に加わる電圧から電流を求めてニクロム線両端に加わる電圧との積によった。また、電流のオン、オフはデータロガー内臓のリレーを利用し、測定と正確に同期させた。

ニクロム線に、時刻$t=0$から$t_1=180$[sec]まで電流を流し一定の割合Q[W/m]で発熱させる。このとき、中心から距離rでの温度上昇$\Delta\theta$は、供試体を二次元無限媒質とみなせる時間内では

$$\Delta\theta(r,t) = -\frac{Q}{4\pi\lambda}\mathrm{Ei}(-\frac{r^2}{4at}) \qquad (2.3.16)$$

で与えられる[11]。ここにEiは積分指数関数

$$\mathrm{Ei}(-x) = -\int_x^{\infty}\frac{e^{-u}}{u}du \qquad (2.3.17)$$

である。積分指数関数の引数が十分小さな範囲では、式(2.3.16)は対数関数とほとんど等しいので、

$$\Delta\theta(r,t) = \frac{Q}{4\pi\lambda}\log_e t + const. \qquad (2.3.18)$$

となる。よって、供試体中心での温度上昇$\Delta\theta$を測定した結果を片対数プロットして回帰曲線の勾配から熱伝導率を得ることができる。プロット例をFig. 2-3-6に示す。

11) Carslaw,H.,S.,Jaeger,J.,C., Conduction of Heat in Solids, second edition, Oxford at the Clarendon Press

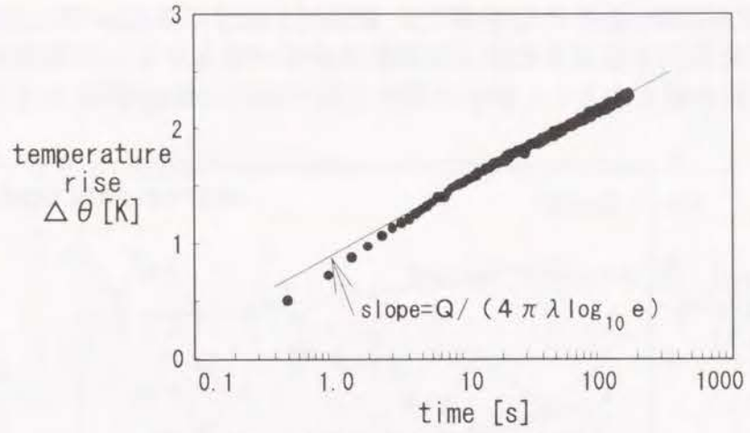


Fig. 2-3-6　測定結果の例

この方法を常温から８００℃まで繰り返し行うことによりFig. 2-3-7の値を得た。熱伝導率は１００℃以上の範囲では徐々に小さくなる傾向があり、８００℃では１００℃の約半分にまで減少する。また、天然骨材を用いたものはモルタルよりも熱伝導率が大きく、最も大きなチャートの場合では約４割増しとなる。反対に、人工軽量骨材を用いるとモルタルよりもやや小さな値となる。

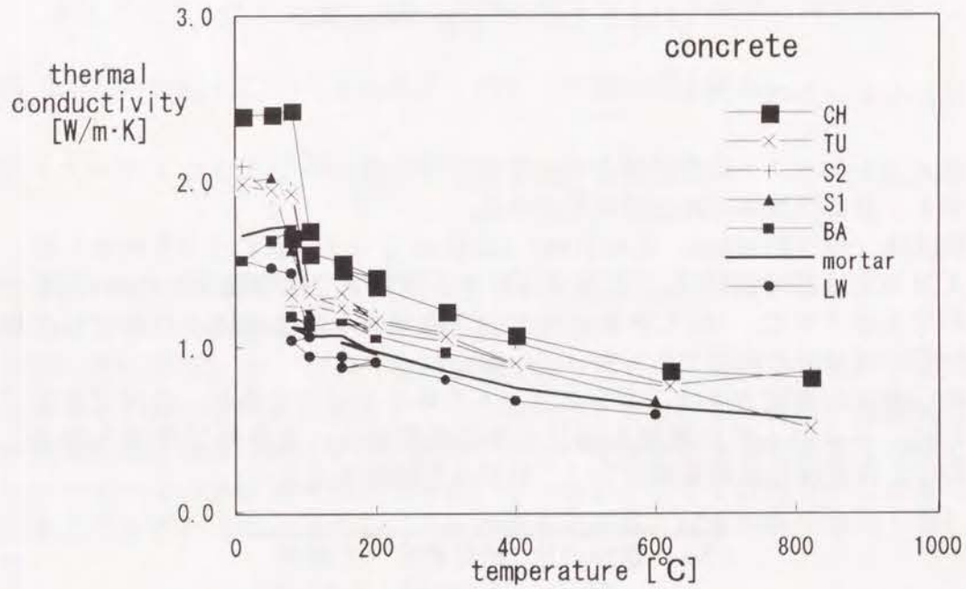


Fig. 2-3-7　測定結果

式(2.3.11)を粗骨材の熱伝導率λ_aについて書き直すと、

$$\lambda_a = \lambda_m\frac{V_a(\lambda_c+2\lambda_m)+2(\lambda_c-\lambda_m)}{V_a(\lambda_c+2\lambda_m)-(\lambda_c-\lambda_m)} \qquad (2.3.19)$$

となる。モルタル、コンクリートの各温度での測定値をλ_m、λ_cとして上式に代

入して粗骨材の熱伝導率λ_aを得た。結果をFig.2-3-8に示す。この図でも、チャートが最も大きな値となり、人工軽量骨材が最も小さい。天然の骨材のうちでは玄武岩が最も小さく、砂岩と凝灰岩は中間的な値となる。

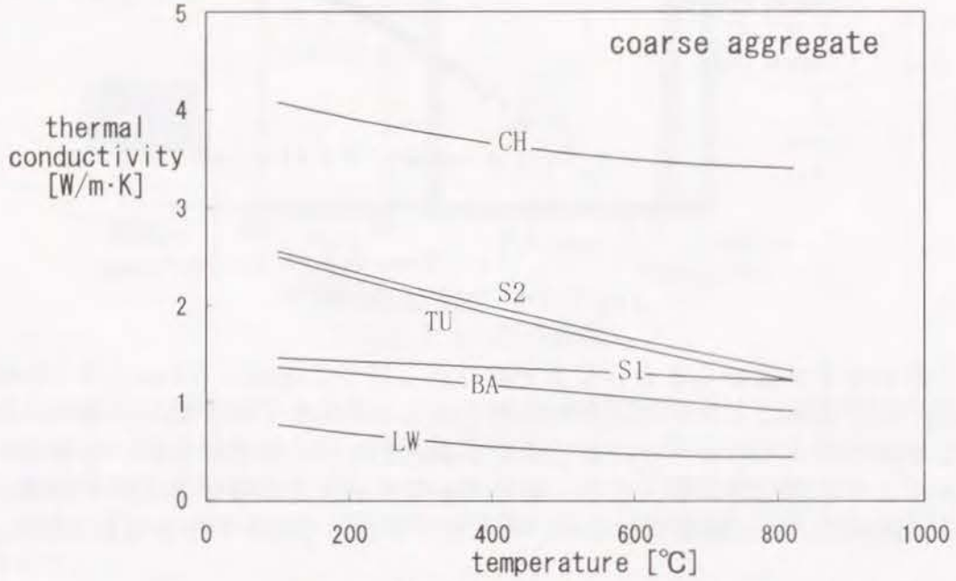


Fig.2-3-8　粗骨材の熱伝導率

（2）セメントペースト

セメントペーストの供試体を用いて測定を行ない[12]、セメントペーストのスケルトンおよび空隙の熱伝導率を求める。

供試体（長さ約100mm、直径31mm）はTable 2-3-3に示す三つを用意した。水セメント比は35～45%とし、打設後は材令８週間まで水中養生した後105℃の乾燥炉で乾燥させた。105℃絶乾状態での空隙率を水置換法により測定したところ0.377～0.491の範囲であった。

熱伝導率の測定方法は、コンクリートの場合と同じである。各設定温度に達した後、ニクロム線に電流を通じて非定常熱線法により熱伝導率を測定した。さらに、供試体の重量を測定し、これから空隙率を求めた。

No.	水ｾﾒﾝﾄ比 [%]	絶乾密度 [kg/m³]	空隙率 [m³/m³]
1	35	1701	0.377
2	40	1521	0.443
3	45	1406	0.485

Table 2-3-3　供試体一覧

測定結果をFig.2-3-9に示す。水セメント比が大きなものほど空隙率が大き

12) 原田和典、寺井俊夫、「コンクリートの高温時の熱伝導率推算方法に関する研究」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第32号(計画系)、pp.157-160、1992

くなり、熱伝導率は小さくなる。また、全ての供試体とも、高温になるに従って結晶水が熱分解により失われるため空隙率が増大し、その結果として熱伝導率がさらに小さくなる。

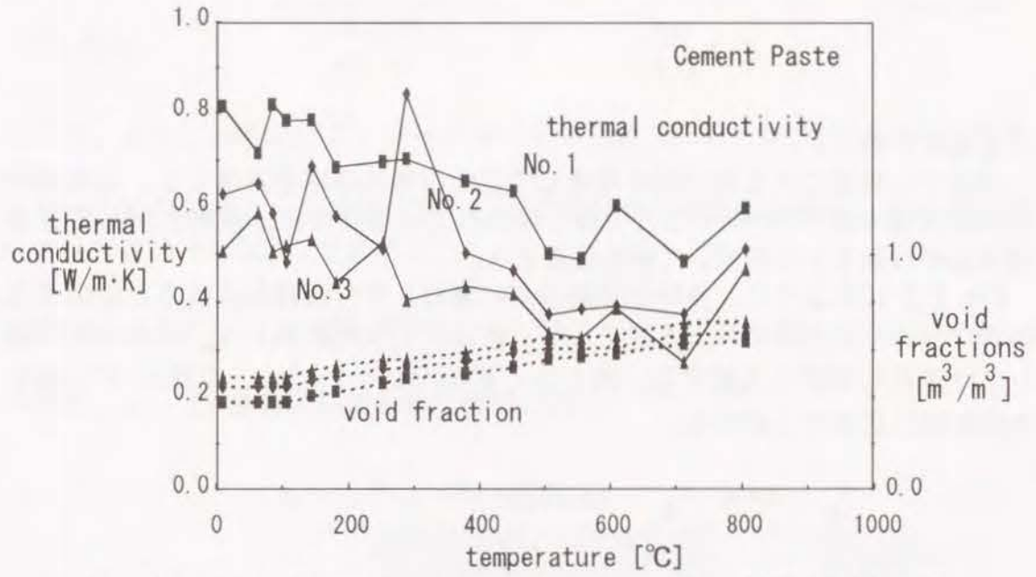


Fig.2-3-9　セメントペーストの熱伝導率および空隙率の測定結果

式(2.3.14)をλ_{sk}について書き直すと次の二次方程式を得る。

$$\lambda_{sk}^{\ 2}+\frac{(1+2\varepsilon_p)\lambda_{pr}-(2+\varepsilon_p)\lambda_p}{2(1-\varepsilon_p)}\lambda_{sk}-\frac{\lambda_{pr}\lambda_p}{2}=0 \qquad (2.3.20)$$

ここで、空隙の熱伝導率λ_{pr}が既知ならば、上式にλ_pの測定値とともに代入すればスケルトンの熱伝導率λ_{sk}が求められる。

空隙の熱伝導率λ_{pr}は、材料が絶乾状態でありさらに対流による熱伝達を無視できるとすれば空気の熱伝導率となり近似的に０と置ける。材料が湿潤状態ならば空隙の熱伝導率は増大する。鉾井ら[13]は、空隙内の水分移動等を考慮したオーバーオールの熱伝導率の表現を導いているが、ここでは簡単のため単に空気が水と置き替わったと考える。空隙が満水状態ならば水の熱伝導率と等しくなり

$$\lambda_{pr}=\lambda_{water} \qquad (2.3.21)$$

とする。空隙の一部を液状水が満たしている時には、液状水が空隙中に占める体積比率に熱伝導率が比例すると仮定する。

13) 鉾井修一、池田哲朗、堀江悟郎、「多孔質建築材料の湿潤時熱伝導率について」、日本建築学会計画系論文報告集、第354号、1985

$$\lambda_{pr} = f_w \lambda_{water} \tag{2.3.22}$$

ここに、f_wは空隙飽和度[m³/m³]であり、絶乾重量基準の含水率w[kg/kg]とは

$$f_w = \frac{\rho_0 w}{\rho_w \varepsilon_0} \tag{2.3.23}$$

なる関係がある。

高温では放射による熱伝達を考慮して空隙の熱伝導率を評価する。充填層の有効熱伝導率モデル[14,15]などで取り扱われているように、放射に対しては多段灰色平行面モデルを用いて値を推算する。

Fig.2-3-10のように、空隙が距離Dだけ離れた平行面群から成ると近似する。面Aから出た放射は面Bへ入射するが、全体のうち実質率$(1-v_{pr})$の割合が距離Dだけ離れた位置に入射する。残りのv_{pr}の部分については、距離$2D$だけ離れた面に同じ比率で入射する。

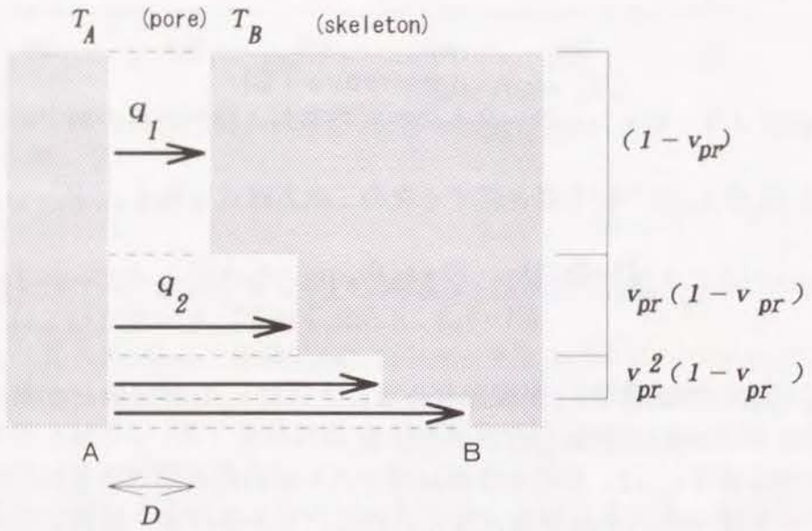


Fig.2-3-10　多段灰色平行面モデル

これらの経路のうち第i 番目の経路の正味の放射熱流q_iは灰色平行面間のふく射熱流の式により表される。

$$\begin{aligned} q_i &= e_r \sigma (T_A^4 - T_B^4) \\ &= e_r \sigma (T_A^2 - T_B^2)(T_A + T_B)(T_A - T_B) \end{aligned} \tag{2.3.24}$$

14) Botterill,J.,S.,M.,Salway,A.,G.,Teoman,Y.,"The effective thermal conductivity of high temperature particulate beds - I.Experimental determination", International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.32, No.3, pp. 585-593, 1989

15) Botterill,J.,S.,M.,Salway,A.,G.,Teoman,Y.,"The effective thermal conductivity of high temperature particulate beds - II.Model predictions and the implication of the experimental values", International Journal on Heat and Mass Transfer,Vol.32,No.3, pp.595-609, 1989

ここに、e_rは総合放射率で、面A、Bの放射率をe_A、e_Bとすると

$$e_r = \frac{1}{\frac{1}{e_A} + \frac{1}{e_B} - 1} \tag{2.3.25}$$

となる。また、σはステファン＝ボルツマン定数（5.67×10^{-8}[W/m²•K⁴]）である。

二つの面の温度T_A、T_Bはほぼ等しいので温度差の項のみを残し、他の項については両者の平均温度Tで表すと、

$$q_i = 4 e_r \sigma T^3 (T_A - T_B) \tag{2.3.26}$$

となる。よってi 番目の経路の熱伝導率の表現として

$$\lambda_i = \frac{q_i}{\frac{T_A - T_B}{iD}} = 4 e_r \sigma T^3 iD \tag{2.3.27}$$

を得る。空隙全体としては、$i=1\sim\infty$の経路が並列に並んでいると見なせるので

$$\lambda_{pr} = \sum_{i=1}^{\infty} \lambda_i (v_{pr})^{i-1} (1-v_{pr})^i = \frac{4 e_r \sigma T^3 D}{1-v_{pr}} \tag{2.3.28}$$

となる。

ここでは、$e_r = 0.9$[-]、$D = 0.3$[mm]としてλ_{pr}を求め、これをセメントペーストの測定値と共に式(2.3.20)に代入してλ_{sk}を求めた。結果をFig.2-3-11に示す。スケルトンの熱伝導率は骨材の熱伝導率と同程度の値であり、高温になるにつれて多少小さくなる。

また、Fig.2-3-9の空隙率の値から、セメントペーストのスケルトンの残存率

$$r_{cw}(\theta) = 1 - \frac{v_{pr}(\theta) - v_{pr}(105)}{v_{pr}(800) - v_{pr}(105)} \tag{2.3.29}$$

を求めるとFig.2-3-12を得る（前節で用いたTable 2-2-3と同値である）。

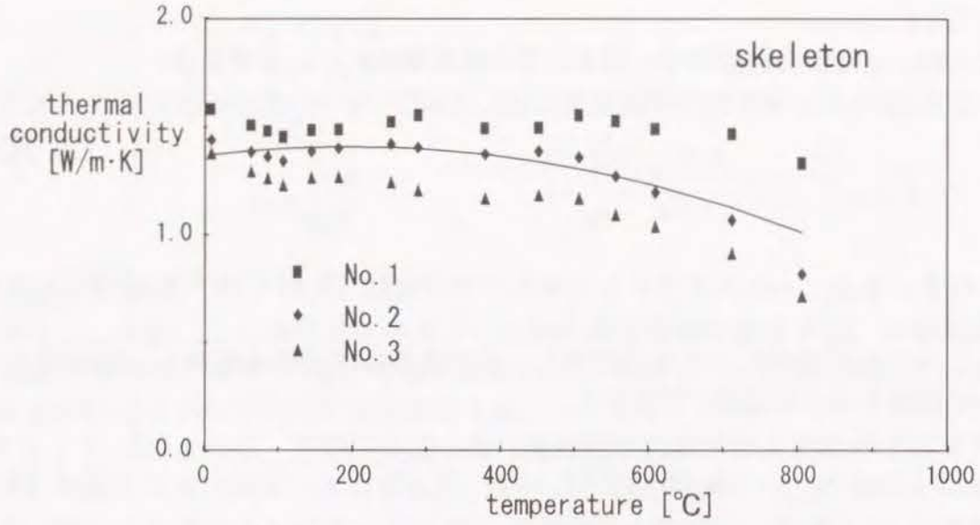


Fig. 2-3-11　スケルトンの熱伝導率

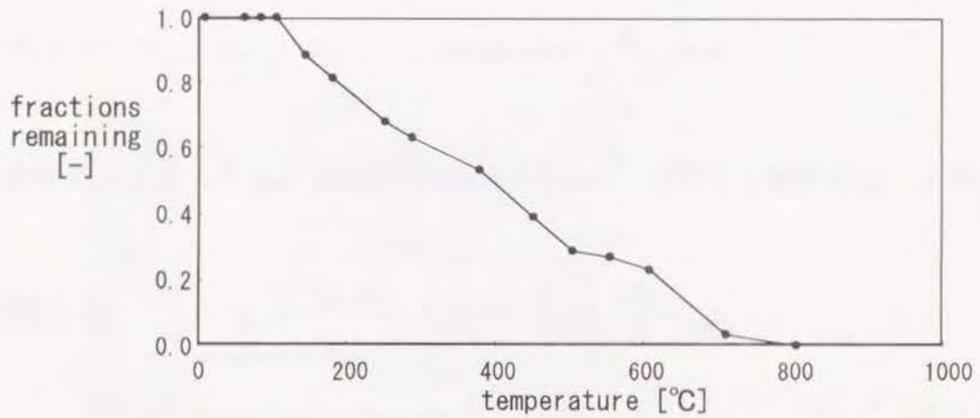


Fig. 2-3-12　結晶水の残存率r_{cw}

（3）細骨材

これまでと同様の手順により、細骨材の熱伝導率を求める。式(2.3.12)を細骨材の熱伝導率について書き直すと式(2.3.19)と同型の式

$$\lambda_s = \lambda_p \frac{v_s(\lambda_m + 2\lambda_p) + 2(\lambda_m - \lambda_p)}{v_s(\lambda_m + 2\lambda_p) - (\lambda_m - \lambda_p)} \qquad (2.3.30)$$

が得られる。上式のλ_mにモルタルの測定値を用い、λ_pについては前項で求めたスケルトンの熱伝導率λ_{sk}と空隙の熱伝導率λ_{pr}から推算したペーストの値を用いて細骨材の熱伝導率λ_sを求めた。結果をFig. 2-3-13に示す。粗骨材と同様に、細骨材の熱伝導率は高温になるにつれて小さくなる。

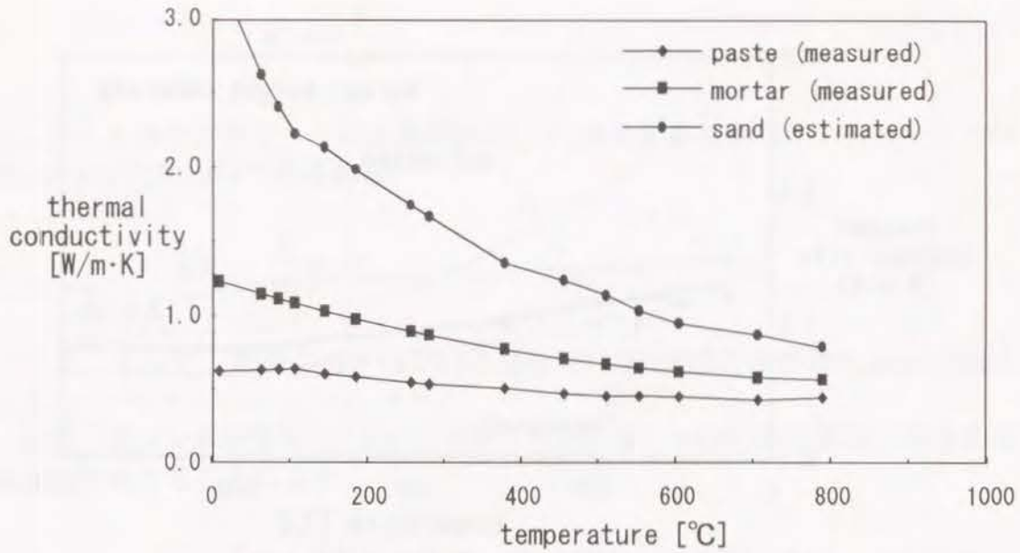


Fig. 2-3-13　細骨材の熱伝導率（海砂）

2．3．3．熱伝導率の推算例

前節までで示してきた方法の妥当性を検討するため、調合が既知のコンクリートの熱伝導率をFig. 2-3-1の順に各構成材料の値を合成して、実測値と比較する。まずは、Fig. 2-3-11のスケルトンの値と式(2.3.28)による空隙の値を式(2.3.14)に用いてペースト部分の熱伝導率λ_pを得る。次に、Fig. 2-3-13の細骨材の値と式(2.3.12)により合成しλ_mを得る。最後にFig. 2-3-8の粗骨材の値と式(2.3.11)により合成することによりコンクリートの熱伝導率λ_cを得る。

Table2-3-4に示す調合の普通コンクリート、軽量コンクリートの熱伝導率は上田らにより測定されている[16]。この調合から上述の方法で推算した値をFig. 2-3-14およびFig. 2-3-15に示す。いずれの場合にも推算値は実測値よりもわずかに大きいもののほぼ妥当な値が得られた。

	普通コンクリート			軽量コンクリート		
	単位容積重量 [kg/m³]	比重 [-]	体積比 [m³/m³]	単位容積重量 [kg/m³]	比重 [-]	体積比 [m³/m³]
水	71[1)]	1.00	0.070	85[1)]	1.00	0.076
セメント	282[2)]	3.15	0.090	304[2)]	3.15	0.097
細骨材	831[3)]	2.65	0.314	881[3)]	2.65	0.332
粗骨材	981[4)]	2.69	0.365	488[5)]	1.55	0.315
計	2164		0.838	1749		0.820

1)水量は結合水のみ(セメント重量の25%)、2)普通ポルトランドセメント
3)瀬戸内室木島除塩砂、4)緑簾石質砂岩（長尾山）、5)人工軽量骨材（アサノライト）

Table 2-3-4　コンクリートの調合

16) 上田哲夫、寺井俊夫、十倉毅、石原毅、小南和也、行貝光史、「コンクリートの高温時の熱物性値に関する実験的研究」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第27号(計画系)、1987

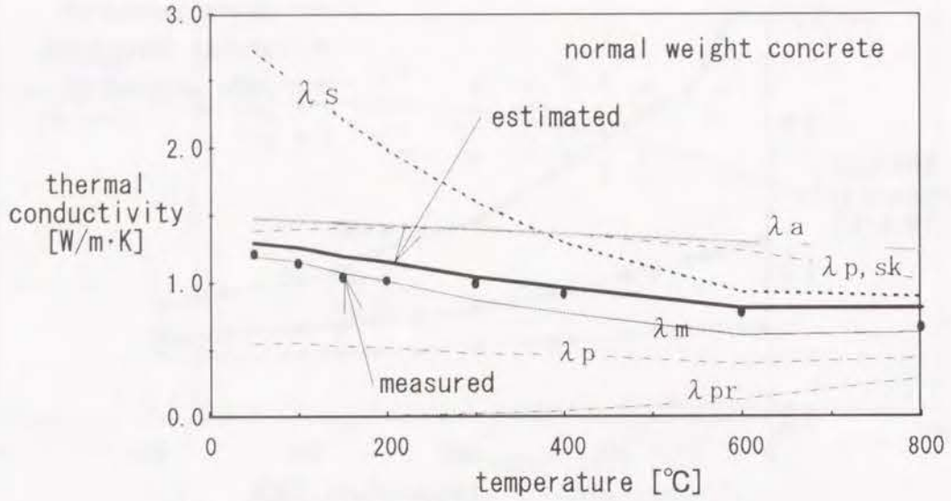


Fig.2-3-14　推算結果（普通コンクリート）

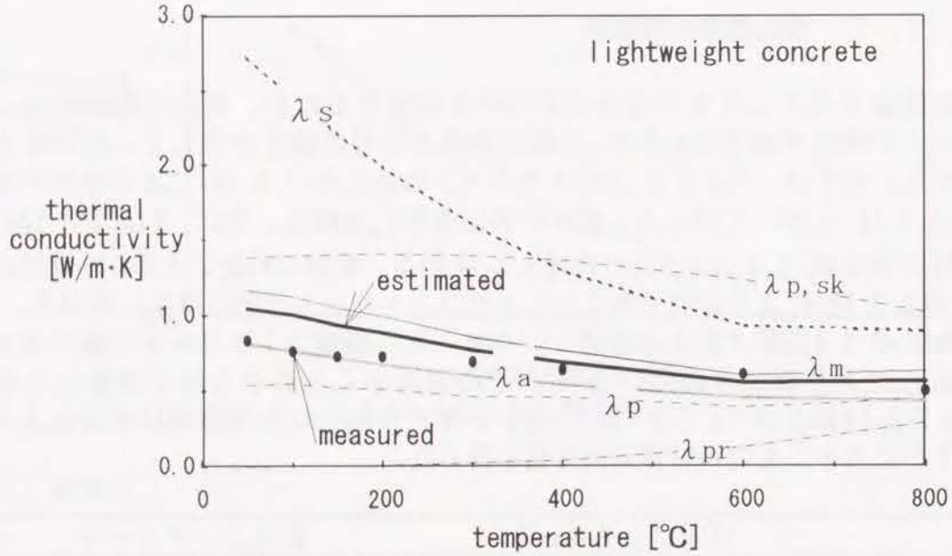


Fig.2-3-15　推算結果（一種軽量コンクリート）

2．4　透気率

透気・透水性能は主として材料の耐久性の観点から多く調べられており、本節ではこれらの文献データから調合との関係を求める。文献データでは、研究者によって透気係数、透水係数、拡散係数、透気率、比透気率などの種々の指標を用いているため、それらの値は全て比透気率に換算して整理する。換算する関係式は以下の通りである。

拡散係数β^2[m^2/s]と透水係数k[m/s]の間には次の関係がある[17]。

17)岩崎訓明、コンクリートの特性、共立出版, pp.140-142, 1975

$$\beta^2 = k\frac{K}{\rho g} \qquad (2.4.1)$$

ここに、Kはコンクリートの体積弾性率[-]である。典型的なコンクリートでは$K = 10\times10^{10}$[Pa/m^2]であるから

$$\frac{K}{\rho g} \cong 10^6 \qquad (2.4.2)$$

となる。よって、拡散係数β^2[m^2/s]の値を10^6で除せば透水係数k[m/s]が得られる。

透気（透水）係数k[m/s]と比透気率（比透水率）κ[m^2]の関係は、両者の定義式を比較することにより

$$\kappa = \frac{\mu k}{\rho g} \qquad (2.4.3)$$

となる。ここに、μは透過流体の粘性係数であり、透過流体が空気ならば$\mu = 1.81\times10^{-5}$、水ならば$\mu = 1.0\times10^{-3}$[Pa•s]である。

比透気率は透過流体の種類に関係なく、材料の空隙構造により一意に決まるはずであるが、現実には透過流体が液体と気体とでは測定値のオーダーが異なる。Bamforth[18]は、同一供試体で窒素ガスおよび水を用いて比透気率と比透水率を測定し、両者の関係として次の相関を得た。

$$\kappa = \kappa'\left(1+\frac{1.65\times10^{-3}\kappa'^{-0.523}}{P_m}\right) \qquad (2.4.4)$$

ここに、κは窒素ガスを用いて求めた比透気率[m^2]、κ'は水を用いて求めた比透水率[m^2]、P_mは平均圧力（供試体両側の圧力の平均値）[Pa]である。

2．4．1　比透気率と調合の関係

過去に測定されたデータのうち、調合等の条件が比較的良く記述されているデータ[19〜32]を調査した。その中には、水セメント比が小さいいわゆる高強度

18) Bamforth,P.,B.,"The relationship between permeability coefficients for concrete obtained using liquid and gas", Magagine of Concrete Research, Vol.39, No.138, pp.3-11, 1987
19) 村田二郎、「コンクリートの水密性の研究」、土木学会論文集、No.77、pp.69-103、1961
20) 林秀行、鈴木敏郎、滝口克己、堀田久人、小島直樹、「コンクリートの透気係数の測定方法に関する研究」、日本建築学会大会学術講演梗集（中国）、A分冊、pp.315-316, 1990
21) Langley,A.,A.,"The air and water-vapor permeance of glass-fibre-reinforced cement", Magagine of Concrete Research, Vol.33,No.114,pp.18-26, 1981
22) 神田衛、鈴木修、小柳直昭、「コンクリートの透気性に関する２、３の実験」、セメント技術年報、Vol.32, pp.376-378 ,1978
23) Cabrera,J.,G.,Lynsdale,C.,J., "A new gas permeater for measuring the permeability of mortar and concrete", Magagine of Concrete Research, Vol.40, No.144, pp.177-182, 1988

コンクリートから、塩害を受けたコンクリートまで含まれる。得られたデータには１０００倍もの開きが見られた。

一方、多孔材料中の流れはKozeny-Carman式[1]により表せる。

$$\kappa = \frac{c}{S^2}\frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} \qquad (2.4.5)$$

ここに、cはコゼニー定数、Sは材料の比表面積（材料１kgあたりのガスにふれる部分の面積）[㎡/kg]、εは空隙率[㎥/㎥]である。上式で、比表面積Sは近似的に一定と考え$c' \equiv c/S^2$とおくと、

$$\kappa = c'\frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} \qquad (2.4.6)$$

となる。

係数c'を求めるため、既往の文献データを空隙率と比透気率の相関をとってプロットした結果をFig.2-4-1に示す。空隙率は、ほとんどの文献中には明記されていないため、調合の単位容積重量から余剰水（水和に必要な分以外の水）の占める体積比率を算出し、これを空隙率とみなした。水中養生や湿潤養生を行っている場合には、測定時点で空隙中にかなりの水分（物理吸着水）が含まれていると考えられるので、空隙のうち１０～４５％（養生条件により異なる）を正味の空隙とみなして値をプロットした。

24) Hanaor,A., "Testing of concrete specimens for permeability at cryogenic temperatures", Magagine of Concrete Research, Vol.34,No.120, pp.155-162, 1982

25) Hanaor,A., Sullivan P.,J.,E.,"Factors affecting concrete permeability to cryogenic fluids", Magagine of Concrete Research, Vol.35, No.124, pp.142-150, 1983

26) 斎藤鶴義、大塩明、後藤義信、大森淑孝、「高強度コンクリートの物性および耐久性」、セメント技術年報、Vol.29, pp.232-234, 1975

27)玉井元治、川東龍夫、「低強度セメントモルタルの透水性」、セメント技術年報、Vol.35, pp.110-113, 1981

28)横道英雄、林正道、前川静男、太田利隆、「架設後３１年を経た鉄筋コンクリート橋の塩害調査」、セメントコンクリート, No.237, pp.37-45

29)Nyame,B.,K.,"Permeability of normal and lightweight mortars", Magagine of Concrete Research, Vol.37, No.130, pp.44-53, 1985

30)Vuorinen,J., "Applications of diffusion theory to permeability tests on concrete (Part 1 : Depth of water penetration into concrete and coefficient of permeability)", Magagine of Concrete Research, Vol.37, No.132, pp.145-152, 1985

31)Vuorinen,J., "Applications of diffusion theory to permeability tests on concrete (Part 2 : Pressure saturation test on concrete and coefficient of permeability)" Magagine of Concrete Research, Vol.37, No.132, pp.153-161, 1985

32)Watson,A.,J.,Oyeka,C.,C.,"Oil permeability of hardened cement pastes and concrete", Magagine of Concrete Research, Vol.33, No.115, pp.85-95, 1981

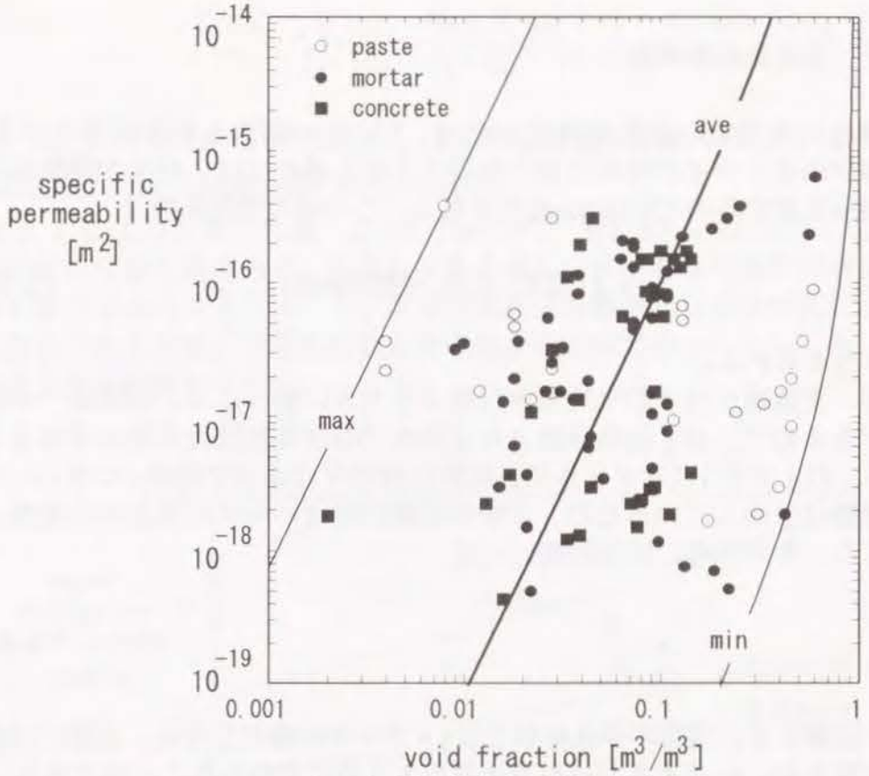


Fig.2-4-1　比透気率と空隙率の関係

データは非常に大きくばらついているが、図より係数c'の範囲を求めると次の値となる。

$$c' = \begin{cases} 7.64\times10^{-18} & (minimum) \\ 8.10\times10^{-14} & (average) \\ 7.44\times10^{-10} & (maximum) \end{cases} \qquad (2.4.7)$$

既往の文献データは大きくばらついているため、ここでは係数の範囲を示すにとどめる。後に示される計算では、式(2.4.7)の(平均)の値を用いる。ダルシーの透気率κ_D[㎡/Pa•s]としては、比透気率の値を空気の粘性係数で除せばよいから、

$$\begin{aligned} \kappa_D &= \frac{\kappa}{\mu} \\ &= \frac{c'}{\mu}\frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} \\ &= 4.47\times10^{-9}\frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} \end{aligned} \qquad (2.4.8)$$

とする。

2．5　水蒸気拡散係数

空隙内の水蒸気の拡散機構としては、Knudsen拡散と分子拡散とがある[33]。空隙径が小さく分子の平均自由行路以下となる場合には、分子が個体面に衝突しながら拡散するのでKnudsen拡散となる。この時の拡散係数は

$$D_v = f(\text{温度、圧力、空隙径分布}) \qquad (2.5.1)$$

により与えられる。

一方、空隙径が分子の平均自由行路より大きい場合には、個体面への衝突が無視できるので、分子拡散係数より空隙内での水蒸気拡散係数を求めることができる。Fig.2-5-1に示すように、拡散に有効な面積は空隙率εに等しいとする。また空隙は屈曲しているため、正味の拡散距離はバルクに見た時の距離よりも長くなる。そのため、屈曲係数τ[-]を

$$\tau = \frac{L}{L'} \qquad (2.5.2)$$

により定義する。通常の多孔材料ではτ＝２～５の範囲である。正確には測定が必要であるが、τ＝２とすれば拡散係数を大きめに見積もることができる。

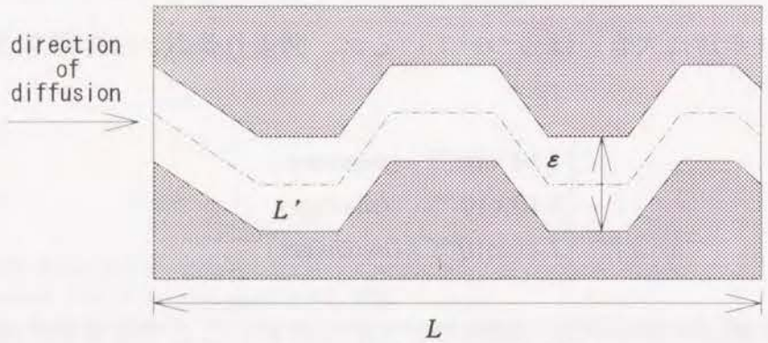


Fig.2.5.1　分子拡散のモデル

屈曲係数τと空隙率εを用いて水蒸気拡散係数を表すと、

$$D_v = \frac{\varepsilon}{\tau} D_{v,air} \qquad (2.5.3)$$

となる。ここに、$D_{v,air}$は静止空気中での水蒸気－空気の二成分の拡散係数であり[34]、

33)Szekely,J., Evans,J., Sohn,H.,Y., Gas Solid Reactions, Academic Press, New York, pp.23, 1976
34)化学工学協会編、化学工学便覧（新版）第４版、pp.47、1964

$$D_{v,air}(T,P_g) = D_{v,ref}\frac{P_{ref}}{P_g}\left(\frac{T}{T_{ref}}\right)^{1.75} \qquad (2.5.4)$$

ただし、$D_{v,ref}$（＝2.56×10^{-5}[m^2/s]）は基準温度T_{ref}(=298.2[K])、基準圧力P_{ref}(=101325[Pa])での拡散係数[m^2/s]である。

式(2.5.4)により計算した値（ε＝0.2[m^3/m^3]）をFig2-5-2に示す。これは、理論的に可能な最大値であり、水蒸気拡散を過大に見積もる可能性がある。しかし第４章で示されるように、トータルの水蒸気移動量としては対流によるものが圧倒的であるため、水蒸気拡散係数の値が不正確であったとしても、計算結果には大きな影響を与えない。

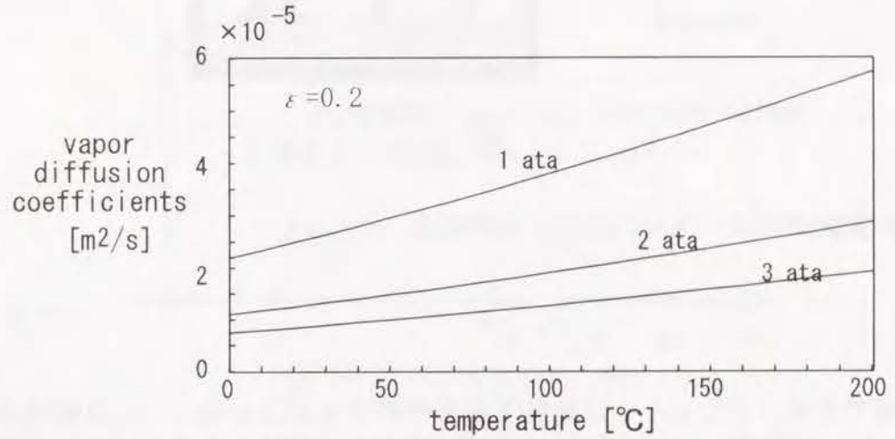


Fig.2.5.2　水蒸気拡散係数（ε＝0.2）

2．6　液状水拡散係数

液状水の拡散係数の多くは定常法により測定される。これは一次元形状の供試体の一端から吸水させ、水分流が定常に達した後に材料内の含水率分布を測定することにより、液状水拡散係数を得る方法である。この方法により若林[35]は粘土・石鹸の拡散係数を、松本[36]はＡＬＣ版等の建築材料について測定している。定常法は広範な含水率範囲での液状水拡散係数を精密に測定することが可能ではあるが、定常状態に達するまでに非常に長い時間を要する点が欠点である。本研究では、非定常浸透過程で液状水拡散係数を測定した。

2．6．1　測定方法

非定常過程での液状水拡散係数の原理はCrankにより示され[37]、非定常浸透法として実用に供されている。Fig.2-6-1に示すように、一次元形状の供試体

35) 若林嘉一郎、「乾燥過程における個体内の水分拡散係数の研究」、化学工学、第２８巻、第１号、1964
36) 松本衛、建築壁体における熱・水分の同時移動および水分蓄積に関する研究、京都大学学位請求論文、1978
37) Crank,J.,The mathematics of diffusion, pp.232, 1956

の下端から吸水させ、任意の時刻tにおいて供試体を切断し含水率分布を求め、これから液状水拡散係数を得る方法である。

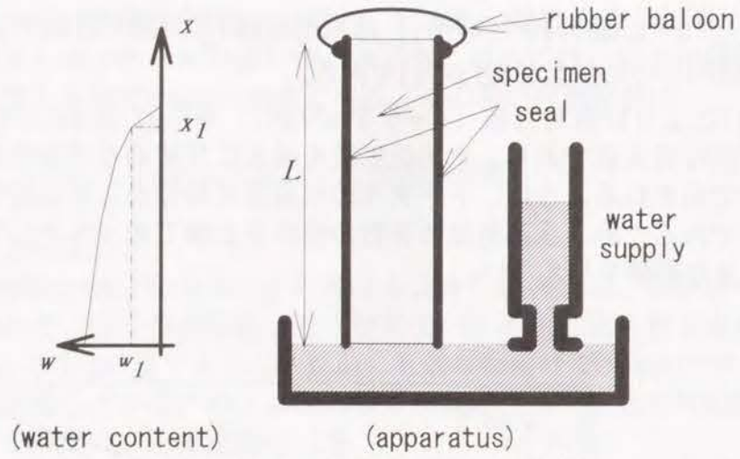


Fig.2-6-1　非定常法による測定

この実験条件は一次元の液状水移動の式

$$\frac{\partial w}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x}\left(D_w\frac{\partial w}{\partial x}\right) \tag{2.6.1}$$

で表現できる。ここに、wは絶乾重量基準の含水率[kg/kg]、D_wは液状水拡散係数[㎡/s]である。一般にはD_wは温度と含水率の関数となるが、ここではひとまず、含水率のみの関数の関数としておき、温度補正については後述する。

絶乾状態の供試体を用い、非定常吸水過程を測定するとすれば、初期条件は

$$w(0,x)=0 \tag{2.6.2}$$

となる。境界条件は、実験開始と同時に吸水面での含水率が飽和含水率w_{max}となるので、

$$w(t,0)=w_{max} \tag{2.6.3}$$

とおける。また、供試体長さLは十分大きく半無限体とみなせるものとする。

式(2.6.1)をボルツマン変数

$$\eta=\frac{x}{2\sqrt{t}} \tag{2.6.4}$$

を用いて変数変換すると、

$$-2\eta\frac{\partial w}{\partial \eta}=\frac{\partial}{\partial \eta}\left(D_w\frac{\partial w}{\partial \eta}\right) \tag{2.6.5}$$

を得る。この両辺を$\eta=\eta_1$（η_1は任意）から＋∞の範囲で積分し、D_wについて整理すると次式を得る。

$$D_w(\eta_1)=-\frac{2\int_0^{w_1}\eta\,dw}{\left.\frac{\partial w}{\partial \eta}\right|_{\eta=\eta_1}} \tag{2.6.6}$$

分母の積分値はFig.2-6-2のハッチ部分の面積、分子の微分は、$\eta=\eta_1$での曲線の傾きである。

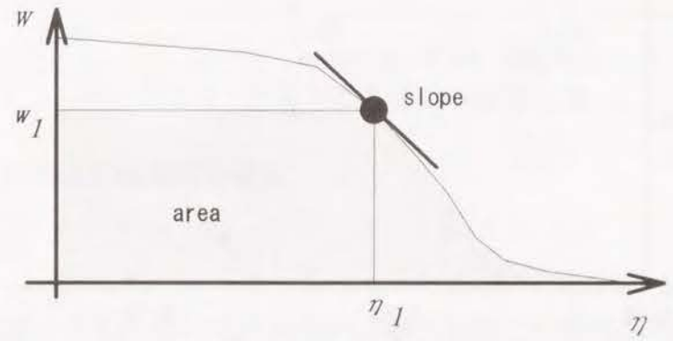


Fig.2-6-2　含水率分布の例

xとtで表せば

$$D_w(w_1)=-\frac{\int_0^{w_1}x\,dw}{2t\left.\frac{\partial w}{\partial x}\right|_{x=x_1}} \tag{2.6.7}$$

となる。なお、式(2.6.7)の積分値と勾配を数値的に直接評価すると特に数値微分に伴う誤差が大きく介在する恐れがある。そのため、式(2.6.7)を変形して最小二乗法により拡散係数を求める方法がHallにより提案されており[38]、次節の値はこの方法による。

2．6．2　測定結果

標準砂モルタル（砂セメント比２）で円筒（直径16㎜、長さ160㎜）形の供試体を作成し、測定に供した。まず、供試体を絶乾状態まで乾燥した後、Fig.2-6-1に示すように側面を断湿した供試体の一端を水に浸し、水分を非定常的に浸透させる。水分吸収に伴う供試体内部の圧力上昇を緩和するために、供試体の上端にゴム風船をとりつけた。装置全体は、２０℃に保たれた恒温槽内に

38) Hall,L.,W.,"An analytical method of calculating variable diffusion coefficients", The Journal of Chemical Physics, Vol.21, No.1, 1953

設置した。なお、絶乾時の空隙率$\varepsilon_0 = 0.22[m^3/m^3]$、絶乾時の密度$\rho_0 = 1893[kg/m^3]$であった。

Fig.2-6-3に$t = 70$[hr.]での含水率分布を示す。浸透面は、吸水面から約７cmの位置にある。また、９cm以上の位置では含水率がゼロであり、半無限近似が十分成り立っている。

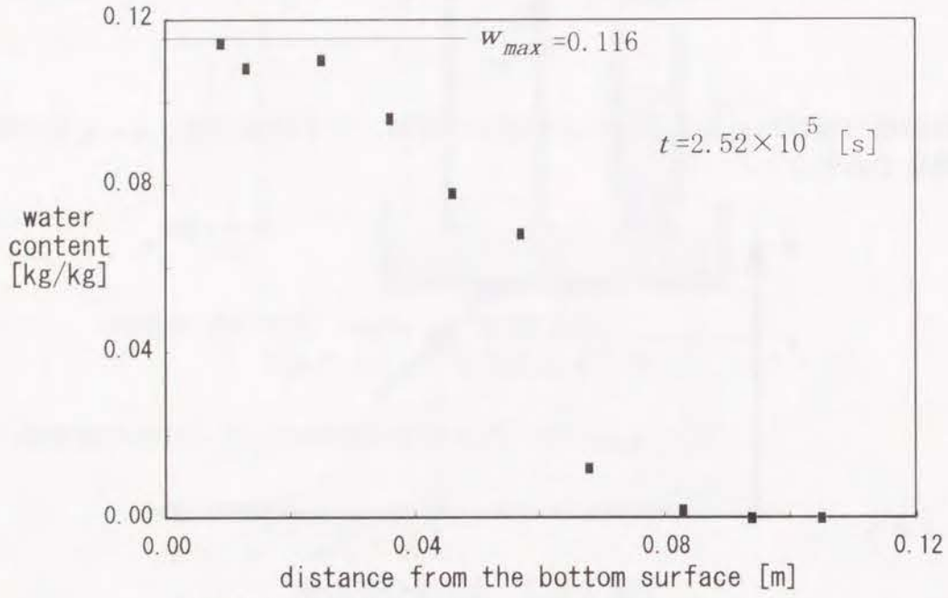


Fig.2-6-3　測定した含水率分布（$t = 70[hr]$）

この含水率分布から液状水拡散係数を求めた結果をFig.2-6-4に示す。測定結果より、

$$D_w = 4.05\times10^{-7}\exp(54.5w) \qquad (2.6.8)$$

を得た。また、wに代えて空隙飽和度$f_w(=\rho_0 w/\rho_w\varepsilon_0)[m^3/m^3]$を用いて表すと、

$$D_w = 4.05\times10^{-7}\exp(6.74f_w) \qquad (2.6.9)$$

となる。

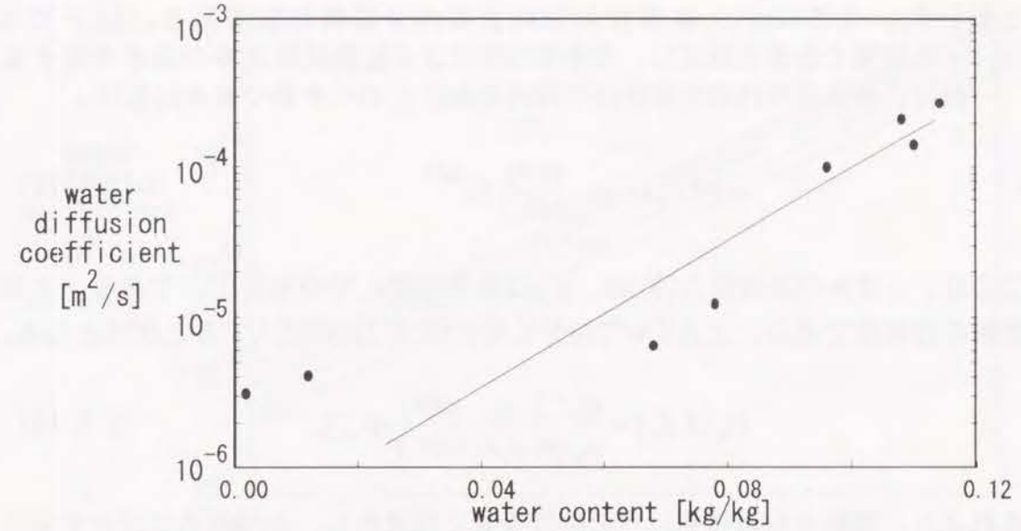


Fig.2-6-4　液状水拡散係数の測定結果

２．６．３　液状水拡散係数の推算

（１）温度補正

前節の測定は２０℃において行ったが、他の温度での液状水拡散係数の値を推算する。液状水移動の駆動力として、毛管圧p_c[Pa]の勾配を考え、これを駆動力としたダルシーの式が適用できると仮定する。

$$j_w = \rho_0\frac{\kappa(f_w)}{\mu_w(\theta)}\nabla p_c \qquad (2.6.10)$$

ここに、j_wは液状水の水分流束[kg/m^2•s]、κは比透水率[m^2]、μ_wは水の粘性係数[Pa•s]である。上式は、毛管圧が高い方へ水分が移動するため正の符号を持つ。毛管圧p_cは温度と含水率の関数であるから、上式を温度勾配と含水率勾配により表すと

$$\begin{aligned} j_w &= \rho_0\frac{\kappa(f_w)}{\mu_w(\theta)}\left(\frac{\partial p_c}{\partial\theta}\nabla\theta+\frac{\partial p_c}{\partial w}\nabla w\right)\\ &= -\rho_0\left(-\frac{\kappa(f_w)}{\mu_w(\theta)}\frac{\partial p_c}{\partial\theta}\nabla\theta-\frac{\kappa(f_w)}{\mu_w(\theta)}\frac{\partial p_c}{\partial w}\nabla w\right) \qquad (2.6.11)\\ &= -\rho_0(D_{w\theta}\nabla\theta+D_w\nabla w) \end{aligned}$$

となる。ただし、

$$D_{w\theta} = -\frac{\kappa(f_w)}{\mu_w(\theta)}\frac{\partial p_c}{\partial\theta}、\quad D_w = -\frac{\kappa(f_w)}{\mu_w(\theta)}\frac{\partial p_c}{\partial w} \qquad (2.6.12)、(2.6.13)$$

とおいた。ここに、$D_{w'}$は温度勾配による水分拡散係数である。以下では、$D_{w'} \approx 0$と無視できると仮定し、含水率勾配による拡散係数D_wをのみを考察する。

一般に、多孔材料内の毛管圧は空隙内飽和度f_wのベキ乗で表される[39]。

$$p_c(\theta, f_w) = p_{c,r} \frac{\sigma(\theta)}{\sigma(\theta_r)} f_w^{-n} \qquad (2.6.14)$$

ここに、σは水の表面張力[N/m]、$p_{c,r}$は基準温度θ_rでの毛管圧、である。f_wは空隙の飽和度である。上式をwで微分して式(2.6.13)に代入すると次式となる。

$$D_w(\theta, f_w) = \frac{\kappa(f_w)}{\mu_w(\theta)} \frac{\rho_0}{\rho_w \varepsilon_0} \frac{\sigma(\theta)}{\sigma(\theta_r)} n p_{c,r} f_w^{-(n+1)} \qquad (2.6.15)$$

これより、液状水拡散係数は水の粘性係数に反比例し、表面張力に比例することがわかる。よって、基準温度θ_rでの拡散係数が既知でそれから他の温度での値を推算するためには、

$$D_w(\theta, f_w) = \frac{\mu_w(\theta_r)}{\mu_w(\theta)} \frac{\sigma(\theta)}{\sigma(\theta_r)} D_w(\theta_r, f_w) \qquad (2.6.16)$$

とすれば良い。前節で得た測定値を式(2.6.16)の右辺に適用すると、２０℃以外の温度での液状水拡散係数を推算することが可能である。水の粘性係数はMakhijaらの提案式[40]

$$\mu_w(\theta) = \exp(-10.504 + \frac{529.7}{\theta + 126.4}) \qquad (2.6.17)$$

を、表面張力は

$$\sigma(\theta) = 7.559 \times 10^{-2} (1 - \frac{\theta}{374})^{1.2} \qquad (2.6.18)$$

を用いた[41]。補正した結果をFig.2-6-5に示す。温度が高いほど液状水拡散係数は大きくなり、１００℃の値は２０℃での値の約７倍程度となる。

39) Wang,B.,X.,Yu,W.,P.,"A method for evaluation of heat and mass transport properties of moist porous media", International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol.31, No.5, 1988

40) Makhija,R.,C.,Stairs,R.,A.,The Canadian Journal of Chemistry, Vol.48, pp.1214-, 1970 (Reviewed by Reid,R.,C.,Prausnitz,J.,M., Sherwood,T.,K., in "The Properties of Gases and Liquids, Third Edition",Chapter 9)

41)化学工学協会編、化学工学便覧、pp.28-31、丸善、1966

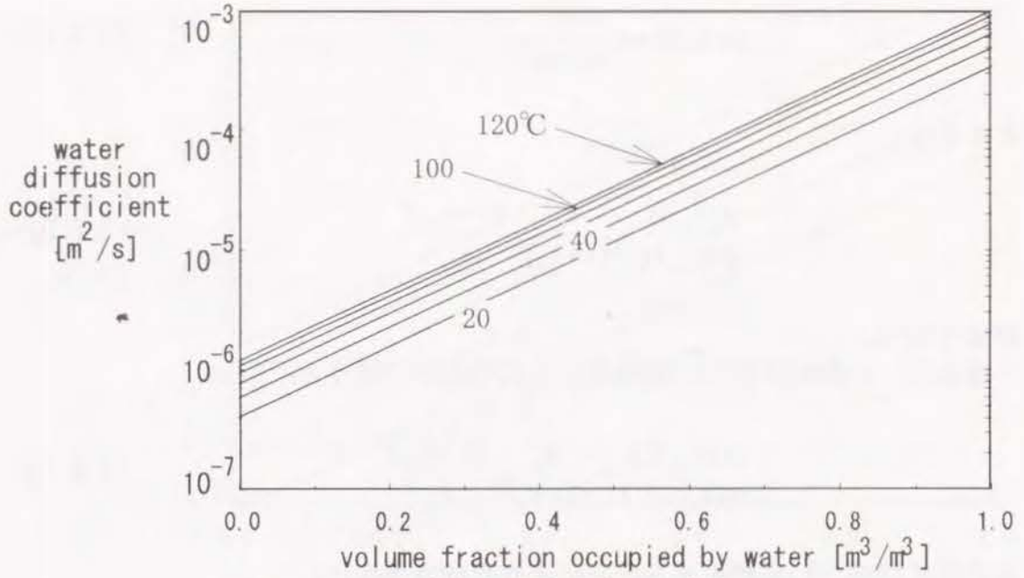


Fig.2-6-5　液状水拡散係数の温度補正

（２）調合の変化に対する補正

調合により空隙率が変化し、その結果として水分の移動のしやすさが変わり液状水拡散係数の値にも影響が現れる。これを考慮するため、比透水率κが空隙率により変わると考える。その他の条件、たとえば毛管圧と飽和度の関係なども空隙構造に依存して変化するがここでは無視する。式(2.6.15)より、液状水拡散係数は、比透水率に比例する。絶乾時の空隙率が$\varepsilon_{0,r}$である材料の水分拡散係数が既知ならば、

$$D_w(\theta, \varepsilon_0, f_w) = \frac{\kappa(\varepsilon_0, f_w)}{\kappa(\varepsilon_{0,r}, f_w)} D_w(\theta, \varepsilon_{0,r}, f_w) \qquad (2.6.19)$$

が成り立つ。

まず、空隙が液状水で飽和している状態のみを考える。飽和状態での比透水率はコゼニー＝カルマン式で表される[42]。

$$\kappa(\varepsilon_0, 1) = \frac{c}{S^2} \frac{\varepsilon_0^3}{(1 - \varepsilon_0)^2} \qquad (2.6.20)$$

ここに、cはコゼニー定数[m]、Sは比表面積[m²/m³]である。簡単のため、比表面積は空隙率に関らず一定と近似する。すなわち、

42) Scheidegger,A., The Physics of Flow through Porous Media, third edition, pp.141, University of Toronto Press, 1960

$$\kappa(\varepsilon_0,1)=c'\frac{\varepsilon_0^{\,3}}{(1-\varepsilon_0)^2} \qquad (2.6.21)$$

とすると、

$$\frac{\kappa(\varepsilon_0,1)}{\kappa(\varepsilon_{0,r},1)}=\frac{\varepsilon_0^{\,3}}{(1-\varepsilon_0)^2}\frac{(1-\varepsilon_{0,r})^2}{\varepsilon_{0,r}^{\,3}} \qquad (2.6.22)$$

が成り立つ。

さらに、未飽和状態での透水率も上式の比率に従うと近似し、

$$\frac{\kappa(\varepsilon_0,f_w)}{\kappa(\varepsilon_{0,r},f_w)}=\frac{\varepsilon_0^{\,3}}{(1-\varepsilon_0)^2}\frac{(1-\varepsilon_{0,r})^2}{\varepsilon_{0,r}^{\,3}} \qquad (2.6.23)$$

上式を式(2.6.19)に代入することにより次式を得る。

$$D_w(\theta,\varepsilon_0,f_w)=\frac{\varepsilon_0^{\,3}}{(1-\varepsilon_0)^2}\frac{(1-\varepsilon_{0,r})^2}{\varepsilon_{0,r}^{\,3}}D_w(\theta,\varepsilon_{0,r},f_w) \qquad (2.6.24)$$

前節の測定データは$\varepsilon_{0,r}=0.22$に対応するので、これを上式の右辺に用いることにより、任意の空隙率ε_0のコンクリートの液状水拡散係数を推算する式

$$D_w(\theta,\varepsilon_0,f_w)=\frac{\varepsilon_0^{\,3}}{(1-\varepsilon_0)^2}\frac{\sigma(\theta)}{\mu_w(\theta)}\times 2.50\times10^{-7}\exp(6.74f_w) \qquad (2.6.25)$$

を得る。空隙率$\varepsilon_{0,r}=0.15$～0.35の範囲に対する２０℃の液状水拡散係数の値を式(2.6.25)により推算した結果をFig.2-6-6に示す。

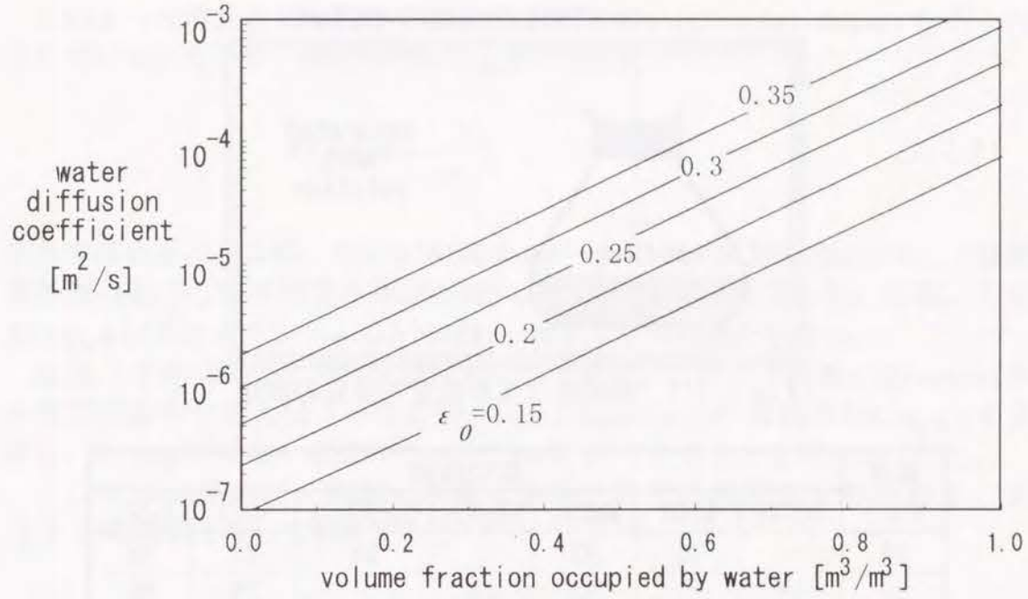


Fig.2-6-6　液状水拡散係数の空隙率補正

２．７　吸着等温線

２．７．１　測定方法

モルタルの平衡含水率を２０℃および５０℃において測定した[43]。Fig.2-7-1に示すように、恒温ボックス内に飽和塩を入れたフラスコを設置し、この中にモルタルの小片を吊るし、恒量となったときの重量を測定し、次式により平衡含水率w_{eq}[kg/kg]を求めた。

$$w_{eq}=\frac{W_{eq}-W_0}{W_0} \qquad (2.7.1)$$

ここに、W_{eq}は恒量となった後の供試体重量[g]、W_0は絶乾状態での供試体重量[g]である。

飽和塩はTable 2-7-1に示すものとし、低湿度から順次測定を行った。

43) 寺井俊夫、松下敬幸、原田和典、正法院陽三、十倉毅、耐火試験時のコンクリート床内の熱及び水分移動に関する研究、昭和63年度文部省科学研究費補助金報告書、1988

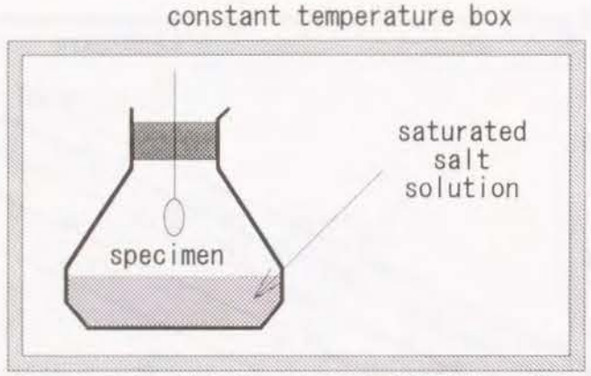


Fig. 2-7-1　飽和塩による吸着等温線の測定

温度	塩の種類						
[℃]	$ZnCl_2$	LiCl	$MgCl_2$	NH_4NO_3	$Ca(NO_3)_2$	NaCl	K_2SO_4
20	-	11	33	-	54	75	98
50	10	-	33	49	-	75	96

Table 2-7-1　飽和塩類と平衡する相対湿度[44～46]

2．7．2　測定結果

測定結果をFig. 2-7-2に示す。相対湿度が高くなるに従って吸着量が増加し、特に高湿域では顕著である。また、同じ相対湿度の時でも５０℃の方が２０℃よりも吸着量が少ない。

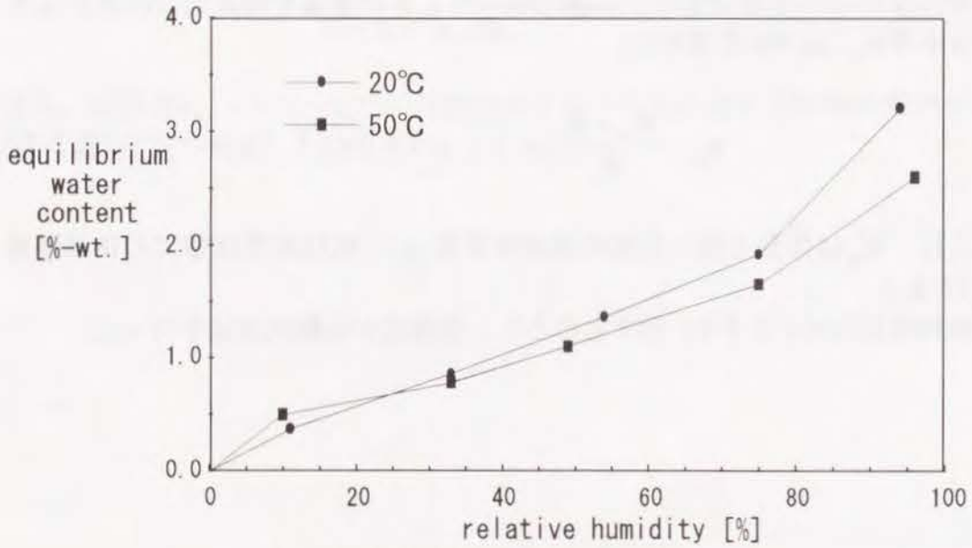


Fig. 2-7-2　吸着等温線の測定値

44) 日本規格協会編、JIS Z 8806 湿度測定方法、1981
45) 日本建築学会編、建築設計資料集成　「環境」、pp.168
46) 矢野泰、高分子の物性３、高分子実験学講座、pp.101～104、共立出版、1958

このような特性を持つ吸着等温線はBET型あるいはFreckel-Halsey型[47]と呼ばれている。そこで、測定値にHalsey型の吸着式

$$RT\log_e\phi = -\frac{C_h}{w_{eq}^{\,n_h}} \qquad (2.7.2)$$

をあてはめる。ここに、$R(=8314)$はユニバーサルガス定数[J/kmol•K]、Tは絶対温度[K]、w_{eq}は平衡含水率[kg/kg]、ϕは相対湿度[-]である。なお、左辺$RT\log_e\phi$は吸着ポテンシャルと呼ばれ、エネルギーの次元を持つ。

式(2.7.2)の係数C_h、指数n_hは材料定数である。このうち指数n_hはFrenkelのスラブ理論[48]に従えば３となるが、JuraとHarkinsら[49]は経験的に$n_h=2$を提案し、Halsey[50]は種々の材料について$2 \le n_h \le 3$であることを明らかにした。

ここでは、係数C_hと指数n_hの両者を５０℃での測定値より決める。式(2.7.2)の対数を取って整理すると

$$\log_e(-\log_e\phi) = \log_e\left(\frac{C_h}{RT}\right) - n_h\log_e(w_{eq}) \qquad (2.7.3)$$

となる。よって、測定データを$\log_e(w_{eq})$に対して$\log_e(-\log_e\phi)$をプロットすると回帰直線の傾きが$-n_h$、切片が$\log_e(C_h/RT)$となる。

測定データをプロットした結果をFig. 2-7-3に示す。式(2.7.2)が全範囲で成り立つならばプロットは直線になるはずであるが、低湿域では直線からはずれている。

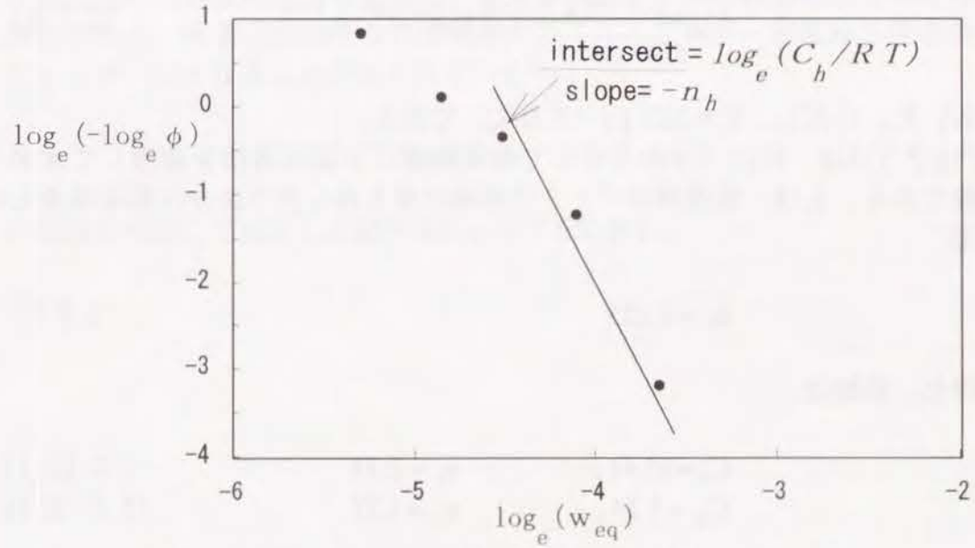


Fig. 2-7-3　ホルゼー式を実測値に当てはめた結果

47) 慶伊富長、吸着、pp.37～39、共立出版、1965
48) Frenkel,J., Kinetic theory of liquids, Oxford Clarendon Press, 1946
49) Jura,G.,Harkins,W.,D.,Journal of American Chemical Society, Vol.66, pp.1366-, 1944
50) Halsey,G.,Journal of Chemical Physics, Vol.16, pp.931-,1948,

そこで、相対湿度の低い領域（$\phi \leq \phi_0$）に対しては、純実験式であるFreundlich式

$$w_{eq} = C_f \phi^{1/n_f} \qquad (2.7.4)$$

で表す。係数C_f、指数n_fは$\phi = \phi_0$においてHalsey式と一次の微係数までが連続となるように定める。式(2.7.2)と(2.7.4)を$\phi = \phi_0$で温度に関して微分し、両者が等しくなるための条件を求めると、

$$n_h \log_e \phi_0 = n_f \qquad (2.7.5)$$

となる。同様に水蒸気圧についの微係数が連続になるための条件は

$$-\frac{1}{C_f}\frac{\partial C_f}{\partial T} = \frac{1}{n_h T} \qquad (2.7.6)$$

となる。さらに、$\phi = \phi_0$において２つの式から計算される値が等しくなるための条件より、C_fは次式となる。

$$C_f = C_{f_0}(RT)^{-n_h} \qquad (2.7.7)$$

ただし、

$$C_{f_0} = \left(\frac{-C_h}{RT\log_e \phi_0}\right)^{1/n_h} \cdot (RT_0)^{n_h} \cdot \phi_0^{-1/n_f} \qquad (2.7.8)$$

とおいた。ただし、$T_0 = 323$[K]（５０℃）である。

Fig.2-7-4は、Fig2-7-2の５０℃での実測値に上記の方法を適用して求めた曲線である。ϕ_0は、低湿域のデータに曲線が最も良く合うような値を探査した結果、

$$\phi_0 = 0.625 \qquad (2.7.9)$$

を得た。係数は、

$$C_h = 15.41、\quad n_h = 2.71 \qquad (2.7.10, 11)$$
$$C_{f_0} = 5.24、\quad n_f = 1.27 \qquad (2.7.12, 13)$$

である。

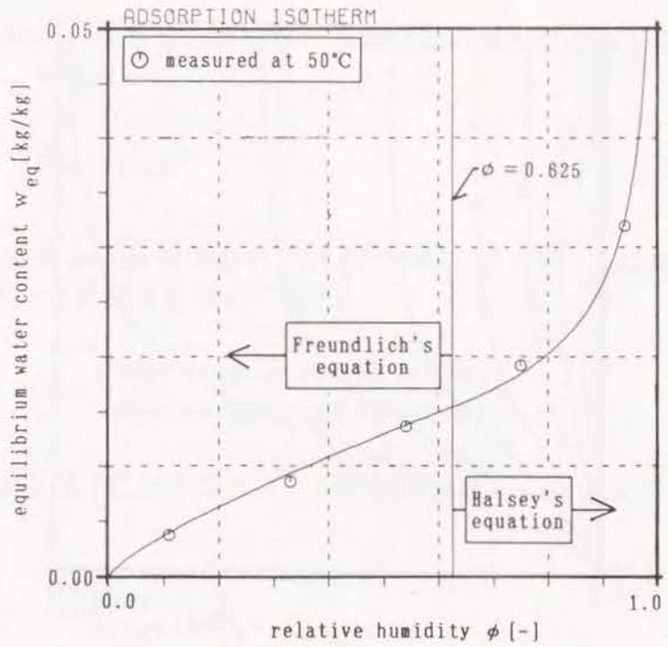


Fig.2-7-4　求めた吸着等温線

２．７．３　吸着等温線の推算

（１）温度補正

５０℃以外の温度の吸着等温線は、吸着ポテンシャルの理論に基づけば容易に求められる。吸着量が同一ならば吸着に要するエネルギーすなわち吸着ポテンシャルが一定となることが知られている[51]。

$$w_{eq} = f(RT\log_e \phi) \qquad (2.7.14)$$

この関係を利用して補正した結果をFig.2-7-5に示す。

51) 水科篤郎、桐栄良三（編集）、化学工学概論、産業図書、pp.191、1979

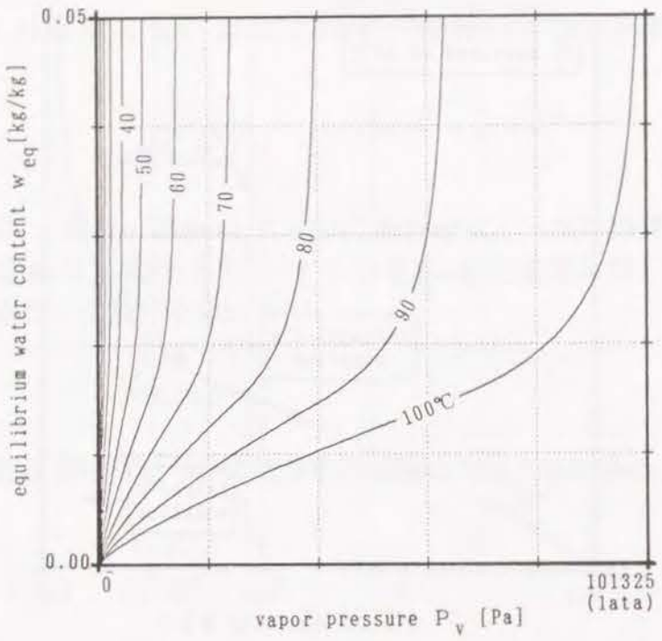


Fig. 2-7-5　吸着等温線の温度補正

（２）調合の変化に対する補正

吸着等温線は空隙径分布により決まる。そのため、厳密には空隙径分布がわからないと吸着等温線を正確には推算できない。しかし、ここでは簡略に全体の空隙の量と吸着量とが比例すると考える。絶乾密度ρ_0、絶乾空隙率ε_0の材料の飽和含水率は次式で与えられる。

$$w_{max} = \frac{\varepsilon_0 \rho_w}{\rho_0} \qquad (2.7.15)$$

ここに、ρ_w(=1000)は水の密度[kg/m^3]である。

前節の測定に供したモルタルでは$\rho_0 = 1983$、$\varepsilon_0 = 0.22$であり、$w_{max} = 0.116$となる。任意の材料（絶乾密度ρ_0、絶乾空隙率ε_0）に対しては、w_{max}の比率を掛けることにより

$$w_{eq}(\theta, P_v, \varepsilon_0, \rho_0) = \left(\frac{\varepsilon_0 \rho_w}{\rho_0 \times 0.116}\right) \times w_{eq}(\theta, P_v, 0.22, 1893) \qquad (2.7.16)$$

とする。

２．８　熱分解速度・潜熱

２．８．１　熱分解速度概説

結晶水の脱水、炭酸塩の熱分解、水酸化物の脱水などの反応速度は良く調べられており、ｎ次反応式

$$\frac{d\alpha}{dt} = k(1-\alpha)^n \qquad (2.8.1)$$

に従う測定結果が多数報告されている[52~56]。ここに、αは無次元反応進行割合[-]で、サンプル重量を用いて表すと

$$\alpha(t) = \frac{(initial\ weight) - (weight\ at\ time\ t)}{(initial\ weight) - (final\ weight)} \qquad (2.8.2)$$

である。Fig. 2-8-1に示すように、反応開始前はα＝0、反応完了後はα＝1となる。

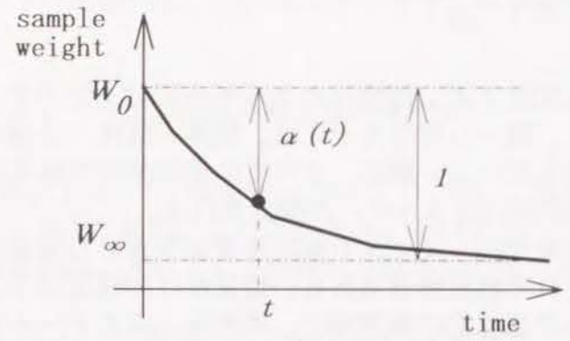


Fig. 2-8-1　反応進行割合αの定義

結晶水の熱分解は、化学工学の用語でいえば「不均一気個反応」に分類され、Fig. 2-8-2に示すように、以下のステップによる[57]。

（１）核の生成と成長
（２）成長する核同士の融合
（３）分子の結晶内拡散
（４）分子の結晶端からの離脱
（５）離脱した分子（ガス）の空隙内拡散

52) Murray,P.,White,J.,"Kinetics of the Thermal Dehydration of Clays", Transactions of the British Ceramic Society,Vol.54, pp.137-238, 1955
53) Brindley,G.,W.,Nakahira,M.,"Kinetics of dehydroxylation of Kaolinite and Halloysite",Journal of the American Ceramic Society,Vol.40, No.10,pp.346-350,1957
54) Holt,J.,B.,Cutler,I.,B.,Wadsworth,M.,E.,"Rate of Thermal Dehydration of Kaolinite in Vacuum", Journal of the American Ceramic Society,Vol.45,No.3,pp.133-136,1962
55) Toussaint,F.,Fripiat,J.,J.,Gaustuche,M.,C.,"Dehydration of Kaolinite", Journal of Physical Chemistry,Vol.67, pp.26-36, 1963
56) Halsted,P.,E.,Moore,A.,E.,Journal of Chemical Society, Vol.3873,1957
57) 神戸博太郎、熱分析、講談社、pp.190-194、1975

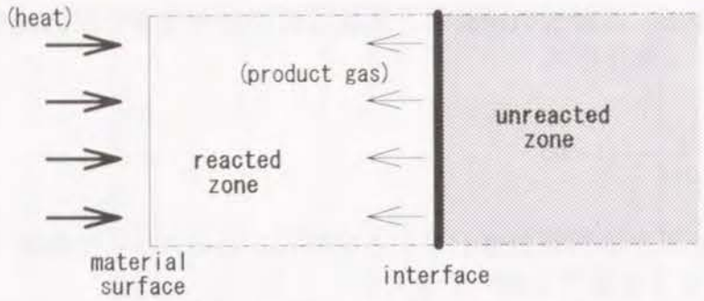


Fig. 2-8-2　熱分解反応のステップ

このように、反応自体が複雑であるため、反応速度式は実験式と解釈するのが通常である。たとえば、反応速度定数kの温度依存性はしばしば次のアレニウス式

$$k = A^* \exp(-\frac{E^*}{RT}) \qquad (2.8.3)$$

で表されるが、頻度因子A^*、活性化エネルギーE^*は上記のすべての過程をすべて含んだ値であり、均一反応（たとえば、気体＋気体→気体の反応）のような本質的な意味は持たない。一般に、すべての過程のうち最も遅い過程（律速過程）の頻度因子、活性化エネルギーが測定される。

厳密な議論ではオーバーオールの反応速度より求めた頻度因子、活性化エネルギーのことをそれぞれ前指数項あるいは見かけの頻度因子、見かけの活性化エネルギーと呼んで素反応の頻度因子、活性化エネルギーと区別することが多い。見かけの頻度因子、活性化エネルギーは反応を不可逆として取り扱う場合に多数報告されている[58〜63]。

一方、反応を可逆として扱う場合、あるいは反応生成物により反応が阻害される影響まで含めた検討を行う場合[64〜66]には、平衡圧と雰囲気ガス中に含まれる生成物の蒸気圧との差$(P_e - P_v)$を陽に含んだ式で速度定数を表すことが多い。たとえば、Ray[67]によれば

$$k = \frac{A}{r}\frac{P_e - P_{prod}}{RT}\exp(-\frac{E}{RT}) \qquad (2.8.4)$$

Ingraham[68]によれば、

$$k = \frac{A'}{\rho_0 r}\frac{P_e - P_{prod}}{P_e}\exp(-\frac{E}{RT}) \qquad (2.8.5)$$

となる。ここに、P_eは反応生成物の平衡圧[Pa]、P_{prod}は反応生成ガスの分圧[Pa]、rは粒子径[m]、ρ_0は反応個体の密度[kg/m³]である。上記の２つの式は、平衡圧の無次元化の方法が異なるが本質的には同じである。式(2.8.4)あるいは(2.8.5)と式(2.8.3)を比較することにより、不可逆反応として報告されている速度定数の見かけの頻度因子、活性化エネルギーには平衡圧のパラメータが含まれている。

２．８．２．セメントペーストの熱分解速度のモデル

モルタル(水セメント比0.4、砂セメント比２)について温度と密度の関係を測定した例をFig. 2-8-3に示す。このデータは、３cm角の立方体サンプルを一定温度に保った電気炉内に入れて１２時間以上放置した後の重量より求めた密

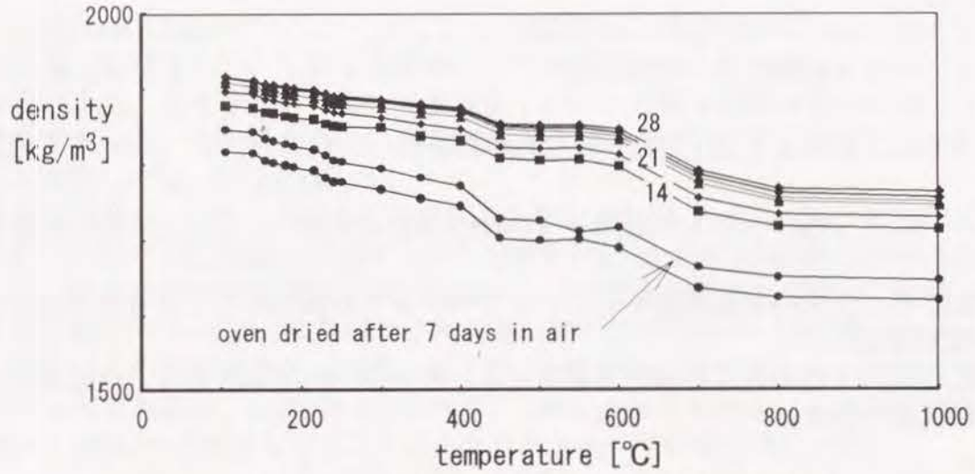


Fig. 2-8-3　温度上昇に伴うモルタルの密度変化

58) 架谷昌信、杉山幸男、「反応速度を考慮に入れた個体の２段階熱分解反応」、化学工学、第30巻、第8号、pp.734-739,1966
59) 北川浩、架谷昌信、杉山幸男、「発熱および吸熱を伴う個体反応に関する研究」、化学工学、第32巻、第6号、pp.576-582、1968
60) 北川浩、架谷昌信、杉山幸男、「炭酸カルシウムとコークスの複合成型球における脱酸反応」、化学工学、第33巻、第2号、pp.186-190、1969
61) 東稔節治、大竹伝雄、「撹拌槽における個体熱分解反応」、化学工学、第30巻、第8号、pp.739-744,1966
62) Mu,J.,Perlmutter,D.,D.,"Comparison of TGA with Bench-Scale Rotary Reactor Studies",Chemical Engineering Research and Design, Vol.61,pp198-201,May,1983
63) Chen,I.,Hwang,S.,Chen,S.,"Chemical Kinetics and Reaction Mechanism of thermal Decomposition of Aluminum Hydroxide and Magnesium Hydroxide at High Temperatures (973-1123K)", Industrial and Engineering Chemistry,Vol.28,No.6,pp.738-742,1989
64) Hyatt,E.,P.,Cutler,I.,V.,Wadsworth,M.,E.,"Calcium Carbonate Decomposition in Carbon Dioxide Atmosphere",Journal of the American Ceramic Society,Vol.41,No.2,pp.70-74,1958
65) 近藤高好、架谷昌信、杉山幸男：「個体の２段階熱分解反応－拡散抵抗の影響－」、化学工学、第31巻、8号、pp.806-811,1967
66) Khraisha,Y.,H.,Dugwell,D.,R.,"Thermal Decomposition of Calcium Limestone in a Thermogravimetric Analyser", Chemical Engineering Research and design,Vol.67,pp.48-51, January, 1989
67) Ray,Journal of Thermal Analysis, Vol.24, pp.35-,1982
68) Ingraham,T.,R.,Marier,P, "Kinetic Studies on the Thermal Decomposition of Calcium Carbonate", The Canadian Journal of Chemical Engineering, August, 1963,pp.170-173

度であり、途中の経過は測っていない。図中のパラメータは、実験開始時までの材令である。材令２８日のモルタルでは105℃で密度が1910kg/m^{3}程度度となるが、材令７日で乾燥されたモルタルは1850kg/m^{3}程度にしかならない。このように、若材令で乾燥されると水和が完全には終了していないため結晶水の量が少なくなる。

Fig.2-8-3の密度変化のパターンから、結晶水をその分解温度範囲から３種類に分けて考えることができる[69]。まず、比較的低温（１００℃～４００℃）では、結晶内にとらえられたゲル水の分解とともに、結合力が比較的弱い結晶水の分解が起こる。たとえば、ポルトランダイトの分解

$$3CaO\cdot Al_2O_3\cdot 6H_2O \rightarrow 3CaO\cdot Al_2O_3 + 6H_2OCaO + zH_2O \qquad (2.8.6)$$

エトリンガイト（石膏分）の二段階熱分解

$$CaSO_4\cdot 2H_2O \rightarrow CaSO_4\cdot \frac{1}{2}H_2O + \frac{3}{2}H_2O \qquad (2.8.7)$$

$$CaSO_4\cdot \frac{1}{2}H_2O \rightarrow CaSO_4 + \frac{1}{2}H_2O \qquad (2.8.8)$$

があげられる。セメントペーストは多成分系であるので、原理的にはそれぞれの成分に対して反応速度を測定すべきであるが、非常に困難であるため４００℃までに分解するものを一つの成分としてまとめて考える。

４００～５００℃では、主としてポルトランダイト（消石灰分）の熱分解が起こる。

$$Ca(OH)_2 \rightarrow CaO + zH_2O \qquad (2.8.9)$$

さらに、６００℃以上では、ＣＳＨ相の分解

$$xCaO\cdot ySiO_2\cdot zH_2O \rightarrow xCaO\cdot ySiO_2 + zH_2O \qquad (2.8.10)$$

が起こる。上式の量論係数ｘ、ｙ、ｚはセメントの種類などにより多少異なり一定ではない。

これらの３つの各成分の熱分解速度を、独立な一次反応であると仮定して次の速度式で表す。

$$\frac{d\alpha_k}{dt} = k_k(1-\alpha_k) \qquad (k=1,2,3) \qquad (2.8.11)$$

ここに、α_k[-]は第k段目の反応の無次元進行割合であり、$k=1$はゲル水など、$k=2$はポルトランダイト、$k=3$はＣＳＨ相の分解を表わす。なお、反応進行割合を結晶水の重量含水率で表すと

$$\alpha_k = 1 - \frac{w_{c,k}}{w_{c,k,0}} \qquad (k=1,2,3) \qquad (2.8.12)$$

なる関係がある。$w_{c,k}$はある時刻ｔでの第ｋ段目の結晶水の重量含水率[kg/kg]、$w_{c,k,0}$はその初期値である。また、k_kは第ｋ段目の反応に対する反応速度定数[1/s]である。簡単のため反応を不可逆として取り扱い、速度定数k_kの温度依存性はアレニウス型と仮定する。

$$k_k = A_k^* \exp(-\frac{E_k^*}{RT}) \qquad (2.8.13)$$

ここに、A_k^*、E_k^*は第ｋ段目の反応に対する見かけの頻度因子[s^{-1}]および見かけの活性化エネルギー[J/Kmol]、Rはユニバーサルガス定数[J/kmol･K]、Tは絶対温度[K]である。

69) U.Schneider、Behaviour of Concrete at High Temperature, Vertrieb Durch Verlag von Wilhelm Ernest & Sohn, 1982

２．８．３．第一段の熱分解速度[70]

第一段の分解速度を定温法により測定し、速度定数のパラメーターを決定する。

（１）測定方法

寸法25cm×12cmのワイヤーメッシュ（網目3mm）上に厚さ約3mmにセメントペーストを硬化させ、これを供試体とした。供試体内の拡散抵抗を小さくする観点からは、できるかぎり薄い方が望ましいが、必要な重量の精度が得られる限度であった。これを気中で４週間養生した後、105℃の恒温槽内で２４時間以上乾燥した後、測定に供した。

測定装置は、Fig.2-8-4に示す自作のセラミックファイバー製の電気炉を用いた。炉の上部に設置した電子天秤（感度0.1mg）からＫ熱電対（直径0.2mm）により炉内に供試体を釣り下げ、供試体温度と重量の変化を連続して測定した。メインのヒーターをPID調節計により制御して、炉内温度を一定に保った。

実験は、炉内温度200、300℃、400℃の３種類の温度で行った。用いた供試体は４体であるが、200℃あるいは300℃の測定が終了した後に、同じ供試体を用いて400℃での測定を行うことにより合計８条件での測定を行った。

70) 原田和典、寺井俊夫、「セメントペーストの熱分解速度について」、日本建築学会近畿支部研究報告集、pp.73-76,1991

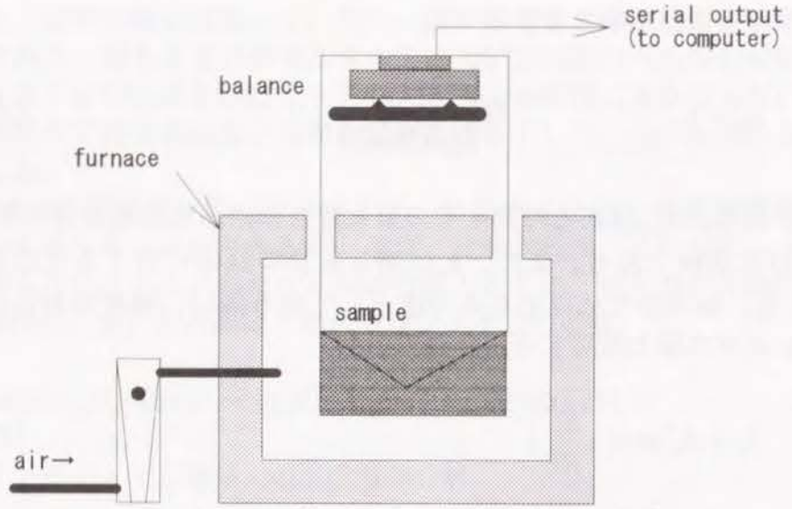


Fig. 2-8-4　第１段の反応速度定数の測定

（２）測定結果

式(2.8.11)を時間 t で積分すると

$$\log_e(1-\alpha_1) = -k_1 t \qquad (2.8.14)$$

となる。よって、横軸に反応開始からの時間tを、縦軸を$\log_e(1-\alpha_1)$として測定データをプロットすれば、グラフの傾きが$-k_1$になる。なお、反応進行割合α_1は105℃絶乾状態の重量を初期重量W_{105}、400℃で恒量となった時の重量を最終重量W_{400}として定義する。

$$\alpha_1(t) = \frac{W_{105} - W(t)}{W_{105} - W_{400}} \qquad (2.8.15)$$

測定結果の一部をFig. 2-8-5に示す。低温では(測定 4a)グラフの傾きが非常に小さいので速度定数も小さい。高温になると(測定 3)非常に大きくなる。それぞれの測定で得られた速度定数k_1の値をTable 2-8-1に示す。精度の欄が●印のものは、一応十分な精度で測定できたと思われるもの、▲印は不正確なものである。

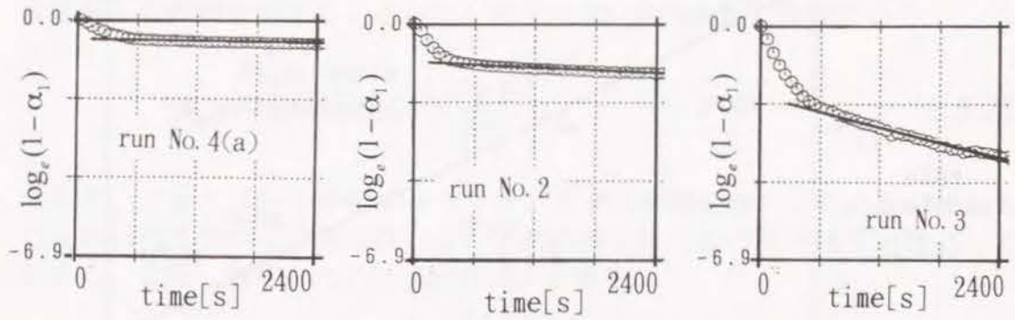


Fig. 2-8-5　測定結果

No.	temperature [℃]	rate constant [s^{-1}]	accuracy
1(a)	227	1.69×10^{-6}	▲
1(b)	336	4.04×10^{-5}	▲
1(c)	391	6.91×10^{-4}	●
2	324	1.11×10^{-4}	●
3	395	7.18×10^{-4}	●
4(a)	224	2.82×10^{-5}	●
4(b)	317	1.61×10^{-5}	▲
4(c)	424	7.80×10^{-4}	●

Table 2-8-1　実験条件と結果

このデータから、頻度因子と活性化エネルギーを求める。式(2.8.13)で$k=1$とおき、両辺の自然対数をとって整理すると

$$\log_e k_1 = \log_e A_1^* - \frac{E_1^*}{RT} \qquad (2.8.16)$$

となる。よって、縦軸に速度定数の対数、横軸に絶対温度の逆数を取って測定値をプロットすれば回帰直線の傾きが$-E_1/R$、切片が$\log_e A_1$となる。プロット結果をFig. 2-8-6に示す。これより

$$A_1^* = 12.2 \quad [s^{-1}] \qquad (2.8.17)$$

$$E_1^* = 5.57\times10^7 \quad [J/kmol] \qquad (2.8.18)$$

を得た。

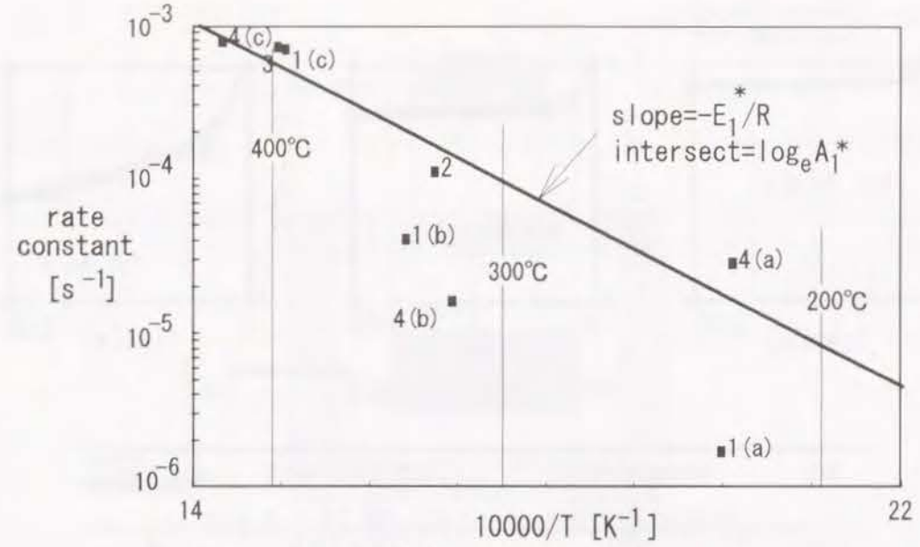


Fig.2-8-6　速度定数のアレニウスプロット

2．8．4．第二段の熱分解速度

４５０℃～６００℃では、主としてセメントペースト中のポルトランダイト（水酸化カルシウム）が熱分解する。

$$Ca(OH)_2 \rightarrow CaO + H_2O \qquad (2.8.19)$$

原理的には、この分解速度を前節と同様にして測定することができるが、熱分解する絶対量が少ないので十分な精度をもって測定することは困難である。そこで、既往の水酸化カルシウムの熱分解速度の測定値を利用する。

架谷らは[71]、この反応速度を測定し

$$\frac{d\alpha_2}{dt} = k_2(1-\alpha_2)^{2/3} \qquad (2.8.20)$$

$$k_2 = 15.0\left(\frac{P_{e,2}-P_v}{P_{atm}}\right)\exp\left(-\frac{3.54\times10^7}{RT}\right) \qquad (2.8.21)$$

なる速度式を導いている。ここに、平衡圧$P_{e,2}$はHaltsedらの測定値[72]

$$P_{e,2} = 9.01\times10^{11}\exp\left(-\frac{1.02\times10^8}{RT}\right) \qquad (2.8.22)$$

を用いている。式(2.8.21)は、平衡圧と水蒸気分圧との差を大気圧で割って無次元化している。式(2.8.13)と整合させるため、式(2.8.21)において$P_v=0$おき平衡圧の影響を無視し、さらに、式(2.8.22)を代入して整理すると、

$$k_2 = 1.33\times10^8\exp\left(-\frac{1.37\times10^8}{RT}\right) \qquad (2.8.23)$$

を得る。コンクリート中のポルトランダイトは水酸化カルシウムと必ずしも同じ反応機構を持つとは限らないが、上記の値を第二段の反応速度定数として採用する。また、簡単のため反応次数は１とする。

71) 松田仁樹、石津貴、李寿班、架谷昌信、「Ｃａ(ＯＨ)$_2$/ＣａＯ可逆熱化学反応を利用した化学蓄熱に関する研究」、化学工学論文集、第11巻、第5号、pp.542-548,1985

72) Halsted,P.,E.,Moore,A.,E., Journal of Chemical Society, Vol.3837,1957

2．8．5．第三段の熱分解速度

（１）測定方法

６００℃以上の温度では、ＣＳＨ相の熱分解が起こる。この速度を測定するため、熱重量分析（Thermo-Gravimetry、以下ではＴＧと略す）を行った。ＴＧはFig.2-8-7に示すように粉末状にした微量の試料を一定速度h[℃/min.]で昇温させ、この時の重量変化を連続的に測定するものである[73]。

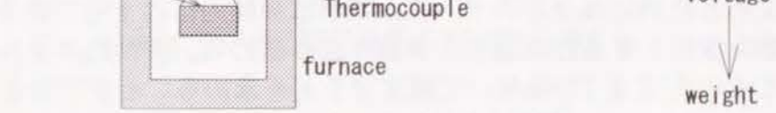


Fig.2-8-7　ＴＧ装置の概略

ＴＧの測定値から活性化エネルギーと頻度因子を求める方法はFreemanとCarroll[74]により提案されている。反応速度がn次反応式

$$\frac{d\alpha_3}{dt} = k_3(1-\alpha_3)^n \qquad (2.8.24)$$

に従い、その速度定数k_3がアレニウス型の温度依存性

$$k_3 = A_3^*\exp\left(-\frac{E_3^*}{RT}\right) \qquad (2.8.25)$$

を持つとする。昇温速度h

73) 神戸博太郎、熱分析、講談社、pp.190-194、1975

74) Freeman,E.,S.,Carroll,B., Journal of Physical Chemistry, Vol.62,pp.394, 1958

$$h=\frac{dT}{dt} \tag{2.8.26}$$

は一定とする。式(2.8.24)～(2.8.26)より

$$A_3^* \exp(-\frac{E_3^*}{RT}) = \frac{h\frac{d\alpha_3}{dT}}{(1-\alpha_3)^n} \tag{2.8.27}$$

を得る。上式の対数を取り、絶対温度Tで微分すると

$$-\frac{E_3^*}{RT^2}dT = d\{\log_e h\frac{d\alpha_3}{dT}\} - nd\{\log_e(1-\alpha_3)\} \tag{2.8.28}$$

となる。さらに$T=T_1$からT_2まで積分し、整理すると次式を得る。

$$\frac{\left[\log_e(\frac{d\alpha_3}{dT})\right]_{T_1}^{T_2}}{\left[\log_e(1-\alpha_3)\right]_{T_1}^{T_2}} = -\frac{E_3^*}{R}\frac{\left[\frac{1}{T}\right]_{T_1}^{T_2}}{\left[\log_e(1-\alpha_3)\right]_{T_1}^{T_2}} + n \tag{2.8.29}$$

よって、測定された重量変化曲線のうちの任意の二点を取り、上式の差分を評価すれば見かけの活性化エネルギーE_3^*および反応次数nが得られる。これら２つの値を決めるためには２組のデータがあれば原理的には十分であるが、測定誤差の影響を少なくするため最小二乗法により求める。活性化エネルギーE_3が求められた後に式(2.8.27)を用いて頻度因子A_3^*を求めることができる。

（２）測定結果

測定には熱重量分析装置（ＤＴ－２０Ｂ、島津製作所製）を用いた。供試体は硬化セメントペーストをボールミルにより粉砕したものを用いた。供試体の条件と測定条件をTable 2-8-2に示す。

No.	初期重量 [mg]	最終重量 [mg]	昇温速度 [K/min.]
1	49.3	39.1	20.0
2	35.4	28.5	13.8
3	49.7	39.5	20.0
4	20.0	16.6	20.0
5	40.4	32.4	10.0

Table 2-8-2　測定条件

Fig.2-8-8に測定結果の例（供試体番号１）を示す。上の曲線が重量減少の測定値であり、下の曲線は重量減少率（温度上昇１℃あたりの重量減少）であり、測定値を数値的に微分して求めた値である。重量減少率の曲線には山が３つ現れている。これらはそれぞれゲルの崩壊、ポルトランダイトの分解、ＣＳＨ相の分解の三段階にそれぞれ対応している。

ＣＳＨ相の分解に相当する部分のデータを式(2.8.29)に従ってプロットした結果をFig.2-8-9に示す。回帰直線の切片および傾きより$E_3=9.72\times10^7$、$n=1$を得る。さらに、式(2.8.27)より$A_3=2.81\times10^2$を得る。

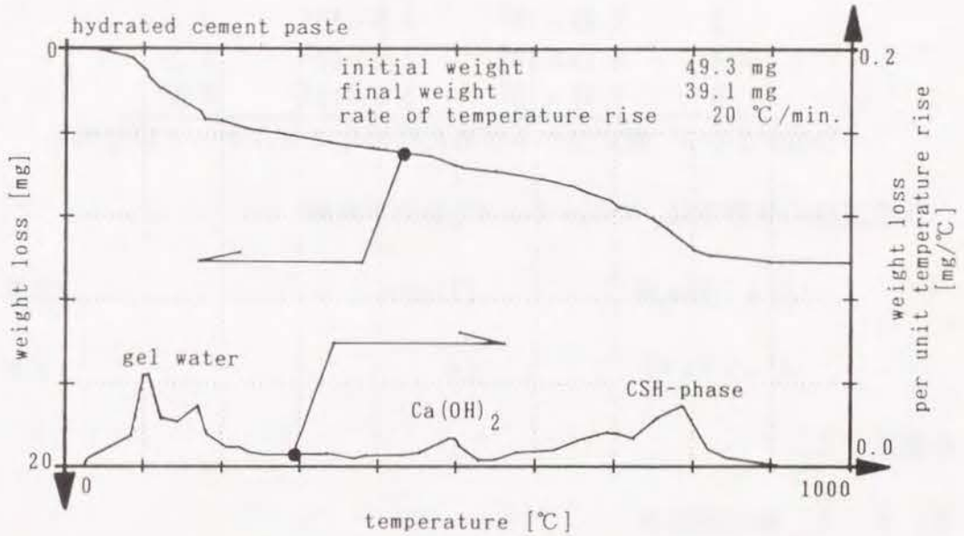


Fig.2-8-8　測定結果の例（供試体１）

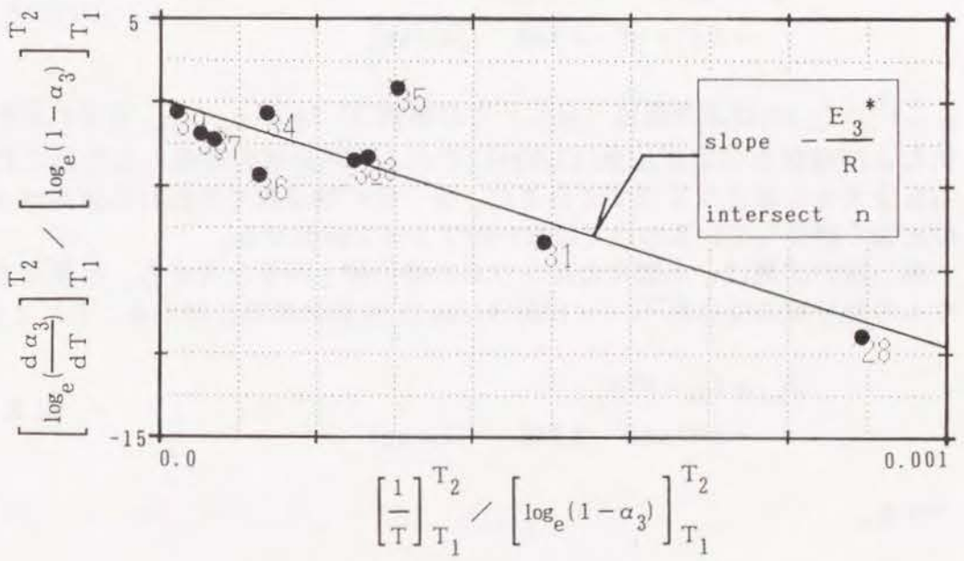


Fig.2-8-9　データのプロット

他の測定値も同様の処理を行ないTable 2-8-9の値を得た。これらの値はばらつきがあるものの、活性化エネルギーは10^7のオーダー、頻度因子は10^1のオーダーであることがわかる。また、反応次数を1とみなしても大過ない。

No.	E_3^*[J/kmol]	A_3^*[s^{-1}]	n[-]
1	9.72×10^7	2.7×10^2	1.0
2	5.82×10^7	1.1×10^1	1.5
3	7.48×10^7	5.8×10^1	1.4
4	9.15×10^7	1.2×10^2	0.65
5	7.48×10^7	1.9×10^1	0.95

Table 2-8-3 測定値から求めた活性化エネルギーと頻度因子

次章以後の計算では、Table 2-8-3の値の平均値

$$E_3^* = 7.93\times10^7 \quad [\mathrm{J/kmol}] \tag{2.8.30}$$

$$A_3^* = 9.7\times10^1 \quad [\mathrm{s^{-1}}] \tag{2.8.31}$$

を採用する。

2．8．6．熱分解潜熱

第一段の熱分解に対しては、自由水の蒸発潜熱と等しいと仮定する。

$$\begin{aligned} L_{d,1} &= L_{d,1}(0) + (c_{p,v} - c_{p,w})\theta \\ &= 2.47\times10^3 - 2.34\theta \quad [\mathrm{kJ/kg}] \end{aligned} \tag{2.8.32}$$

ここに、$L_{d,1}(0)$は基準温度（0℃）での潜熱[kJ/kg]、$c_{p,v}$、$c_{p,w}$はそれぞれ水蒸気および液状水の定圧比熱[kJ/kg•K]である。熱分解の潜熱としてはこれよりも多少大きな値となるはずであるが、第一段の熱分解で失われる結晶水はそれほど強く結合しているわけではないので上式で近似する。

第二段の潜熱は、水酸化カルシウムの熱分解と同等と考える。水酸化カルシウムの熱分解の反応熱[75]（＝1000[kJ/kg]）を蒸発潜熱に加えることにより、

$$\begin{aligned} L_{d,2} &= L_{d,1} + 1000 \\ &= 3.47\times10^3 - 2.34\theta \quad [\mathrm{kJ/kg}] \end{aligned} \tag{2.8.33}$$

とする。

75) U.Schneider、Behaviour of Concrete at High Temperature, Vertrieb Durch Verlag von Wilhelm Ernest & Sohn, 1982

第三段の潜熱は、β－C_2Sの水和熱（＝500[kJ/kg][76]）を加えることにより、

$$\begin{aligned} L_{d,2} &= L_{d,1} + 500 \\ &= 2.97\times10^3 - 2.34\theta \quad [\mathrm{kJ/kg}] \end{aligned} \tag{2.8.34}$$

とする。

76) Roy,R.,編著、大門正幾編訳、セメントの科学、pp.60、内田老鶴圃、1989

第２章のまとめ

本章では、熱と物質の移動のモデルに現れる各種物性値を測定ならびに推算により定義した。その際、コンクリートの調合時のパラメーター（粗骨材、細骨材、セメント、水の単位容積重量）から決まる各種構成材料の体積比率との関係を明確にした。

熱伝導率については、二つの異なる材料を混合した材料の熱伝導率をMaxwellの関係に基づいて算定する方法を用いた。はじめに、コンクリート、モルタル、セメントペーストのおのおのについて常温から８００℃までの熱伝導率を非定常熱線法により測定し、測定値から粗骨材、細骨材、セメントペーストそれぞれの熱伝導率をMaxwellの関係から求めた。こうすることにより、各構成材料を任意の比率で混合したコンクリートの熱伝導率を推算することができるようになった。

セメントペーストに含まれる結晶水については、それをゲル水、ポルトランダイト、ＣＳＨ相の３種類に分けて、その熱分解速度を等温法および熱重量分析（ＴＧ）により測定した。測定結果より、反応の活性化エネルギーと頻度因子を得た。

比熱、密度、空隙率についても、各構成材料それぞれの値から混合後の値を推算することが可能となった。これらの値は単純な加法性が成り立つ。

液状水拡散係数、平衡含水率については、モルタル供試体により測定を行ない、その結果をコンクリート一般に拡張して定義した。透気率と水蒸気拡散係数については、既往の文献データから空隙率との相関を得た。

以上の方法により、コンクリートの調合（骨材の種類と量、連行空気量）がわかれば、計算に必要な値を全て推算できるようになった。現実のコンクリートの調合は広い範囲に及ぶことを考えると、本方法の実用上の利点は大きい。

第３章　数値計算方法

３．１　方針

基礎式を連立して数値的に解く方法を以下で述べる。基礎式には種々の変数が登場するが、そのうち、温度θ、空隙内ガスの全圧P_g、水蒸気分圧P_v、物理吸着水の含水率w、結晶水の含水率w_cの５種を計算により求めるべき変数とする。

これらの式は、数値的にいわゆるスティッフな方程式となり、数値計算が不安定になりやすい。その原因としては、

（１）拡散係数のオーダーが熱と水分について大きく異なる。
（２）物理吸着水の脱着速度および結晶水の熱分解速度が温度、水蒸気分圧などにより変化する。
（３）熱伝導率などの移動係数が温度・含水率などに大きく依存する。

などがあげられる。

これらの難点を克服し数値計算を安定に行うため、積分方程式および陰的ルンゲ＝クッタ法による定式化を行う。まず、各々の基礎式から、(θ, P_g, P_v, w)についてのポアソン方程式を導びく。次にこれらを二次元のグリーンの公式に適用することにより積分方程式を得る。こうして得た積分方程式を離散化すると、連立の常微分方程式が得られるので、陰的ルンゲ＝クッタ法により時間積分を行って時々刻々の解を求める。

３．２　基礎式の変形

ここでは、基礎式を変形して温度θ、空隙内ガスの全圧P_g、水蒸気分圧P_v、物理吸着水の含水率wに関するポアソン方程式を導く。なお、結晶水の含水率w_cについては、結晶水の移動の項がないため、特に変形を要しない。

（１）　熱収支式の変形

熱収支式(1.2.6)を変形すると次式を得る。

$$\nabla^2\theta = \frac{\rho c}{\lambda}\frac{\partial\theta}{\partial t} + \frac{L_s R_{sorp} + L_d R_{dcmp} - \nabla\lambda \bullet \nabla\theta}{\lambda} \qquad (3.2.1)$$

以後の記述を簡便にするため、上式を以下のように表す。

$$\nabla^2\theta = A_{\theta\theta}\frac{\partial\theta}{\partial t} + r_\theta(L_s R_{sorp} + L_d R_{dcmp} + V_\theta) \qquad (3.2.2)$$

ただし、

$$A_{\theta\theta} = \frac{\rho c}{\lambda} \tag{3.2.3}$$

$$r_{\theta} = \frac{1}{\lambda} \tag{3.2.4}$$

$$V_{\theta} = -\nabla\lambda \cdot \nabla\theta \tag{3.2.5}$$

とおいた。V_{θ}は熱伝導率が一定でないことにより生じた項であり、仮想的な発熱速度[W/m³]と解釈できる。

（2） 混合ガス収支式の変形

混合ガスの収支式(1.2.9)に状態方程式を代入し、空隙内ガスの全圧P_gについてのポアソン方程式を導びく。まず、蓄積項$\partial(\varepsilon\rho_g)/\partial t$を展開するため、$\rho_g$の表現として式(1.2.25)、$\varepsilon$の表現として式(2.2.8)を代入して整理すると、次式を得る。

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\varepsilon\rho_g)}{\partial t} = &-\frac{\varepsilon\{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g\}}{RT^2}\frac{\partial\theta}{\partial t} \\ &+\frac{\varepsilon M_a}{RT}\frac{\partial P_g}{\partial t} \\ &+\frac{\varepsilon(M_v - M_a)}{RT}\frac{\partial P_v}{\partial t} \\ &-\frac{\rho_0\{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g\}}{\rho_w RT}\frac{\partial w}{\partial t} \\ &-\frac{\rho_0\{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g\}}{\rho_w RT}\frac{\partial w_c}{\partial t}\end{aligned} \tag{3.2.6}$$

次に、対流項はダルシーの式(1.2.8)および混合ガスの状態方程式(1.2.25)を代入することにより

$$\begin{aligned}\nabla(\rho_g \mathbf{u}) = &-\nabla\left(\frac{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g}{RT}\kappa_D\right)\cdot\nabla P_g \\ &-\frac{\kappa_D\{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g\}}{RT}\nabla^2 P_g\end{aligned} \tag{3.2.7}$$

となる。

以上で得られた式(3.2.6)、(3.2.7)を混合ガスの収支式(1.2.9)に代入し整理すると次式を得る。

$$\begin{aligned}\nabla^2 P_g = &A_{g\theta}\frac{\partial\theta}{\partial t} + A_{gg}\frac{\partial P_g}{\partial t} + A_{gv}\frac{\partial P_v}{\partial t} + A_{gw}\frac{\partial w}{\partial t} + A_{gc}\frac{\partial w_c}{\partial t} \\ &+r_g(R_{sorp} + R_{dcmp} + V_g)\end{aligned} \tag{3.2.8}$$

ただし、

$$A_{g\theta} = -\frac{\varepsilon}{\kappa_D T} \tag{3.2.9}$$

$$A_{gg} = \frac{\varepsilon M_a}{\kappa_D\{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g\}} \tag{3.2.10}$$

$$A_{gv} = \frac{\varepsilon(M_v - M_a)}{\kappa_D\{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g\}} \tag{3.2.11}$$

$$A_{gw} = -\frac{\rho_0}{\kappa_D\rho_w} \tag{3.2.12}$$

$$A_{gc} = -\frac{\rho_0}{\kappa_D\rho_w} \tag{3.2.13}$$

$$r_g = -\frac{RT}{\kappa_D\{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g\}} \tag{3.2.14}$$

$$V_g = \nabla\left\{\frac{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g}{RT}\kappa_D\right\}\cdot\nabla P_g \tag{3.2.15}$$

とおいた。熱収支式と同様に、V_gは仮想的なガス生成速度と解釈できる。

（3） 水蒸気収支式の変形

混合ガスの場合と同様の手順により、水蒸気の収支式(1.2.11)から水蒸気分圧P_vのポアソン方程式を導びく。まずは、蓄積項を展開すると

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\varepsilon\rho_v)}{\partial t} = &-\frac{\varepsilon M_v P_v}{RT^2}\frac{\partial\theta}{\partial t} + \frac{\varepsilon M_v}{RT}\frac{\partial P_v}{\partial t} \\ &-\frac{\rho_0 M_v P_v}{\rho_w RT}\frac{\partial w}{\partial t} - \frac{\rho_0 M_v P_v}{\rho_w RT}\frac{\partial w_c}{\partial t}\end{aligned} \tag{3.2.16}$$

となる。対流項をダルシーの式(1.2.8)を用いて表すと、

$$\nabla(\rho_v \mathbf{u}) = -\nabla(\frac{M_v P_v}{RT}\kappa_D)\cdot\nabla P_g - \frac{\kappa_D M_v P_v}{RT}\nabla^2 P_g \qquad (3.2.17)$$

さらに、拡散項も同様の方法で展開すると

$$\begin{aligned}\nabla(D_v\nabla\rho_v) = {} & \nabla D_v\cdot\nabla(\frac{M_v P_v}{RT}) + \frac{2D_v M_v P_v}{RT^3}(\nabla\theta\cdot\nabla\theta) \\ & - \frac{D_v M_v P_v}{RT^2}\nabla^2\theta - \frac{2D_v M_v}{RT^2}(\nabla\theta\cdot P_v) \\ & + \frac{D_v M_v}{RT}\nabla^2 P_v\end{aligned} \qquad (3.2.18)$$

となる。

以上の各項を水蒸気の収支式(1.2.11)に代入し、整理すると次式を得る。

$$\begin{aligned}\frac{D_v M_v}{RT}\nabla^2 P_v = {} & -\frac{\varepsilon M_v P_v}{RT^2}\frac{\partial\theta}{\partial t} + \frac{\varepsilon M_v}{RT}\frac{\partial P_v}{\partial t} \\ & - \frac{\rho_0 M_v P_v}{\rho_w RT}\frac{\partial w}{\partial t} - \frac{\rho_0 M_v P_v}{\rho_w RT}\frac{\partial w_c}{\partial t} \\ & - R_{sorp} - R_{dcmp} \\ & - \frac{2D_v M_v P_v}{RT^3}(\nabla\theta\cdot\nabla\theta) + \frac{2D_v M_v}{RT^2}(\nabla\theta\cdot\nabla P_v) \\ & - \nabla(\frac{M_v P_v}{RT}\kappa_D)\cdot\nabla P_g - \nabla D_v\cdot\nabla(\frac{M_v P_v}{RT}) \\ & + \frac{D_v M_v P_v}{RT^2}\nabla^2\theta - \frac{\kappa_D M_v P_v}{RT}\nabla^2 P_g\end{aligned} \qquad (3.2.19)$$

右辺の$\nabla^2\theta$、$\nabla^2 P_g$は温度、全圧についてのポアソン式(3.2.2)、(3.2.8)を代入して消去できて

$$\begin{aligned}\nabla^2 P_v = {} & A_{v\theta}\frac{\partial\theta}{\partial t} + A_{vg}\frac{\partial P_g}{\partial t} + A_{vv}\frac{\partial P_v}{\partial t} \\ & + r_v(R_{sorp} + R_{dcmp} + V_v) \\ & + r_{vT}(L_s R_{sorp} + L_d R_{dcmp} + V_T)\end{aligned} \qquad (3.2.20)$$

を得る。ただし、

$$A_{v\theta} = \frac{\rho c P_v}{\lambda T} \qquad (3.2.21)$$

$$A_{vg} = -\frac{\varepsilon M_a P_v}{D_v\{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g\}} \qquad (3.2.22)$$

$$A_{vv} = \frac{\varepsilon M_a P_g}{D_v\{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g\}} \qquad (3.2.23)$$

$$r_v = -\frac{RT}{D_v M_v}\left\{1 - \frac{M_v P_v}{(M_v - M_a)P_v + M_a P_g}\right\} \qquad (3.2.24)$$

$$r_{v\theta} = \frac{P_v}{\lambda T} \qquad (3.2.25)$$

$$\begin{aligned}V_v = {} & \frac{1}{r_v}\{-\frac{2P_v}{T^2}(\nabla\theta\cdot\nabla\theta) + \frac{2}{T}(\nabla\theta\cdot\nabla P_v) \\ & + \nabla(\frac{M_v P_v}{RT}\kappa_D)\cdot\nabla P_g + \nabla D_v\cdot\nabla(\frac{M_v P_v}{RT}) \\ & - \frac{\kappa_D P_v r_g}{D_v}V_g\}\end{aligned} \qquad (3.2.26)$$

とおいた。

（4） 物理吸着水収支式の変形

物理吸着水の収支式(1.2.12)を変形すると次式を得る。

$$\nabla^2 w = A_{ww}\frac{\partial w}{\partial t} + r_w(R_{sorp} + V_w) \qquad (3.2.27)$$

ここに、

$$A_{ww} = \frac{1}{D_w} \qquad (3.2.28)$$

$$r_w = \frac{1}{\rho_0 D_w} \qquad (3.2.29)$$

$$V_w = -\rho_0(\nabla D_w\cdot\nabla w) \qquad (3.2.30)$$

とした。

3．3 積分方程式の適用

以下では二次元問題として定式化を進める。二次元のラプラス方程式の基本解は、二次元無限媒質中の点$p(x_p, y_p)$に点熱源があり単位の割合で発熱している時に、点pから距離$r_{p,q}$だけ離れた点qでの温度である。すなわち、δをディラックのデルタ関数として発熱項を表した式

$$\nabla^2 G + \delta(x_p)\delta(y_p) = 0 \qquad (3.3.1)$$

の解として

$$G(p,q) = \frac{1}{2\pi}\log_e \frac{1}{r_{p,q}} \qquad (3.3.2)$$

により与えられる。基本解$G(p,q)$は、$r_{p,q}=0$で$+\infty$となり、$r_{p,q}\neq 0$でラプラスの方程式を満たす[1)]。すなわち、

$$\nabla^2 G(p,q) = 0 \quad (r_{p,q}\neq 0) \qquad (3.3.3)$$

が成り立つ。基本解$G(p,q)$をFig. 3-3-1に示す。

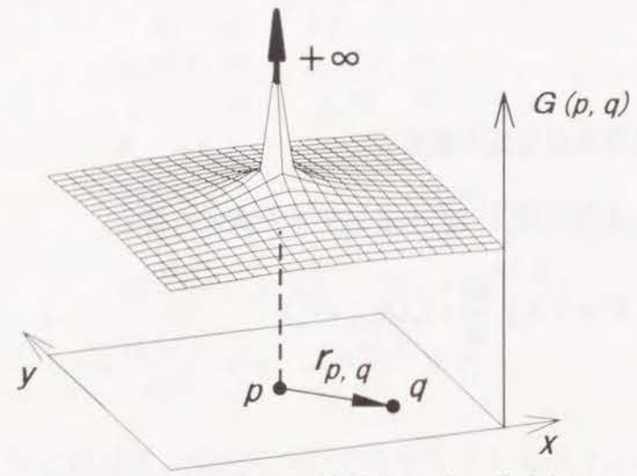


Fig. 3-3-1　二次元定常の拡散方程式の基本解$G(p,q)$

有界で二回微分可能な任意の関数uとvについて二次元のグリーンの公式

$$\iint_\Omega \{u\nabla^2 v - v\nabla^2 u\}d\Omega = -\int_\Gamma \{u\frac{\partial v}{\partial n} - v\frac{\partial u}{\partial n}\}d\Gamma \qquad (3.3.4)$$

が成り立つ。ここに、Ωは任意形状の二次元閉領域、Γはその境界を表す。nは境界Γでの内向き方向単位長さ法線ベクトルである。

式(3.3.4)において、$u\to\theta$、$v\to G$とおくと積分方程式を得ることができる。Fig. 3-3-2のように、基本解の基準点pを領域Ω内部のある位置に固定する。点pでは基本解$G(p,p)$が無限大となるため、そのままではグリーンの公式を適用できない。そのため、点pを中心とする半径r'の円形の領域Ω'を取り除いた領域Ω－Ω'およびその境界Γ＋Γ'についてグリーンの公式を適用すると、

1) 寺井俊夫、積分方程式による建築の音場計算に関する研究、京都大学学位請求論文、1979

$$\iint_{\Omega-\Omega'}\{\theta(q)\nabla^2 G(p,q) - G(p,q)\nabla^2\theta(q)\}d\Omega$$
$$= -\int_{\Gamma+\Gamma'}\{\theta(q)\frac{\partial G(p,q)}{\partial n_q} - G(p,q)\frac{\partial\theta(q)}{\partial n_q}\}d\Gamma \qquad (3.3.5)$$

を得る。ここに、qは領域Ω内部と境界Γ上を動く点であり、n_qはqが境界Γ上にある時にその位置での内向き法線方向単位ベクトルである。

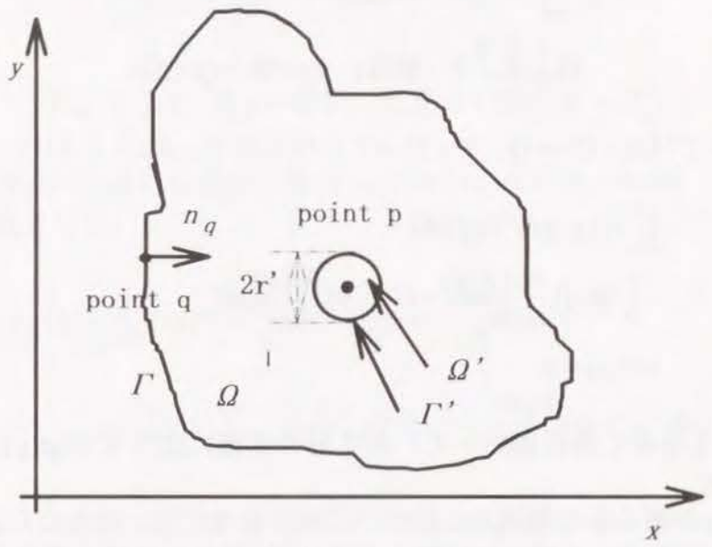


Fig. 3-3-2　領域Ω'と境界Γ'（$p\in\Omega$）

ここで、式(3.3.5)の右辺の積分のうちΓ'に関する部分を考える。Fig. 3-3-3のように、円の半径r'と角度ϕを用いて境界Γ'上の積分を表すと次式となる。

$$\int_{\Gamma'}\{\theta(q)\frac{\partial G(p,q)}{\partial n_q} - G(p,q)\frac{\partial\theta(q)}{\partial n_q}\}d\Gamma$$
$$= -\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\{\frac{1}{r'}\theta(q) - \frac{\partial\theta(q)}{\partial n}\log_e r'\}r'd\phi \qquad (3.3.6)$$

$r'\to 0$の極限では、$\theta(q)\to\theta(p)$、$r'\log_e r'\to 0$であるから、被積分関数の第二項は零となり、第一項のみが残る。よって、

$$\lim_{r'\to 0}\int_{\Gamma'}\{\theta(q)\frac{\partial G(p,q)}{\partial n_q} - G(p,q)\frac{\partial\theta(q)}{\partial n_q}\}d\Gamma = -\theta(p) \qquad (3.3.7)$$

となる。

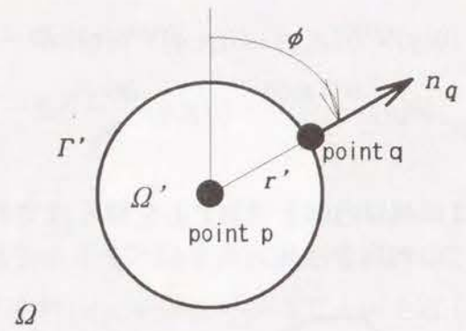


Fig. 3-3-3　境界Γ'上の積分($p \in \Omega$)

$r' \to 0$の極限では$\Omega - \Omega' \to \Omega$、$\Gamma + \Gamma' \to \Gamma$となるので、式(3.3.5)は

$$\iint_{\Omega} G(p,q)\nabla^2\theta(q)d\Omega - \int_{\Gamma}\{\theta(q)\frac{\partial G(p,q)}{\partial n_q} - G(p,q)\frac{\partial\theta(q)}{\partial n_q}\}d\Gamma + \theta(p) = 0 \qquad (3.3.8)$$

となる。上式を導く過程において、基本解の定義により$\nabla^2 G(p,q) = 0$となることを利用した。

次に、点pが滑らかな境界Γに近づいた極限を考える。始めにFig. 3-3-4のように、点pが境界Γから微少な距離$d(d < r')$だけ離れた位置にあると考える。この場合には、境界Γ'は図の点a－b－c間のみになる。よって、式(3.3.6)に相当する式は次のようになる。

$$\int_{\Gamma'}\{\theta(q)\frac{\partial G(p,q)}{\partial n_q} - G(p,q)\frac{\partial\theta(q)}{\partial n_q}\}d\Gamma = -\frac{1}{2\pi}\int_{-\phi_0}^{\phi_0}\{\frac{1}{r'}\theta(q) - \frac{\partial\theta(q)}{\partial n_q}\log_e r'\}r'd\phi \qquad (3.3.9)$$

ただし、ϕ_0はFig. 3-3-4の点a－b間の角度、

$$\phi_0 = \tan^{-1}\frac{\sqrt{r'^2 - d^2}}{-d} \qquad (3.3.10)$$

である。

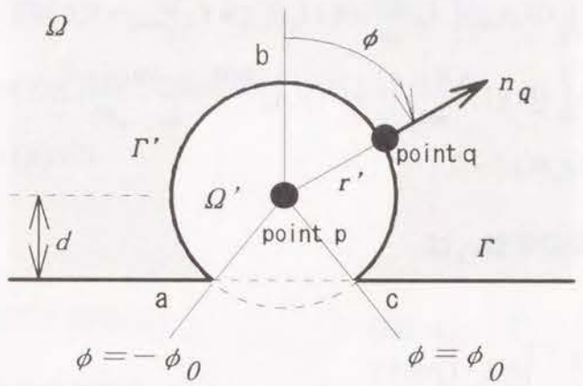


Fig. 3-3-4　点pが境界Γ_kに近づく場合($p \to \Gamma_k$)

ここで、点pが境界Γ_kに垂直に接近し($d \to 0$)、その後$r' \to 0$とした極限値を求めると次式となる。

$$\lim_{r'\to 0}\left\{\lim_{d\to 0}\int_{\Gamma'}\{\theta(q)\frac{\partial G(p,q)}{\partial n_q} - G(p,q)\frac{\partial\theta(q)}{\partial n_q}\}d\Gamma\right\}$$
$$= -\frac{1}{2\pi}\lim_{r'\to 0}\left\{\lim_{d\to 0}\int_{-\tan^{-1}(-\sqrt{r'^2-d^2}/d)}^{\tan^{-1}(-\sqrt{r'^2-d^2}/d)}\{\theta(q)\frac{1}{r'} - \frac{\partial\theta(q)}{\partial n_q}\log_e r')r'd\phi\right\}$$
$$= -\frac{1}{2\pi}\lim_{r'\to 0}\left\{\int_{-1/2\pi}^{1/2\pi}\{\theta(q)\frac{1}{r'} - \frac{\partial\theta(q)}{\partial n_q}\log_e r')r'd\phi\right\}$$
$$= -\frac{1}{2}\theta(p) \qquad (3.3.11)$$

よって、

$$\iint_{\Omega} G(p,q)\nabla^2\theta(q)d\Omega - \int_{\Gamma}\{\theta(q)\frac{\partial G(p,q)}{\partial n_q} - G(p,q)\frac{\partial\theta(q)}{\partial n_q}\}d\Gamma + \frac{1}{2}\theta(p) = 0 \qquad (3.3.12)$$

上式は、最後の項に係数1/2が掛かっていること以外は式(3.3.8)と同じである。

式(3.2.2)、(1.2.30)を、式(3.3.8)または(3.3.12)に代入すると、次の積分方程式を得る。

$$\iint_\Omega G(p,q)\left\{A_{\theta\theta}\frac{\partial\theta}{\partial t}+r_\theta(L_sR_{sorp}+L_dR_{dcmp}+V_\theta)\right\}d\Omega$$
$$-\int_\Gamma\{\theta(q)\frac{\partial G(p,q)}{\partial n_q}+G(p,q)\frac{h(\theta_{amb}-\theta(q))}{\lambda}\}d\Gamma \qquad (3.3.13)$$
$$+c_p\theta(p)=0$$

ここに、最後の項の係数c_pは

$$c_f=\begin{cases}1 & (p\in\Omega)\\ 1/2 & (p\in\Gamma)\end{cases} \qquad (3.3.14)$$

である。

混合ガス、水蒸気、物理吸着水についても同様にして積分方程式を得ることができる。全圧に関する積分方程式は、式(3.2.8)より

$$\iint_\Omega G(p,q)\{A_{g\theta}\frac{\partial\theta}{\partial t}+A_{gg}\frac{\partial P_g}{\partial t}+A_{gv}\frac{\partial P_v}{\partial t}+A_{gw}\frac{\partial w}{\partial t}+A_{gc}\frac{\partial w_c}{\partial t}$$
$$+r_g(R_{sorp}+R_{dcmp}+V_g)\}d\Omega$$
$$-\int_\Gamma\{P_g(q)\frac{\partial G(p,q)}{\partial n_q}-G(p,q)\frac{\partial P_g(q)}{\partial n_q}\}d\Gamma$$
$$+c_pP_g(p)=0 \qquad (3.3.15)$$

水蒸気分圧については式(3.2.20)および(1.2.36)より、

$$\iint_\Omega G(p,q)\{A_{v\theta}\frac{\partial\theta}{\partial t}+A_{vg}\frac{\partial P_g}{\partial t}+A_{vv}\frac{\partial P_v}{\partial t}$$
$$+r_v(R_{sorp}+R_{dcmp}+V_v)$$
$$+r_{v\theta}(L_sR_{sorp}+L_dR_{dcmp}+V_\theta)\}d\Omega$$
$$-\int_\Gamma\{P_v(q)\frac{\partial G(p,q)}{\partial n_q}+G(p,q)\frac{h_v}{D_v}(\frac{T}{T_{amb}}P_{v,amb}-P_v(q))$$
$$+G(p,q)\frac{hP_v(\theta_{amb}-\theta(q))}{\lambda T}\}d\Gamma$$
$$+c_pP_v(p)=0 \qquad (3.3.16)$$

物理吸着水については、式(3.2.27)、(1.2.38)より

$$\iint_\Omega G(p,q)\{A_{ww}\frac{\partial w}{\partial t}+r_w(R_{sorp}+V_w)\}d\Omega$$
$$-\int_\Gamma w(q)\frac{\partial G(p,q)}{\partial n_q}d\Gamma$$
$$+c_pw(p)=0 \qquad (3.3.17)$$

となる。

3．4　積分方程式の離散化

3．4．1　基礎式の離散化

前節で得られた4つの積分方程式(3.3.13)、(3.3.15)、(3.3.16)、(3.3.17)と結晶水の収支式(1.2.13)を離散化して連立の常微分方程式を導く。Fig.3-4-1に示すように、解析領域を長方形のn個の領域に分割する（$\Omega_1\sim\Omega_n$）。領域を分割したことに伴い、境界もm個に分割する（$\Gamma_1\sim\Gamma_m$）。

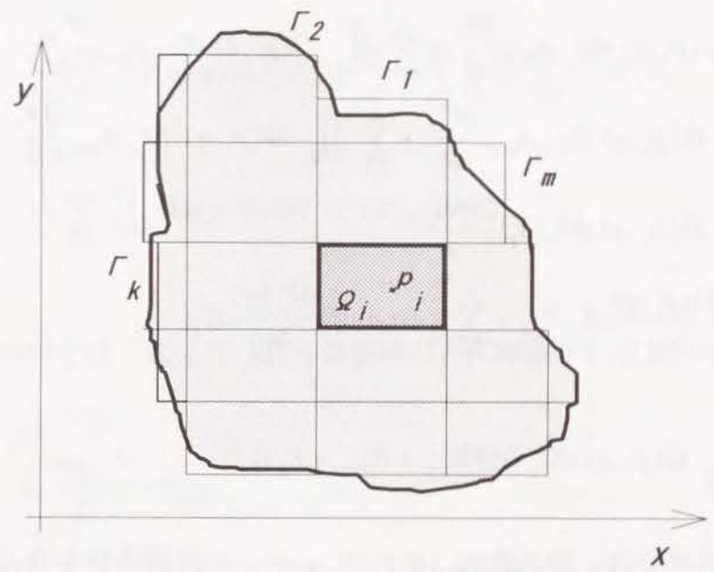


Fig.3-4-1　領域の分割

基本解の基準点pを領域Ω_iの中心p_iに固定する。各々の領域内部では温度等が均一であると近似して、式(3.3.13)の面積積分および境界積分を評価すると次式を得る。

$$\sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, A_{\theta\theta,j} \frac{\partial \theta_j}{\partial t}$$

$$-\sum_{k=1}^{m} \int_{\Gamma_k} \{\frac{\partial G(p_i,q)}{\partial n_q} + G(p_i,q)\frac{h_k}{\lambda}\} d\Gamma_k\, \theta_k$$

$$+c_{p_i}\theta_i$$

$$=\sum_{k=1}^{m} \int_{\Gamma_k} G(p_i,q) d\Gamma_k \frac{h_k \theta_{amb,k}}{\lambda_k}$$

$$-\sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, \{r_\theta(L_s R_{sorp} L_d R_{dcmp} + V_\theta)\}_j \qquad (3.4.1)$$

式(3.4.1)は、基本解の基準点pを任意の位置に固定すれば成立する。点pをn個の要素の中心に固定した場合について上式を考えればn元の連立常微分方程式が得られる。

混合ガスの全圧、水蒸気分圧、物理吸着水の含水率に関しても同様の式が得られる。式(3.3.15)より、混合ガスの全圧については、

$$\sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, A_{g\theta,j} \frac{\partial \theta_j}{\partial t} + \sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, A_{gg,j} \frac{\partial P_{g,j}}{\partial t}$$

$$+\sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, A_{gv,j} \frac{\partial P_{v,j}}{\partial t} + \sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, A_{gw,j} \frac{\partial w_j}{\partial t}$$

$$+\sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, A_{gc,j} \frac{\partial w_{c,j}}{\partial t}$$

$$-\sum_{k=1}^{m} \int_{\Gamma_k} \{\frac{\partial G(p_i,q)}{\partial n_q} d\Gamma_k P_{g,k} + \sum_{k=1}^{m} \int_{\Gamma_k} G(p_i,q) \frac{\partial P_g(q)}{\partial n_q} d\Gamma_k$$

$$+c_{p_i} P_{g,i}$$

$$=-\sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, \{r_g(R_{sorp} + R_{dcmp} + V_g)\}_j \qquad (3.4.2)$$

となる。この式では、他の変数（θ, P_g, P_v, w, w_c）の時間微分を含んだ連立常微分方程式となる。

水蒸気分圧については式(3.3.16)より、

$$\sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, A_{v\theta,j} \frac{\partial \theta_j}{\partial t} + \sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, A_{vg,j} \frac{\partial P_{g,j}}{\partial t}$$

$$+\sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, A_{vv,j} \frac{\partial P_{v,j}}{\partial t}$$

$$-\sum_{k=1}^{m} \int_{\Gamma_k} \{\frac{\partial G(p_i,q)}{\partial n_q} - G(p_i,q)(\frac{h_k}{D_v})_k\} d\Gamma_k P_{v,k}$$

$$+\sum_{k=1}^{m} \int_{\Gamma_k} \frac{\partial G(p_i,q)}{\partial n_q} d\Gamma_k (\frac{h_k P_{v,k}}{\lambda T})_k \theta_k$$

$$+c_{p_i} P_{v,i}$$

$$=\sum_{k=1}^{m} \int_{\Gamma_k} G(p_i,q) d\Gamma_k (\frac{h_{v,k} T_k P_{v,amb,k}}{D_v T_{amb,k}})_k + \sum_{k=1}^{m} \int_{\Gamma_k} G(p_i,q) d\Gamma_k (\frac{h_k P_{v,k} \theta_{amb,k}}{\lambda T_k})_k$$

$$-\sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, \{r_v(R_{sorp} + R_{dcmp} + V_v) + r_{v\theta}(L_s R_{sorp} + L_d R_{dcmp} + V_v)\}_j \qquad (3.4.3)$$

物理吸着水については式(3.3.17)より

$$\sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, A_{ww,j} \frac{\partial w_j}{\partial t} - \sum_{k=1}^{m} \int_{\Gamma_k} \frac{\partial G(p_i,q)}{\partial n_q} d\Gamma_k w_k$$

$$+c_{p_i} w_i$$

$$=-\sum_{j=1}^{n} \iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\, \{r_w(R_{sorp} + V_v)\}_j \qquad (3.4.4)$$

となる。

結晶水については、式(1.2.13)を各領域ごとに評価すれば良いので、次式を得る。

$$\rho_0 \frac{\partial w_{c,i}}{\partial t} = -R_{dcmp,i} \qquad (3.4.5)$$

以上の過程により、5n元の連立常微分方程式が得られる。以下では、表現を簡単にするため、式(3.4.1)、(3.4.2)、(3.4.3)、(3.4.4)、(3.4.5)をまとめて行列形式で表す。

$$\mathbf{A}\dot{\mathbf{x}} + \mathbf{D}\mathbf{x} = \mathbf{f} \qquad (3.4.6)$$

ここに、**A**は容量マトリックス、**D**は伝達マトリックス、**f**は作用ベクトルと名付ける。**x**は未知数ベクトル

$$\mathbf{x} = \{\theta_1, \theta_2, \cdots; P_{g,1}, P_{g,2} \cdots; P_{v,1}, P_{v,2}, \cdots; w_1, w_2, \cdots; w_{c,1}, w_{c,2}, \cdots\}^T \qquad (3.4.7)$$

であり、$\dot{x}$はその時間微分である。

3．4．2　基本解の積分値の計算

離散化した積分方程式の係数にはGの積分値が含まれている。これらは、要素形状が簡単であれば解析積分により求めることができる。以下では、その解析積分の式を示す。

（1）基本解Gの面積積分

Fig. 3-4-2のように、基準点pから(X,Y)の範囲で基本解を面積積分すると次式を得る。

$$\begin{aligned}&\int_0^Y\int_0^X G(p,q)dxdy\\&=-\frac{1}{4\pi}\int_0^Y\int_0^X \log_e(x^2+y^2)dxdy\\&=-\frac{1}{4\pi}\int_0^Y\{X\log_e(X^2+y^2)-2X+2y\tan^{-1}(\frac{X}{y})\}dy\\&=XY\{\log_e(X^2+Y^2)-3\}+X^2\tan^{-1}(\frac{Y}{X})+Y^2\tan^{-1}(\frac{X}{Y})\end{aligned}\qquad(3.4.8)$$

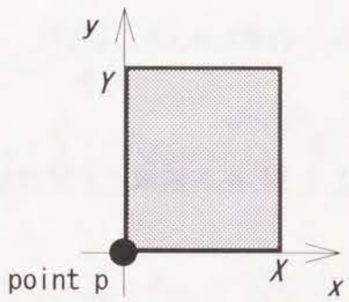


Fig. 3-4-2　Gの面積積分の範囲

一般には、積分範囲の始点と基準点pとは一致しないが、式(3.4.8)を重ね合わせることにより任意の長方形領域での積分値を得ることができる。たとえば、Fig. 3-4-3の$(X_1,Y_1)-(X_2,Y_2)$を対角線とする長方形領域での積分値は式(3.4.8)を4回重ね合わせれば良い。すなわち、

$$\begin{aligned}&\int_{Y_1}^{Y_2}\int_{X_1}^{X_2}G(p,q)dxdy\\&=\int_0^{Y_2}\int_0^{X_2}G(p,q)dxdy-\int_0^{Y_1}\int_0^{X_2}G(p,q)dxdy\\&-\int_0^{Y_2}\int_0^{X_1}G(p,q)dxdy+\int_0^{Y_1}\int_0^{X_1}G(p,q)dxdy\end{aligned}\qquad(3.4.9)$$

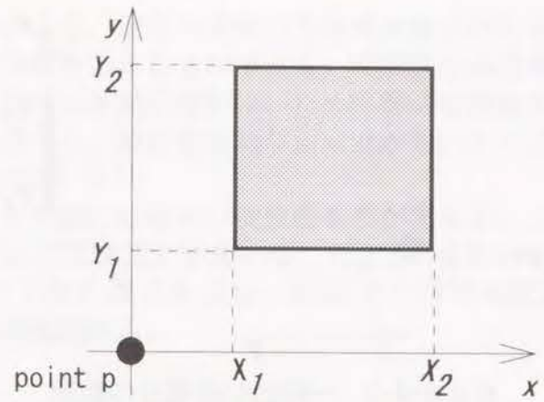


Fig. 3-4-3　一般的なGの積分範囲

（2）基本解Gの線積分

Fig. 3-4-4のように、基準点pから境界に垂線をおろす。垂線の長さをXとし、垂線の足から距離Yにわたって積分する場合を考える。この積分は、$X\neq 0$ならば、

$$\int_0^Y G(p,q)dy=-\frac{1}{4\pi}\{Y\log_e(X^2+Y^2)-2Y+2X\tan^{-1}(\frac{Y}{X})\}\qquad(3.4.10)$$

となる。$X=0$の場合には、第三項は0になる。

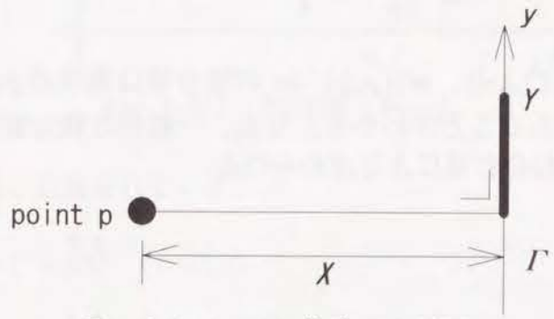


Fig. 3-4-4　Gの線積分の範囲

一般の積分範囲については、面積積分の場合と同様に重ね合わせにより積分値を求めることができる。たとえばFig. 3-4-5のように、$y=Y_1$からY_2の範囲についての積分値は

$$\int_{Y_1}^{Y_2}G(p,q)dy=\int_0^{Y_2}G(p,q)dy-\int_0^{Y_1}G(p,q)dy\qquad(3.4.11)$$

となる。

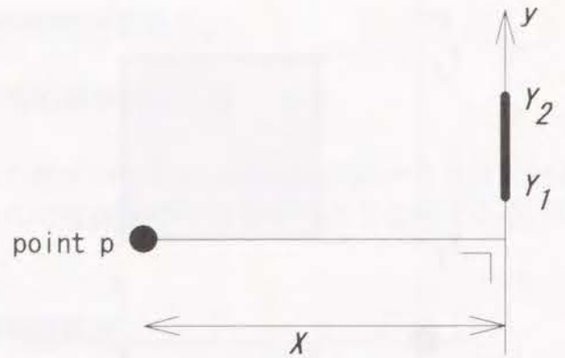


Fig. 3-4-5　一般的な線積分の範囲

（3）基本解の法線方向微分の線積分

Gの線積分と同様に、基準点pから境界に垂線をおろす。垂線の長さをXとし、垂線の足から距離Yにわたり積分する場合を考える。Fig. 3-4-6を参照し、積分値を計算すると次式となる。

$$\int_0^Y \frac{\partial G(p,q)}{\partial n_q} dy = \int_0^Y \frac{\partial G(p,q)}{\partial r_{p,q}} \frac{\partial r_{p,q}}{\partial n_q} dy$$
$$= \frac{1}{2\pi} \int_0^Y \frac{X}{X^2 + y^2} dy$$
$$= \frac{1}{2\pi} \tan^{-1} \frac{Y}{X} \qquad (3.4.12)$$

となる。式(3.4.12)より、$\partial G(p,q)/\partial n_q$の積分値は基準点$p$から積分範囲を見込む角度の比率であることがわかる。なお、一般的な積分範囲については、Gの線積分と同じ重ね合わせにより求められる。

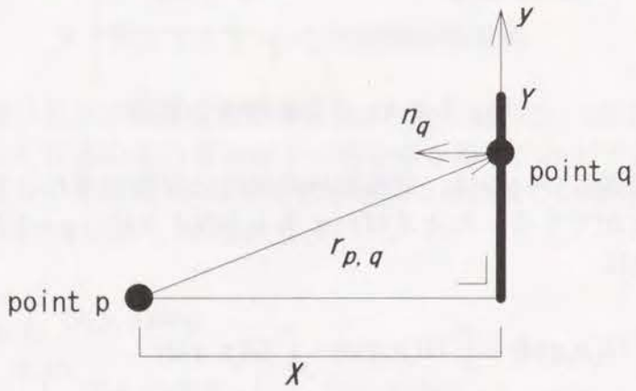


Fig. 3-4-6　$\partial G(p,q)/\partial n_q$の線積分の範囲

3．5　陰的ルンゲ＝クッタ法による時間積分

前節までの過程により、連立の常微分方程式が得られたので、これを時間積分すれば各時刻での解を得ることができる。時間積分法は種々のものがあるが、前述のように、基礎式は非線形性が強いため陰解法を採用するのが得策である。陰解法のスキームのうち、特に数値的な安定性が強いものとして陰的ルンゲ＝クッタ法が提案されている[2)]。

陰的ルンゲ＝クッタ法には種々の次数のものがあるが、ここでは２ステージ、２次精度のスキーム（DIRK22）を用いる。Fig. 3-5-1に示すように、１つの時間ステップΔt内に２個の選点を設け、選点での時間勾配により次式により$t^{n+1} = (n+1)\Delta t$での値を求める。

$$\mathbf{x}^{n+1} = \mathbf{x}^n + \Delta t \sum_{L=1}^{2} b_L \dot{\mathbf{x}}^{n,L} \qquad (3.5.1)$$

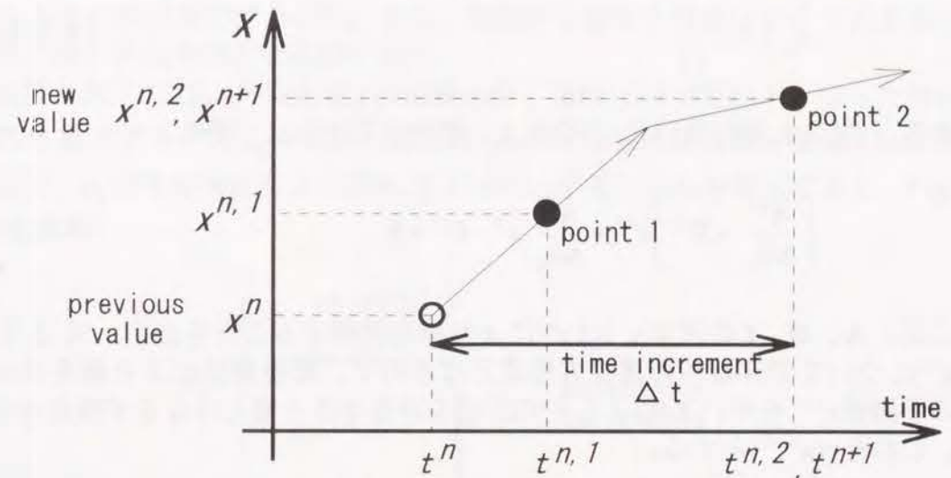


Fig. 3-5-1　DIRK22スキーム

選点の位置は次式で定義されている。

$$t^{n,L} = t^n + \Delta t \tau^L \quad (L = 1,2) \qquad (3.5.2)$$

ただし、

$$\tau^1 = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \tau^2 = 1 \qquad (3.5.3)(3.5.4)$$

２つの選点について対応する重みは

$$b^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad b^2 = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \qquad (3.5.5)(3.5.6)$$

2) Alexander R.,"Diagonally Implicit Runge-Kutta Methods for Stiff O.D.E's", SIAM Journal on Numerical Analysis,Vol.14, No.6, Dec., 1977

である。

式(3.5.1)～式(3.5.6)を図式的に解釈すると、Fig.3-5-2の矢印にそって変数が変化すると近似していることになる。すなわち、選点1での時間勾配$\dot{\mathbf{x}}^{n,1}$により時刻t^nから$t^n+\Delta tb^1$まで直線的に変化し、$t^n+\Delta tb^1$から$t^n+\Delta t$の間は選点2での勾配$\dot{\mathbf{x}}^{n,2}$により直線的に変化する。

式(3.5.1)が通常のルンゲ＝クッタ法と変わる点は、選点での時間勾配を陰的に求めることである。選点1の値は

$$\mathbf{x}^{n,1}=\mathbf{x}^n+\Delta ta_{11}\dot{\mathbf{x}}^{n,1} \tag{3.5.7}$$

により求める。ただし、

$$a_{11}=1-\frac{1}{\sqrt{2}} \tag{3.5.8}$$

である。式(3.4.6)に式(3.5.7)を代入し整理すると次式を得る。

$$\left[\frac{\mathbf{A}^{n,1}}{\Delta ta_{11}}+\mathbf{D}^{n,1}\right]\mathbf{x}^{n,1}-\frac{\mathbf{A}^{n,1}}{\Delta ta_{11}}\mathbf{x}^n-\mathbf{f}^{n,1}=\mathbf{0} \tag{3.5.9}$$

ここに、**A**、**D**、**f**の肩字*n, 1*は$\mathbf{x}^{n,1}$により値を評価することを表す。式(3.5.9)は$\mathbf{x}^{n,1}$についての非線形の連立方程式となるので、反復解法により解を求める。解の予測値$\mathbf{x}^{n,1,0}$を用いて式(3.5.9)の左辺を計算すると零とはならず残差が生ずる。これを$\mathbf{r}(\mathbf{x}^{n,1,0})$とする。

$$\mathbf{r}(\mathbf{x}^{n,1,0})=\left[\frac{\mathbf{A}^{n,1,0}}{\Delta ta_{11}}+\mathbf{D}^{n,1,0}\right]\mathbf{x}^{n,1,0}-\frac{\mathbf{A}^{n,1,0}}{\Delta ta_{11}}\mathbf{x}^n-\mathbf{f}^{n,1,0} \tag{3.5.10}$$

これをニュートンラフソン法などにより解けば解$\mathbf{x}^{n,1}$を得ることが可能である。ここで、物理的な考察から変数$\mathbf{x}^{n,1}$の変動範囲には制約が与えられていることに注目すれば、効率的なアルゴリズムが可能である。

温度に関しては、絶対温度が負の値にならないことから

$$-273.2\le\theta \tag{3.5.11}$$

全圧は大気圧以下にならないことから、

$$P_{atm}\le P_g \tag{3.5.12}$$

水蒸気分圧は零以上で、全圧よりも小さいことから、

$$0\le P_v\le P_g \tag{3.5.13}$$

物理吸着水の含水率は零以上、飽和含水率以下だから、

$$0\le w\le w_{max} \tag{3.5.14}$$

結晶水の含水率は負の値にならないから、

$$0\le w_c \tag{3.5.15}$$

なる制約がある。

反復計算の過程でこの条件から外れた値が生じた場合には、式(3.5.10)にペナルティを加えることにより、物理的に達成不可能な解が生じないようにする。ペナルティの与えかたは任意であるが、変動範囲からの飛び出し量の二次関数で与えるのが実用的である[3]。また、物理的な意味を明確にするため本来の発生項と同じ次元を持たせるのが良い。

温度に関しては、ある要素jの温度θ_jが下限値-273.2℃以下となった時には、これを修正するべく$s_{\theta_j}=a_\theta(\theta_j+273.2)^2$[W/m³]なる発熱速度を要素$j$に与える。ここで、$a_\theta$は十分大きな正の定数[W/m³•K²]とする。これを図示すると、Fig.3-5-2となる。

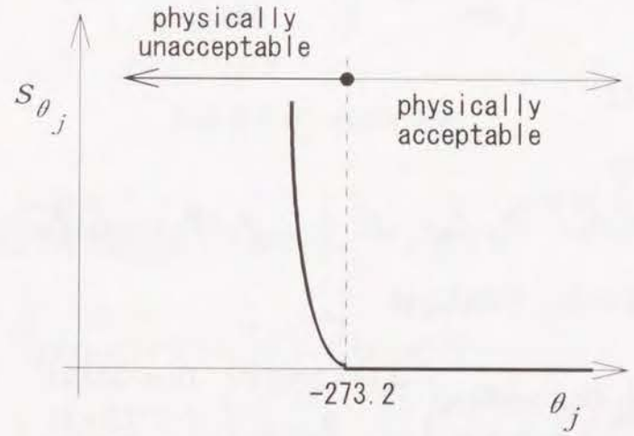


Fig.3-5-2　ペナルティによる仮想的な発熱速度s_{θ_j}

式(3.4.1)の右辺の発生項にペナルティによる発熱速度を加えると、

3) 例えば、今野浩、山下浩、「非線形計画法」、日科技連、1992

$$\sum_{j=1}^{n}\iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\,A_{\theta\theta,j}\frac{\partial\theta_j}{\partial t}$$
$$-\sum_{k=1}^{m}\int_{\Gamma_k}\{\frac{\partial G(p_i,q)}{\partial n_q}+G(p_i,q)\frac{h_k}{\lambda}\}d\Gamma_k\,\theta_k$$
$$+c_{p_i}\theta_i$$
$$=\sum_{k=1}^{m}\int_{\Gamma_k} G(p_i,q)d\Gamma_k\frac{h_k\theta_{amb,k}}{\lambda}$$
$$-\sum_{j=1}^{n}\iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\,\{r_\theta(L_sR_{sorp}+L_dR_{dcmp}+V_\theta)\}_j$$
$$+\sum_{j=1}^{n}\iint_{\Omega_j} G(p_i,q)\,d\Omega_j\,\{r_\theta a_\theta(\theta_j-273.2)^2\} \qquad (3.5.16)$$

となる。右辺の最後の項がペナルティによる発熱項である。

式(3.4.2)、(3.4.3)、(3.4.4)、(3.4.5)についても同様にペナルティによる発生を与えると、式(3.5.10)は

$$\mathbf{r}_p(\mathbf{x}^{n,1,0})=\mathbf{r}(\mathbf{x}^{n,1,0})+\mathbf{p}(\mathbf{x}^{n,1,0})$$
$$=\left[\frac{\mathbf{A}^{n,1,0}}{\Delta t a_{11}}+\mathbf{D}^{n,1,0}\right]\mathbf{x}^{n,1,0}-\frac{\mathbf{A}^{n,1,0}}{\Delta t a_{11}}\mathbf{x}^{n}-\mathbf{f}^{n,1,0}+\mathbf{p}^{n,1,0} \qquad (3.5.17)$$

となる。ここに、

$$\mathbf{p}(\mathbf{x}^{n,1,0})\equiv\mathbf{p}^{n,1,0}$$
$$\equiv\{p_{\theta_1},p_{\theta_2},\cdots;p_{g_1},p_{g_2},\cdots;p_{v_1},p_{v_2},\cdots;p_{w_1},p_{w_2},\cdots;p_{c_1},p_{c_2},\cdots\}^T \qquad (3.5.18)$$

なるベクトルであり、その成分は

$$p_{\theta_i}=\sum_{j=1}^{n}\iint_{\Omega_j} G(p_i,q)d\Omega_j r_\theta\begin{Bmatrix}-a_\theta(\theta+273.2)^2\\0\end{Bmatrix}\begin{matrix}(\theta<-273.2)\\(-273.2\le\theta)\end{matrix} \qquad (3.5.19)$$

$$p_{g_i}=\sum_{j=1}^{n}\iint_{\Omega_j} G(p_i,q)d\Omega_j r_g\begin{Bmatrix}a_g(P_{g,j}-P_{atm})^2\\0\end{Bmatrix}\begin{matrix}(P_{g,j}<P_{atm})\\(P_{atm}\le P_{g,j})\end{matrix} \qquad (3.5.20)$$

$$p_{v_i}=\sum_{j=1}^{n}\iint_{\Omega_j} G(p_i,q)d\Omega_j r_v\begin{Bmatrix}a_vP_{v,j}^2\\0\\-a_v(P_{g,j}-P_{v,j})\end{Bmatrix}\begin{matrix}(P_{v,j}<0)\\(0\le P_{v,j}\le P_{g,j})\\(P_{g,j}<P_{v,j})\end{matrix} \qquad (3.5.21)$$

$$p_{w_i}=\sum_{j=1}^{n}\iint_{\Omega_j} G(p_i,q)d\Omega_j r_w\begin{Bmatrix}-a_ww_j^2\\0\\a_w(w_j-w_{max,j})\end{Bmatrix}\begin{matrix}(w_j<0)\\(0\le w_j\le w_{max,j})\\(w_{max,j}\le w_j)\end{matrix} \qquad (3.5.22)$$

$$p_{c_i}=\begin{Bmatrix}-a_cw_{c,j}^2\\0\end{Bmatrix}\begin{matrix}(w_{c,j}<0)\\(0\le w_{c,j})\end{matrix} \qquad (3.5.23)$$

となる。括弧内の符合は物理的な考察より決まる。式(3.5.17)を図示すると、Fig.3-5-3となる。

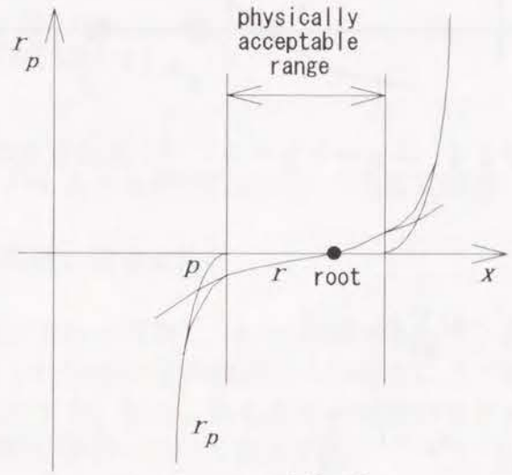


Fig.3-5-3 残差**r**と$\mathbf{r}_p$

式(3.5.17)は通常のニュートンラフソン法により解くことができる。$\mathbf{r}_p(\mathbf{x}^{n,1,0})$を$\mathbf{x}^{n,1,0}$の近傍で線形化した関数を$\overline{\mathbf{r}_p}^{n,1,0}$とすると

$$\overline{\mathbf{r}_p}^{n,1,0}(\mathbf{x})=\mathbf{r}_p(\mathbf{x}^{n,1,0})+\frac{\partial\mathbf{r}_p(\mathbf{x}^{n,1,0})}{\partial\mathbf{x}}(\mathbf{x}-\mathbf{x}^{n,1,0}) \qquad (3.5.24)$$

これを**0**とするような**x**を、$\mathbf{x}^{n,1,0}$の修正値$\mathbf{x}^{n,1,1}$として採用する。すなわち、$\mathbf{x}^{n,1,1}$は次の連立方程式の解である。

$$\frac{\partial\mathbf{r}_p(\mathbf{x}^{n,1,0})}{\partial\mathbf{x}}\mathbf{x}=\frac{\partial\mathbf{r}_p(\mathbf{x}^{n,1,0})}{\partial\mathbf{x}}\mathbf{x}^{n,1,0}-\mathbf{r}_p(\mathbf{x}^{n,1,0}) \qquad (3.5.25)$$

係数行列は式(3.5.17)より

$$\frac{\partial\mathbf{r}_p(\mathbf{x}^{n,1,0})}{\partial\mathbf{x}}=\left[\frac{\mathbf{A}^{n,1,0}}{\Delta t a_{11}}+\mathbf{D}^{n,1,0}\right]-\left.\frac{\partial\mathbf{f}}{\partial\mathbf{x}}\right|_{\mathbf{x}=\mathbf{x}^{n,1,0}}+\left.\frac{\partial\mathbf{p}}{\partial\mathbf{x}}\right|_{\mathbf{x}=\mathbf{x}^{n,1,0}} \qquad (3.5.26)$$

により与えられる。これを反復して収束した値を解ベクトル$\mathbf{x}^{n,1}$として採用する。

収束の過程を次図に示す。

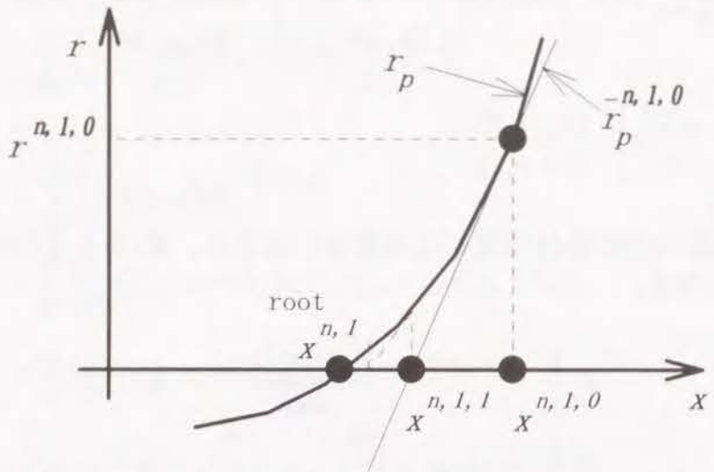


Fig.3-5-4　ニュートン＝ラフソン法の収束の過程

選点２の値は、

$$\mathbf{x}^{n,2} = \mathbf{x}^{n} + \Delta t \sum_{M=1}^{2} a_{2M} \dot{\mathbf{x}}^{n,M} \qquad (3.5.27)$$

$$a_{21} = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad a_{22} = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \qquad (3.5.28),(3.5.29)$$

により計算する。これを、選点１と同様にしてニュートン＝ラフソン法により解いて$\mathbf{x}^{n,2}$を得る。
式(3.5.7)、(3.5.27）で求めた$\mathbf{x}^{n,1}$、$\mathbf{x}^{n,2}$を式(3.4.6)に用いて各選点での時間勾配を求め、これらを式(3.5.1)に代入すれば$\mathbf{x}^{n+1}$を得る。しかし、DIRK22スキームでは定義により$\mathbf{x}^{n+1} = \mathbf{x}^{n,2}$であるから$\mathbf{x}^{n+1}$を改めて計算する必要はない。

陰的ルンゲクッタ法の係数$a_{L,M}$、b_Lは、差分方程式の安定性についての理論から導かれたものである。このスキームの安定領域[4]をFig.3-5-5に示す。図では、系の固有値μと時間刻みΔtの積を複素平面上に表しており、白抜き部分が不安定領域である。一般の拡散系では系の固有値μは負の実軸上にある場合がほとんどであるので、DIRK22スキームを用いると時間刻みΔtに関らず安定な計算が行える。本問題のように非線形の発生項がある場合には、系の固有値が負の実数となる理論的な保証はないが、実際に固有値を求めてみると負の実数のみとなる。

4) Hairer,E.,Norsett,S.,P.,Wanner,G., Solving Ordinary Differential Equations I - Nonstiff Problems. Springer-Verlag, 1987, Hairer,E.,Wanner,G., Solving Ordinary Differential Equations II - Stiff and Differential-Algebraic Problems. Springer-Verlag, 1991

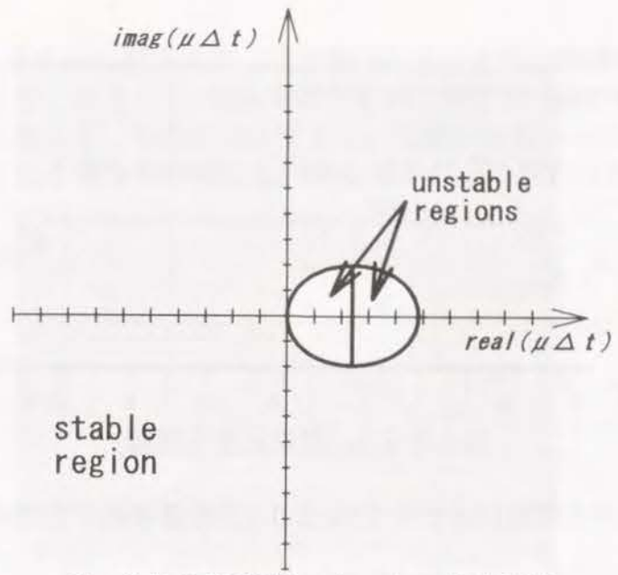


Fig.3-5-5 DIRK22スキームの安定領域

３．６　計算方法の特徴に関する検討

本節では、数値解析方法の特徴についての検討を行う。はじめに、熱伝導方程式を前節までに示した方法と通常の差分法の両者により解いた結果を比較し、両者の得失を明らかにする。次に、熱と水分の移動のモデルについて要素分割数の変化による数値解の挙動について検討する。

３．６．１．　差分法との比較[5]

検討を簡単にするため、熱伝導の方程式

$$\rho c \frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla(\lambda \nabla \theta) + Q \qquad (3.6.1)$$

のみを取り扱う。密度ρ[kg/m^3]、比熱c[J/kg•K]、熱伝導率λ[W/m•K]、内部発熱Q[W/m^3]は一定値である必要はなく、温度依存性を持つ係数であっても良い。

Fig.3-6-1に示す矩形の二次元領域を解析対象とする。左右の表面で雰囲気温度θ_{amb}[℃]と熱伝達率h[W/m^2•K]がそれぞれ与えられているとするる。

$$-\lambda \frac{\partial \theta}{\partial n} = h_1(\theta_{a,1} - \theta), \qquad (x = 0) \qquad (3.6.2)$$

$$-\lambda \frac{\partial \theta}{\partial n} = h_2(\theta_{a,1} - \theta), \qquad (x = L) \qquad (3.6.3)$$

5) 原田和典、寺井俊夫、「火災時のコンクリートの温度・含水率変化」、熱物性・熱貫流・温度場解析（第２０熱シンポジウム）、日本建築学会環境工学委員会、pp.103-112、1990

上下の境界には断熱条件を与える。ゆえに、数値計算方法としては二次元であるが、解くべき問題としては一次元である。

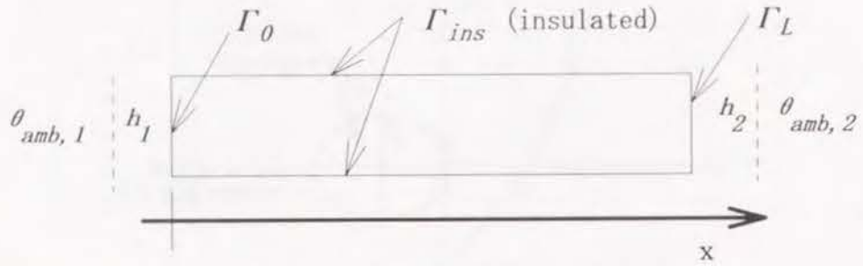


Fig. 3-6-1　対象とする問題

ここで取り上げる問題に合わせて式(3.3.13)を書き直すと次式となる。

$$\iint_\Omega G(p,q)\left\{\frac{\rho c}{\lambda}\frac{\partial\theta}{\partial t}-\frac{Q+\nabla\lambda\cdot\nabla\theta}{\lambda}\right\}d\Omega$$
$$-\int_{\Gamma_0+\Gamma_L+\Gamma_{ins}}\theta(q)\frac{\partial G(p,q)}{\partial n}d\Gamma$$
$$-\int_{\Gamma_0}G(p,q)\frac{h(\theta_{a,1}-\theta(q))}{\lambda}d\Gamma_0$$
$$-\int_{\Gamma_L}G(p,q)\frac{h(\theta_{a,2}-\theta(q))}{\lambda}d\Gamma_L$$
$$+c_p\theta(p)=0 \qquad (3.6.4)$$

となる。ここに、Γ_0、Γ_Lはそれぞれ$x=0$、$x=L$での境界条件が与えられる境界部分、Γ_{ins}は上下の断熱条件を与える境界部分を表す。また、$(\nabla\lambda\cdot\nabla\theta)$は熱伝導率が一様でないことを考慮するために生じた項であり、仮想的な発熱と見なせる。この積分方程式を前節までに示した方法により離散化して数値計算を行う。

同じ問題を差分法によって解き比較する。差分法はコントロール＝ヴォリュームに基づいた離散化方程式[6]を導き、これをDIRK22スキームにより時間積分した。二つの数値解法とも時間積分には同じスキームを使用しているので、解法の差は空間的な微分を差分で処理するか積分方程式により処理するかの違いのみである。

検討は二段階に分けて行なう。まずは数値的な安定性および精度の検討のため線形問題（係数が温度等に関わらず一定）を計算する。次に、非線形の問題の例として熱伝導率や内部発熱が温度に依存して変化する場合にも本方法が適用できることを示す。

（1）線形問題

6) Patankar,S.,V.,Numerical Calculations of Heat Transfer and Fluid Flow（水谷、香月、共訳、コンピュータによる熱移動と流れの数値解析、森北出版）

計算方法としての安定性を調べるため線形（係数が温度等に関わらず一定）の場合を計算する。厚さ$L=100$mmのコンクリート壁をFig. 3-6-2のようにn個に分割して離散化する。初期値は0℃とし、左面が時刻$t=0$から１００℃の空気により加熱される場合を計算した。熱伝導率などの係数はTable 3-6-1の値を用いた。

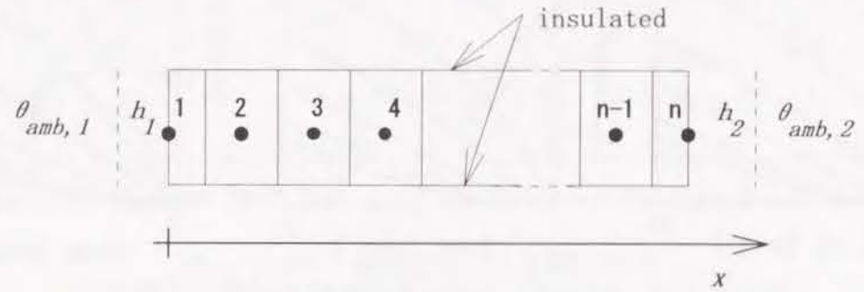


Fig. 3-6-2　計算対象

	記号	値	単位
熱伝導率	λ	2.0	[W/m•K]
体積比熱	ρc	2260	[kJ/m^3]
熱伝達率	h_1	23	[W/m^2•K]
	h_2	23	[W/m^2•K]
雰囲気温度	$\theta_{amb,1}$	100	[℃]
	$\theta_{amb,2}$	0	[℃]
内部発熱	Q	0	[kW/m^3]

Table. 3-6-1　係数のリスト（線形の場合）

安定性の検討のため要素数$n=11$としたまま、時間刻み$\Delta t=10$～1800[s]の範囲で変えて計算を行ない、得られる解の変化を調べた。積分方程式による計算結果をFig. 3-6-3に、差分法による結果をFig. 3-6-4に示す。どちらの解法でも、計算した範囲では数値的な振動や発散がなく安定に解が求められた。また、得られた解にも両者の間には大差ない。なお、図中に示したFはフーリエ数[-]であり、時間刻みΔtを節点間の距離ΔL、熱伝導率λ、体積比熱ρcにより無次元化した値である。

$$F=\frac{\lambda}{\rho c}\frac{\Delta t}{(\Delta L)^2} \qquad (3.6.5)$$

ここで行った検討では$F=15.9$まで数値的に発散することなく安定に解が求められた。陽的な解法では$F\le 1/2$なる制約が課せられることと比較すれば、その約３０倍の時間刻みでも安定である。

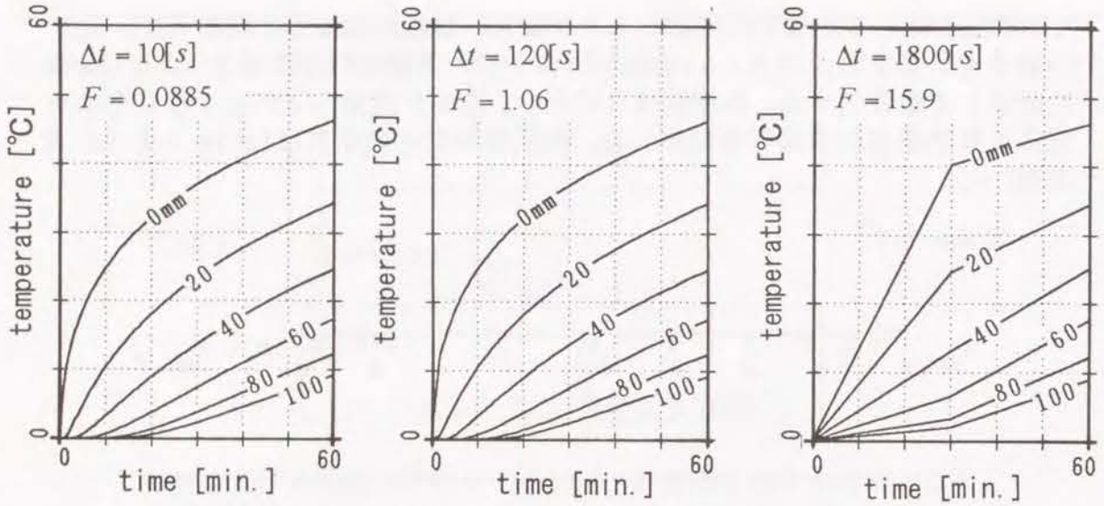


Fig. 3-6-3　時間刻みΔtによる解の変化（積分方程式）
（図中の数字は左端よりの距離[mm.]）

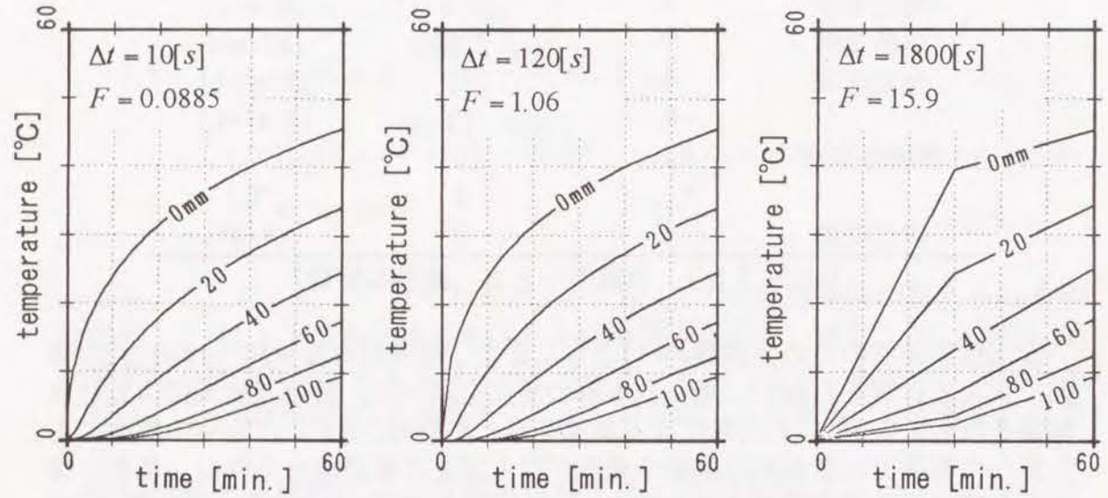


Fig. 3-6-4　時間刻みΔtによる解の変化（差分法）
（図中の数字は左端よりの距離[mm.]）

次に、打ち切り誤差の影響を検討するため、時間刻みΔtを３０[s]に固定したまま要素数nを少なくして行き、得られる解の変化を調べた。これは、相対的にΔtを小さくしてゆくことに相当する。このような条件では、ひとつの時間刻みΔt時間内に隣の要素まで及ぶ影響が小さいため差分法では打ち切り誤差の問題が生ずる。

左端（$x=0$）での温度上昇曲線をFig. 3-6-5に示す。積分方程式では$n=2$の時のみ顕著な差が生じたが$n=4$以上とするとほとんど差が生じなかった。差分法で同様の検討をすると$n=5$程度まで解の変化が現れた。両者を比較すると空間的な打ち切り誤差は積分方程式の方が小さい。

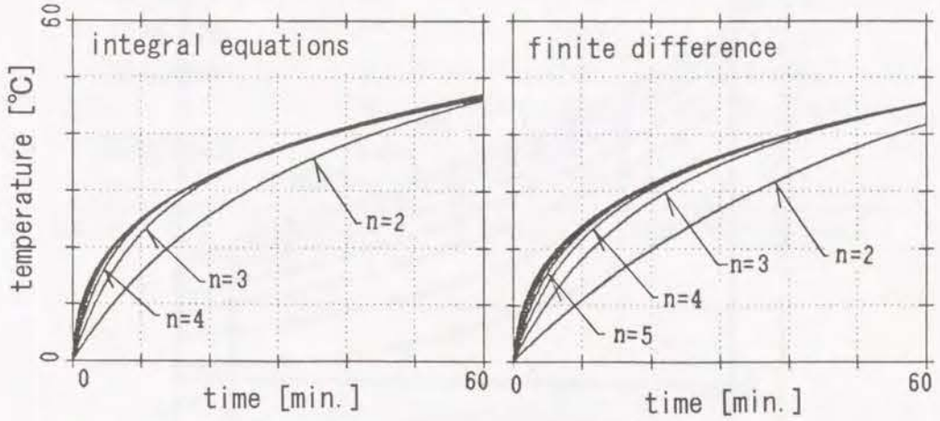


Fig. 3-6-5　要素数nによる解の変化

（２）非線形問題

熱伝導率に温度依存性がある場合の計算例を示す。熱伝導率を温度の関数

$$\lambda = 2.0 - 0.015\theta \qquad (3.6.6)$$

として与えて計算を行った。熱伝導率以外の係数は線形の場合と同じ値を用いた。また、要素数$n=11$、時間刻み$\Delta t=30$[s]とした。

計算結果をFig. 3-6-6に示す。同図中には差分法による解も示されているが、差はほとんど無くグラフ上では完全に一致するため判別できない。また、参考のため、仮想的な発熱項（$\nabla\lambda \cdot \nabla\theta$）を省略した計算を行った結果をFig. 3-6-7に示す。得られた温度はFig. 3-6-6よりもかなり高くなり、この項を省略できないことが解る。

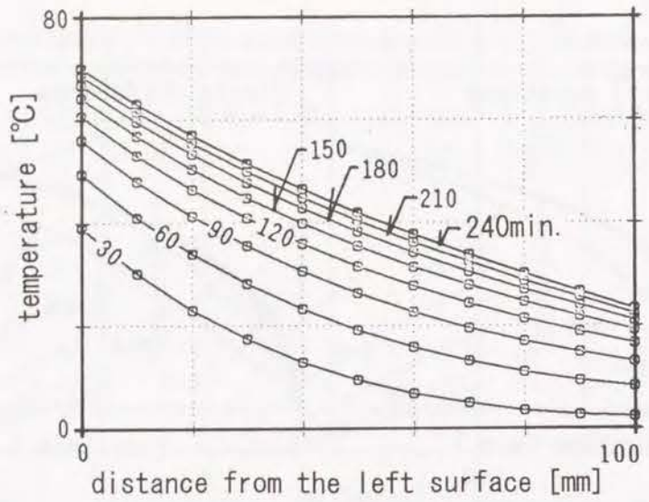


Fig. 3-6-6　熱伝導率の温度依存性がある場合の計算例

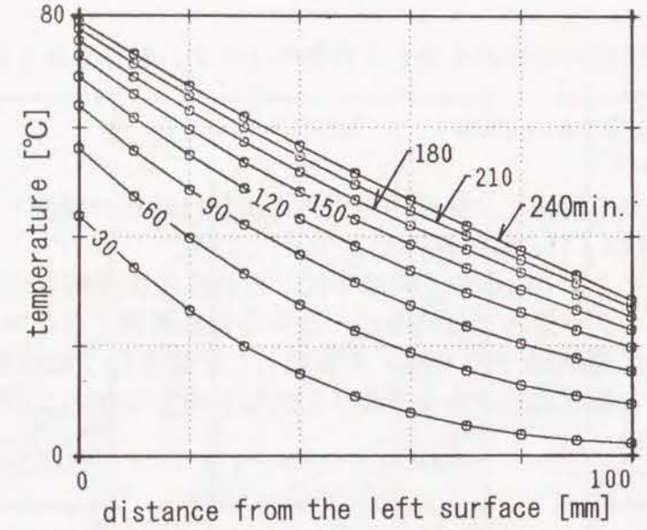


Fig. 3-6-7　熱伝導率の温度依存性がある場合の計算例
（仮想発熱項∇λ・∇θを無視した計算）

次に、温度依存性の内部発熱

$$Q = 0.5(100 - \theta) \qquad [\mathrm{kW/m^3}] \qquad (3.6.7)$$

が領域内部全体で生じている場合の計算例を示す。熱伝導率は一定値とし、境界条件は左右両方とも０℃の空気に接しているとした。係数のリストをTable 3-6-2に示す。

計算結果をFig. 3-6-8に示す。この計算例でも数値的に発散等なく安定に解が求められた。

	記号	値	単位
熱伝導率	λ	2.0	[W/m•K]
体積比熱	ρc	2260	[kJ/m^3]
熱伝達率	h_1	23	[W/m^2•K]
	h_2	23	[W/m^2•K]
雰囲気温度	$\theta_{amb,1}$	0	[℃]
	$\theta_{amb,2}$	0	[℃]

Table. 3-6-2　係数のリスト（温度依存性の内部発熱がある場合）

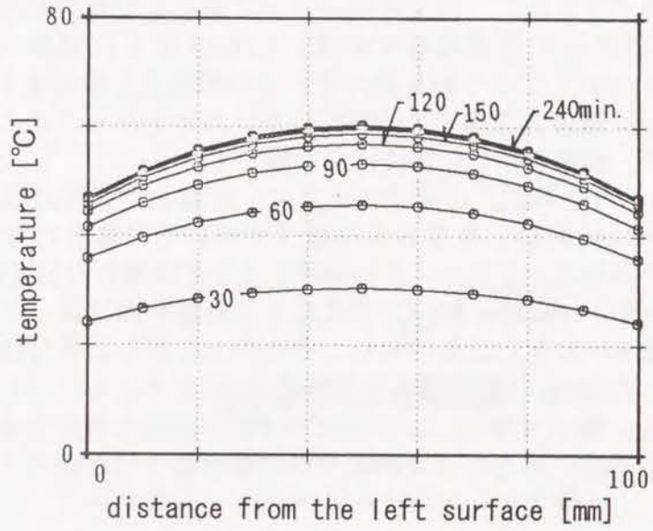


Fig. 3-6-8　温度依存性の内部発熱がある場合の計算例

（３）まとめ

以上の検討より、積分方程式による解法は次の特徴を持つことが明らかになった。

（ａ）差分法に比べて、空間刻みが粗くても得られる解の精度の低下は小さい。
（ｂ）物性値の非線形性がある問題でも、非線形項（本計算例では∇λ•∇θ）を仮想的な発熱項として処理すれば精度良く解を求めることができる。

また、陰的ルンゲ＝クッタ法の特徴として、

（ｃ）大きな時間刻みを採用しても数値的に安定である。
（ｄ）非線形の問題に対しても、陰的に解くので安定である。

などが挙げられる。このうち（ａ）、（ｃ）は拡散係数のオーダーが異なる式を連立して解く時に有利な性質であり、（ｂ）、（ｄ）は相変化を伴う問題の

ように内部での発生が大きい場合に有利な性質である。この両者の性質を利用して、火災時の熱と水分の同時移動問題を効率よく解くことが可能になると考えられる。

以上で述べたような好ましい性質がある反面、計算量としては差分法よりも多めになる傾向がある。参考までに、（１）の線形問題を解くのに要した計算時間（ＣＰＵタイム）を比較する。Fig.3-6-1の短冊状の領域をn個に分割した時に、１００ステップの計算を行なうために要するＣＰＵ時間を計測した。これには、計算の初期化に要する時間（データ入力、作業用変数の設定など）は含まれていない。

差分法のプログラムは、一次元専用コードであり、係数行列が三重対角行列になることを利用して最適化してある。いわゆるＴＤＭＡ（tri-diagonal Matrix Algorithm[7]）により解を求めているので連立方程式を１回解くための演算量は少ない。積分方程式では係数行列がフルマトリックスとなるので、ＴＤＭＡは使えず、通常のＬＵ分解法により解いている。

結果をFig.3-6-9に示す。ＣＰＵタイムは、京都大学大型計算機センターの汎用計算機（Facom M780）をＴＳＳ環境下で用いて計算を行ないながらインターバルタイマーのサービスルーチンを呼び出して計測した値である。

要素数nが小さい時には、積分方程式による計算時間は差分法の数倍程度で済むが、要素数nが大きくなるにつれてその差は広がり、差分法の数十倍の時間がかかる。この図は、積分方程式と差分法の両者がともに同じ要素数で比較したものである。積分方程式による方法では要素間隔を差分法よりも大きく取れるため、同じ精度の解を得るための計算時間が数十倍かかるというわけではない。

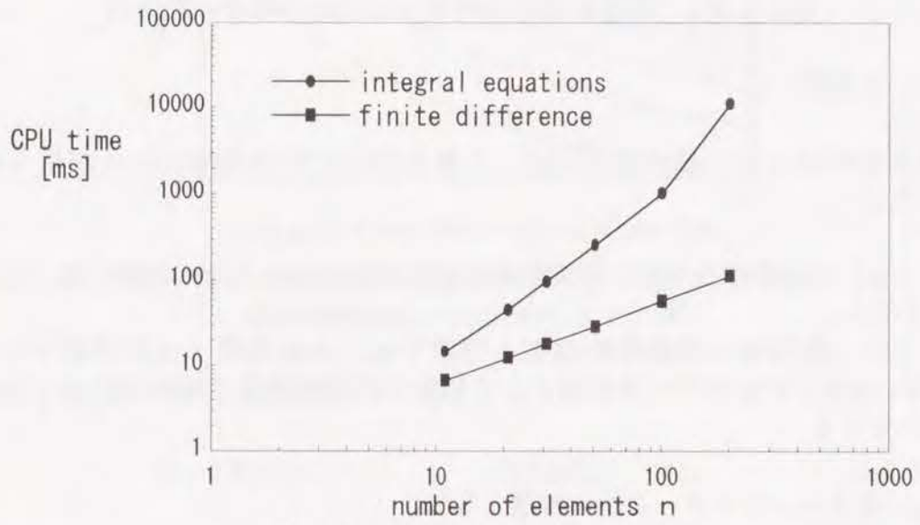


Fig.3-6-9　計算時間の比較

３．６．２．要素分割と解の関係[8]

7) 前出、 Patankar,S.,V.,

8) Terai,T., Harada,K., "Fire Behavior of Concrete Members taking into account Simultaneous Transfer of Heat and Moisture", 93' Asian Fire Seminar, Science University of Tokyo, 1993

本節では、１次元形状の部材（床）についてすべての変数をリンクして解いた例を示し、要素分割と解の変化について検討する。

厚さ100mmのコンクリート床版が下面からＪＩＳの標準加熱曲線に従って加熱される場合を計算した。コンクリートの物性値は、後述の第２部Fig.2-1-2の値とした。このとき、Fig.3-6-12に示すように、厚さ方向に２mmの大きさで５０分割した場合と、５mmの大きさで２０分割した場合とを計算した。

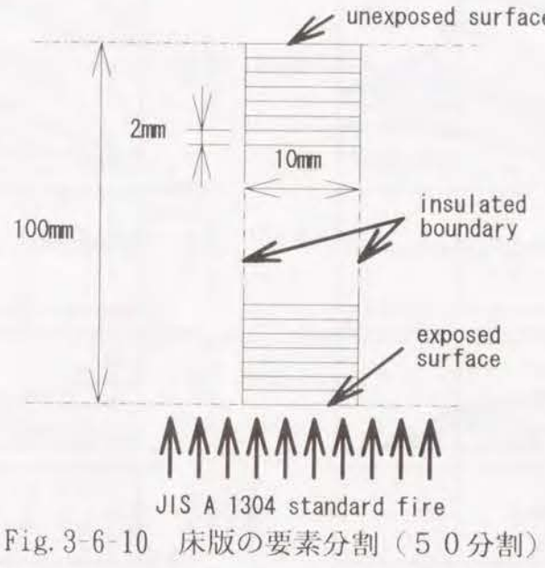


Fig.3-6-10　床版の要素分割（５０分割）

計算結果のうちから、加熱側表面から０、５０、１００mmでの温度、空隙内ガスの全圧、水蒸気分圧、物理吸着水の含水率、結晶水の含水率の経過を、Fig.3-6-11（５０分割）およびFig.3-6-12（２０分割）に示す。図中のシンボルは実験結果であり、計算値との一致は良好である。

物理的な考察は、次章以降にゆずることとし、ここでは要素分割と数値解の変化について考察する。温度経過、物理吸着水および結晶水の含水率の経過に関しては、分割数５０と２０とではそれほど大きな差は生じない。一方、全圧と水蒸気分圧については、分割数５０では滑らかな解が得られたが、分割数２０ではジグザクが現れている。これらのジグザクは、数値計算の意味での不安定(instability)ではなく、離散化した方程式の解としてはジグザクが正解である。

ジグザクの原因は、空間を粗く分割したために生じたものであり、物理的にはFig.3-6-13のように解釈できる。下側の要素１から順次温度が上昇し、物理吸着水が脱着する。脱着速度の時間的な変化は、図中の曲線１で示される。要素１で発生した水蒸気が要素２（および３以降）へ伝達されるので、要素１で脱着が生じている時間帯には他の要素では吸着している。要素１の物理吸着水がなくなった後しばらくすると要素２の温度が上昇し、要素２での脱着が始まる。この間数分程度の時間差が生ずる。

それゆえ、いずれかの要素で脱着が生じている時間帯は水蒸気発生があるため、全圧、水蒸気分圧ともに上昇するが、その要素の脱着が終了した直後には

水蒸気発生がないため、圧力が急激に低下する。これが、すべての要素について順次くり返し行われるため、圧力経過のグラフにはジグザクが現れる。ジグザクの山の数は要素数と等しい。ただし、最後の山は大変小さく判別できないので、（要素数－１）個の山があるようにグラフからは読み取れる。

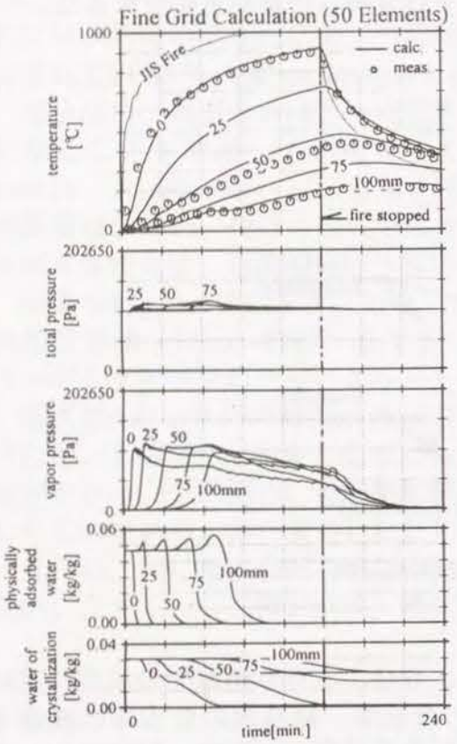


Fig. 3-6-11　５０分割の場合の解

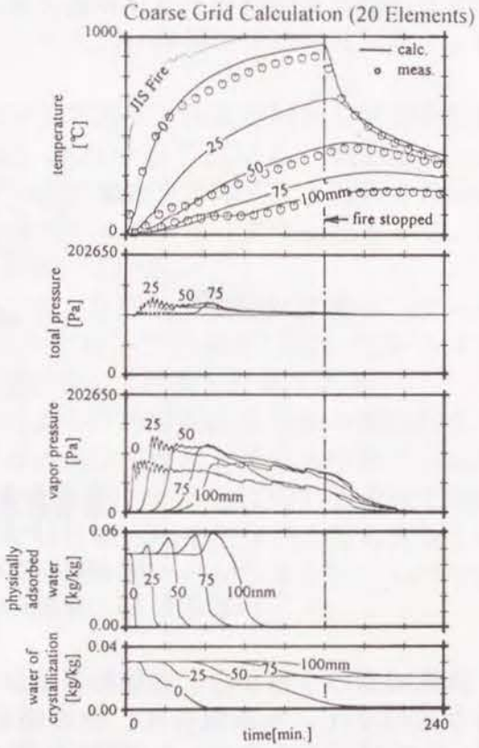


Fig. 3-6-12　２０分割の場合の解

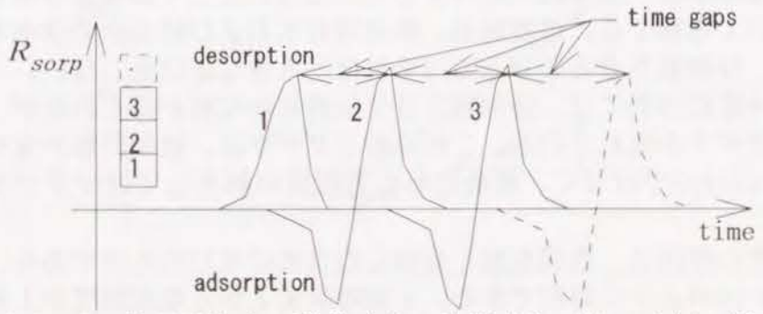


Fig. 3-6-13　物理吸着水の脱着速度の時間変化（粗い分割の場合）

なお、５０分割の場合について、系の固有値$\mu_i (i = 1 \cdots n \times 5)$を求めたところ、全て負の実数であった。そのうち絶対値が最大のものと最小のもの（零は除く）との比の対数

$$SR = \log_{10} \frac{\max(|\mu_i|)}{\min(non-zero\,|\mu_i|)} \qquad (3.6.8)$$

をFig. 3-6-14に示す。これはスティッフ比(stiffness ratio)と呼ばれ、系の数値的な硬さの尺度として用いられている[9]。計算の初期ではスティッフ比が１０を越えており、数値的に大変硬い問題である。すべての要素が乾燥し脱着がなくなるとティッフ比はいくぶんか小さくなる。

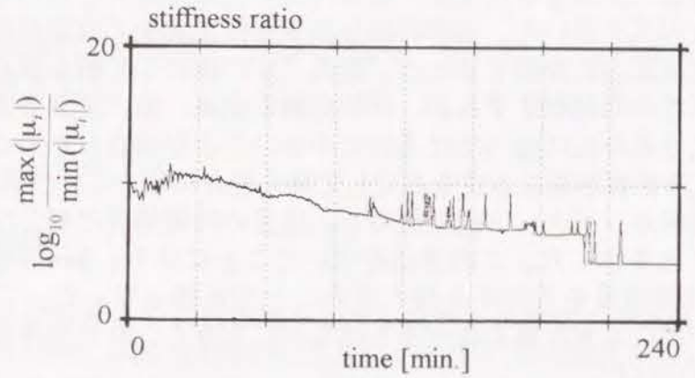


Fig. 3-6-14　系のスティッフ比（５０分割）

9) Finlayson,B.,A., "Solution of Stiff Equations Resulting from Partial Differential Equations", stiff computation (Aiken,R.,C., ed.), Oxford University Press, 1985

第３章のまとめ

本章では、熱と物質の移動を表す微分方程式の数値解析方法について検討した。物理吸着水の脱着、結晶水の熱分解の速度は、温度、含水率、水蒸気分圧に強く依存して変化するため非線形性が強い。また、移動係数（熱伝導率、透気率、液状水および水蒸気の拡散係数）のオーダーが水蒸気と熱とで大きく異なるため、数値的に硬い（stiff）方程式系となる。

これを克服するため、二次元の拡散方程式（ラプラスの方程式）の基本解を用いて、空間的な二回微分を消去し、領域内部の変数と境界における変数の勾配で表す積分方程式を導いた。通常の差分法や有限要素法では空間的な勾配を解析領域内部で直接的に評価するため、要素寸法に依存して解が変化するいわゆる打ち切り誤差の問題が生ずるが、数値実験の結果、粗い要素分割でも打ち切り誤差の増大は差分法に比べてはるかに小さいことが示された。この性質は、熱と水蒸気の拡散係数が異なる式を連立して解く場合に好ましい性質である。

時間積分は陰的ルンゲクッタ法を採用し、任意の時間増分に対しても理論的に安定であることを示した。この方法を用いたことにより、5㎜程度の要素分割に対して、時間増分を５～１０秒とすることが可能となった。この数値は、従来の研究者が用いてきた値と比べるとはるかに大きく、計算効率の面からも大幅な向上が得られた。

系の非線形性のため、反復計算の途中で物理的に非現実的な解（例えば、負の含水率）が生ずると計算が極端に不安定になり発散してしまう。これを避けるために計算機プログラムの中で幾重にも判別するのが通常の方法である。しかし、付け焼き刃的な判別文*)が増大するため、アルゴリズムとして望ましくない。本章では、変数の変動範囲を物理的な考察よりあらかじめ制限しておき、制限した範囲を越えた場合には仮想的な発生項としてペナルティを加えた。よって物理的に非現実的な解は数値計算の途中で自動的に排除され、システマティクなアルゴリズムが可能となった。

*) いわゆる if文のジャングルである。

第４章　モデルの検証

本章では、第３章までに示したモデルの妥当性を検証するため実験との照合を行う。まず始めに、モルタル版の加熱実験を行い、強加熱時のモルタル版の温度、含水率、空隙内の全圧の時間的な経過を測定する。次に、モデルによる計算を行い実験値との比較を行う。

４．１　モルタル版の加熱実験[1)]

モルタル版の加熱実験を行ない、温度、含水率、空隙内ガスの全圧の時間的な変化を測定する。

４．１．１　実験方法

（１）供試体

解析および計算との比較を容易にするため、平板状の供試体を用いる。供試体の厚さは40㎜、大きさは400㎜とした。モルタルの調合をTable 4-1-1に示す。水セメント比は０．４、砂セメント比は２とした。打設後は気中で４０～４８日間養生した後に実験に用いた。供試体は全部で３つを用意し、３つの供試体の初期含水率はなるべく同じになるように試みたが、Table 4-1-2に示すように３．７～５．４%の範囲でばらついた。

	密度 [kg/m³]	単位容積重量 [kg/m³-bulk]	
		調合時	絶乾時
細骨材[1)]	2650	1172	1172
セメント[2)]	3150	586	586
水	1000	234	147[3)]
計		1992	1905

1)瀬戸内室木島除塩砂、2)普通ポルトランドセメント、3)水和水のみ

Table 4-1-1　モルタル供試体の調合

No.	材令[days]	初期含水率[%-wt.]
1	４０	５．４
2	４４	３．７
3	４８	５．２

Table 4-1-2　供試体の材令、初期含水率

Fig. 4-1-1に供試体の寸法を示す。温度測定のために、ＣＡ熱電対（直径0.65㎜φ）を10㎜間隔に計５箇所に埋め込んだもの（番号１～５）と、非加熱側

1) 原田和典、寺井俊夫、安達匡、「セメントモルタルの耐火性に関する研究」、日本建築学会近畿支部研究発表会梗概集、第３０号・計画系、pp.137-140、1990

表面からセラミックファイバーにより被覆して接着したもの（番号６）とを用いた。押さえ材のセラミックファイバーはＩＳＯ ８３４の方法に従って、厚さ2㎜、大きさ30㎜角とした。

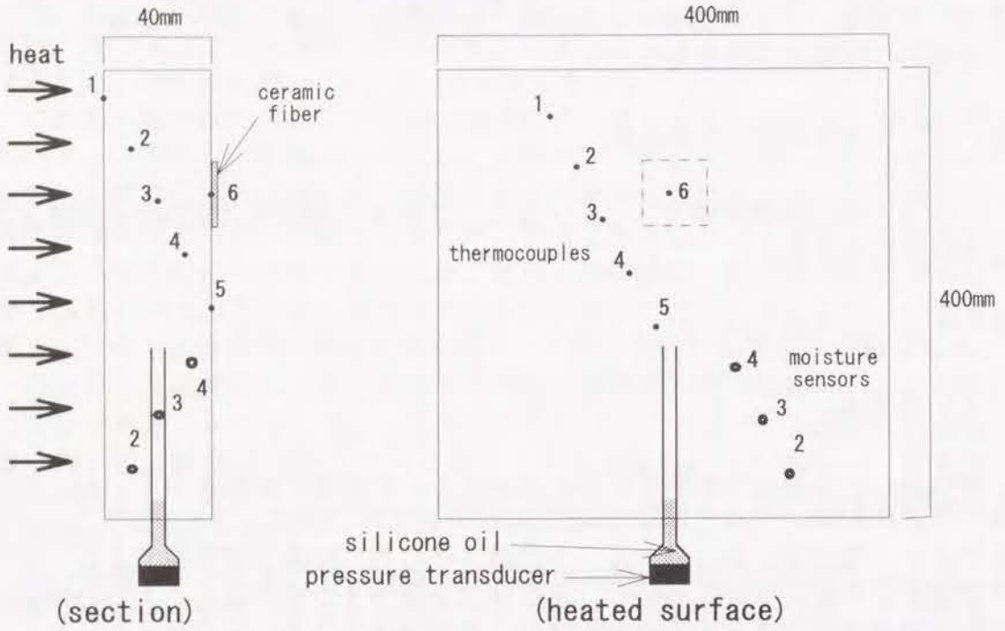


Fig.4-1-1　供試体の寸法および測定位置

供試体内部の含水率の変化を測定するため、加熱側から10、20、30㎜の位置に自作の含水率センサーを埋め込んだ。Fig.4-1-2に含水率センサーの概略を示す。センサーは直径４㎜φ、長さ100㎜の二穴絶縁管にステンレス線（１㎜φ）を２本通したものである。一端のステンレス線を長さ10㎜だけ絶縁管から露出しておき、ステンレス線間の電気抵抗を測ることにより含水率を得る。

電気抵抗R_sと含水率wの関係を較正するため、３０㎜角のモルタルのブロックの中心にセンサーを埋め込んだものを用意し、種々の含水率に調整した後に電気抵抗を測定した。結果をFig.4-1-3に示す。含水率が3.5%付近で電気抵抗が急変し、それ以上の含水率では抵抗値は緩やかに変化している。ゆえに、高含水率領域ではセンサーの絶対値にはあまり信頼がおけない。また、3.5%以下は測定不可能である。ただし、高い含水率が生じている時間帯や乾燥終了時刻を知るためには十分である。較正データに含水率w[kg/kg]に関する三次曲線

$$R_s = R_0 + R_1 w + R_2 w^2 + R_3 w^3 \quad [\mathrm{k\Omega}] \qquad (4.1.1)$$

を当てはめておき、測定した抵抗値を含水率に換算した。係数R_0～R_3の値はFig.4-1-3中に示してある。

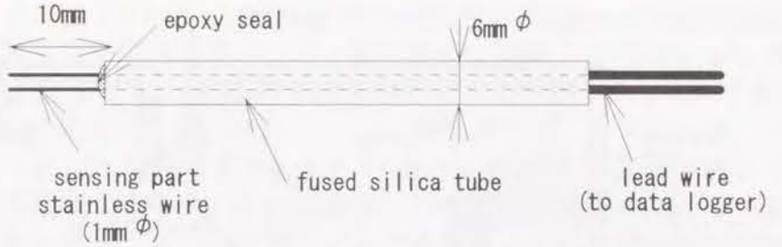


Fig.4-1-2　含水率センサーの構成

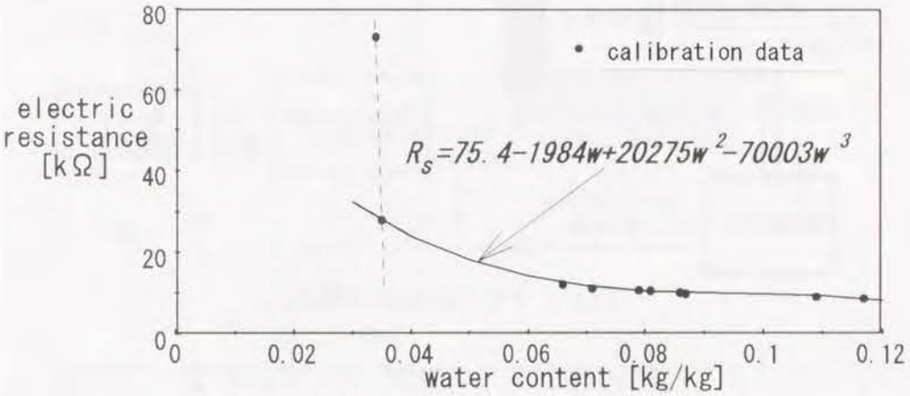


Fig.4-1-3　含水率センサーの特性

空隙内ガスの全圧は供試体の中央で測定した。内径９㎜のパイプを埋め込み、その端部に半導体式圧力センサー（データメトリック社製、圧力レンジ５psi）を取り付けて測定した。なお、パイプが露出している部分にはシリコンオイル（沸点１８０℃）を充填しておき、パイプ内での水蒸気の凝縮を防止した。

（２）実験装置

Fig.4-1-4に加熱装置の概要を示す。加熱炉はセラミックファイバー（東芝モノフラックス製）でコーティングされた電気炉である。シリコンカーバイド（商品名シリコニット）ヒーターを用いてあり、高温まで迅速な昇温が行える。炉内温度はＩＳＯ８３４の方法に従い、供試体の表面から100㎜離れた位置で直径1.2㎜のＣＡ熱電対により測定した。その出力をモニターするとともにＰＩＤコントローラーへ入力してヒーターへの供給電力を制御した。また、炉内温度を急速に下げる必要がある時には炉の背面に接続したファンにより強制換気を行った。この時の換気量Q_Lは双方向プローブを用いて測定した。

炉の熱特性を把握するため、厚さ２５㎜のセラミックファイバーボードをダミーの供試体として設置しておき、炉内温度を種々の温度に設定し一定に保った。そのときに要する熱量（消費電力）を測定し、セラミックファイバーボードを通じて流出する熱量を差し引くことにより、炉壁からの損失熱量を測定した。結果を熱損失係数K（炉内温度を外部よりも１℃高く保つために必要な熱量[W/K]）としてFig.4-1-5に示す。この値はモルタル版へ流入した熱流を後出の式(4.1.5)により計算する時に用いられる。

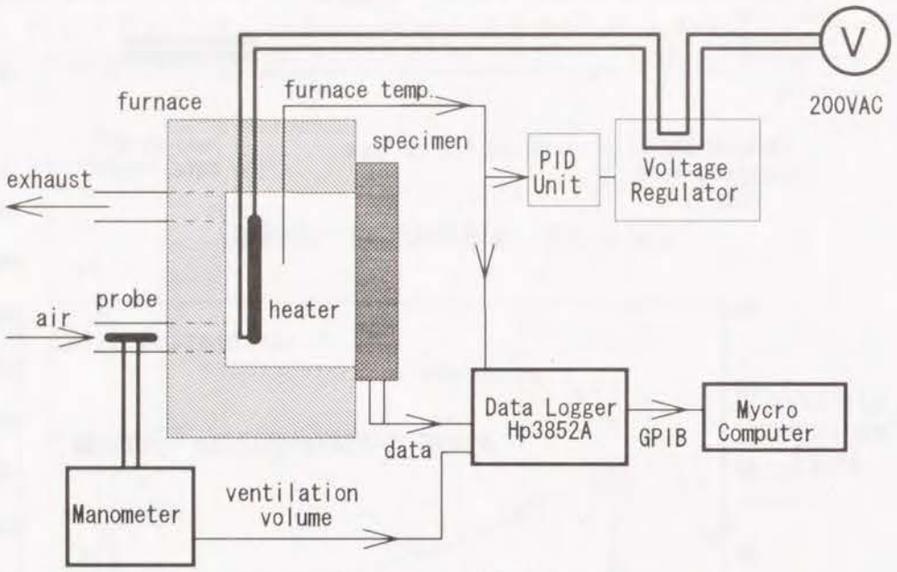


Fig.4-1-4　加熱炉の概要

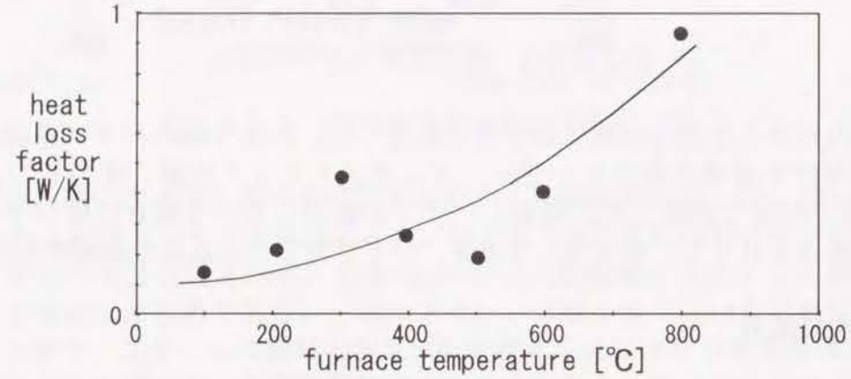


Fig.4-1-5　加熱炉の熱損失係数

（３）実験条件

３種類の加熱条件についてそれぞれ一回づつ加熱実験を行った、以下ではこれを実験１～３として記述する。実験１はＩＳＯ　８３４に規定される標準加熱曲線の温度

$$\theta_f = 345\log_{10}(8t+1)+\theta_0 \qquad (4.1.2)$$

を炉内温度とした。ここに、θ_0は初期温度であり、今回の実験では４℃であった。また、時間tの単位は[分]である。この火災曲線は、比較的窓の小さい室に十分な可燃物がある場合の火災温度曲線に相当する。

実火災においては、室内の可燃物の総量と窓の寸法から温度経過が決まる。

実験２、３では、Fig.4-1-6に示す室の火災温度をMagnussonらの方法[2)]に従って算定し、これを炉内温度とした。火災荷重は実験２では30kg/m^2、実験３ではその倍の60kg/m^{2}とした。30kg/m^{2}は事務所ビルでの標準的な値[3)]であり、60kg/m^{2}はその倍の値として選んだ。

実験に用いた火災温度をFig.4-1-7に示す。実験２は３０分までＩＳＯ曲線とほぼ同じ温度であるが、それ以降は可燃物が燃え尽きるため徐々に低下する。実験３は６０分までＩＳＯ曲線と同じである。最高温度は、実験２で７６０℃（２５分）、実験３では８５０℃（５０分）となる。

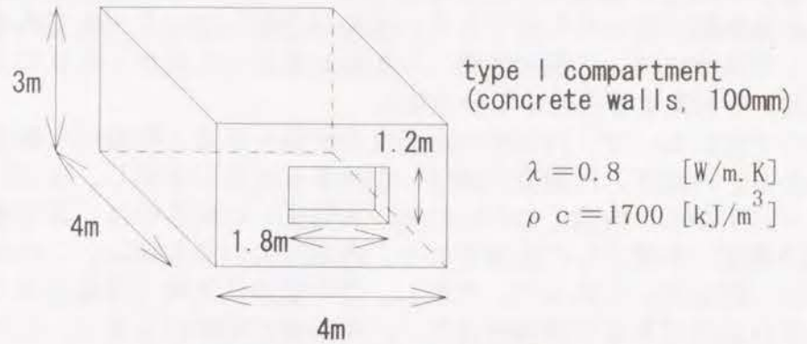


Fig.4-1-6　想定した火災室の形状

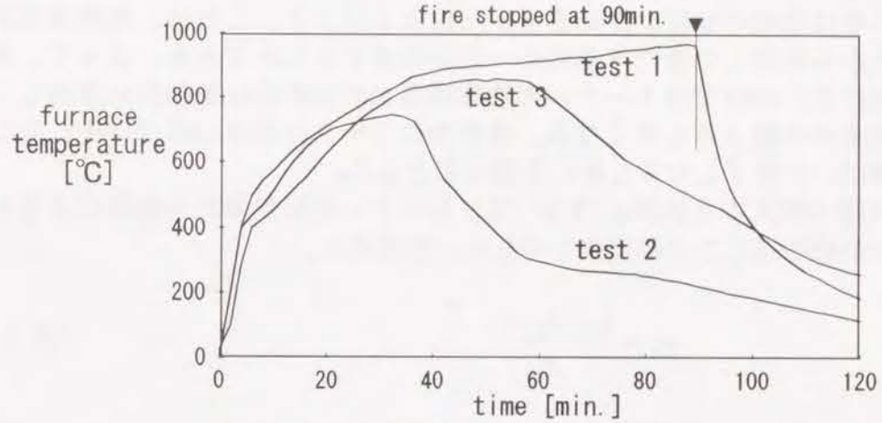


Fig.4-1-7　実験に用いた炉内温度

４．１．２　実験結果および考察

実験１の測定結果をFig.4-1-8に示す。温度の測定値では、良く知られている「温度の横ばい現象（物理吸着水の脱着に伴う潜熱吸収により温度上昇が一時的に停止する現象）」が現れた。横ばい現象は、加熱側表面に近い部位ではあまり明確でないが、非加熱側表面に近いほど明確に現れる。その理由として

2) Magnusson,S.,E.,Thelandersson,S.,T.,"Temperature - time curves of complete process of fire developement", ACTA Polytechnica Scandina, Civil Engineering and Building Construction series, No.65, Stockholm,1970

3) (財)日本建築センター発行、建築物の総合防火設計法、第４巻、pp.142-150、1989

は、１）加熱側表面に近い部分では加熱が急激であり、物理吸着水がすばやく脱着すること、２）反対に、非加熱側表面に近い部分では加熱の度合が比較的穏やかなこと、３）非加熱側表面に近い部分では、移動してきた水蒸気が一度吸着した後に脱着するため、トータルの脱着量が多いこと、が挙げられる。

非加熱側表面の温度は、前述のように２種類の方法で測定されている。一つは埋め込みの熱電対、もうひとつはＩＳＯ基準に従いセラミックファイバーで押さえた熱電対（以下ではＩＳＯ法）である。両者の温度を比較すると、ＩＳＯ法の方がわずかに低いもののあまり大きな差は生じなかった。ＩＳＯ法の方が温度が低いのは、セラミックファイバーを押さえた鉄製のバー（Fig.4-1-9を参照）が放熱部となったためであり、本来は逆転しているべきである。ちなみに、ＩＳＯ基準に従って耐火時間（非加熱側表面の温度が１４０℃上昇するまでの時間）を判定すると約４５分となる。

供試体の中央において、内部圧力と温度の関係を見ると特徴的な関係があることがわかる。内部圧力は温度の横ばいが始まる直前に上昇し、横ばいが終了すると徐々に下がる。内部圧力が元の値（大気圧）に戻るのは、非加熱側表面での温度の横ばいが終了した直後である。内部圧力の最大値は、この実験では約1.8[atm]（絶対圧）であった。ただし、この値は供試体への亀裂の入り方により影響されるのであまり再現性はない。実験後の観察によると、この実験では軽微なクラック（Fig.4-1-12を参照）が供試体の中央に生じていた。

物理吸着水の含水率の変化も温度横ばい現象と深い関わりがある。各測定点の含水率は温度の横ばいが始まる少し前に上昇する。これは、加熱側表面に近い部位から移動してきた水蒸気の一部が吸着するためである。よって、非加熱側表面に近い部位ではトータルの物理吸着水の脱着量は加熱前に存在していた物理吸着水の量よりも多くなる。含水率のピークは温度の横ばい中に生じ、温度の横ばいが終了した少し後に急激に零となる。

供試体へ流入する熱流q_{in}[W/m^2]は、ヒーターの発熱量から換気による熱損失および炉壁を通じての熱損失を差し引いて求めた。

$$q_{in} = \frac{I_C - I_L - I_W}{A_{in}} \qquad (4.1.3)$$

ここに、A_{in}は供試体の加熱側表面の面積[m^2]である。I_Cはヒーターの単位時間あたりの発熱量[W]であり、ヒーターへの供給電流と印加電圧より求めた。I_Lは換気による熱損失[W]であり、双方向プローブで測定した換気量Q_L[m^3/s]を用いて

$$I_L = \rho_a c_p Q_L (\theta_f - \theta_a) \qquad (4.1.4)$$

により求めた。ただし、c_pは空気の定圧比熱[J/kg•K]、ρ_f、ρ_aは炉内および炉外の空気の密度[kg/m^3]、θ_f、θ_aは炉内および炉外の温度である。I_Wは炉壁の熱貫流による熱損失[W]であり、Fig.4-1-5の熱損失係数K[W/K]を用いて、

$$I_W = K(\theta_f - \theta_a) \qquad (4.1.5)$$

により評価した。

この実験では、最大で約24[kW/m^2]の熱流が供試体表面へ伝達された。熱流の最大値は加熱開始後３０分前後に生じ、その後は供試体の表面温度が炉内温度に追随してゆくため徐々に小さくなる。加熱終了後は、炉内温度が急激に下がるため供試体から炉内へと熱が放出されるので負の値となる。

実験中に撮影した写真をFig.4-1-9～Fig.4-1-12に示す。非加熱側表面において水蒸気の放出が加熱開始後１０分頃から観察され、３０分で最も盛んであった。加熱開始後４０分には、非加熱側表面での温度の横ばい現象が終了し、それに伴い水蒸気の放出が少なくなった。

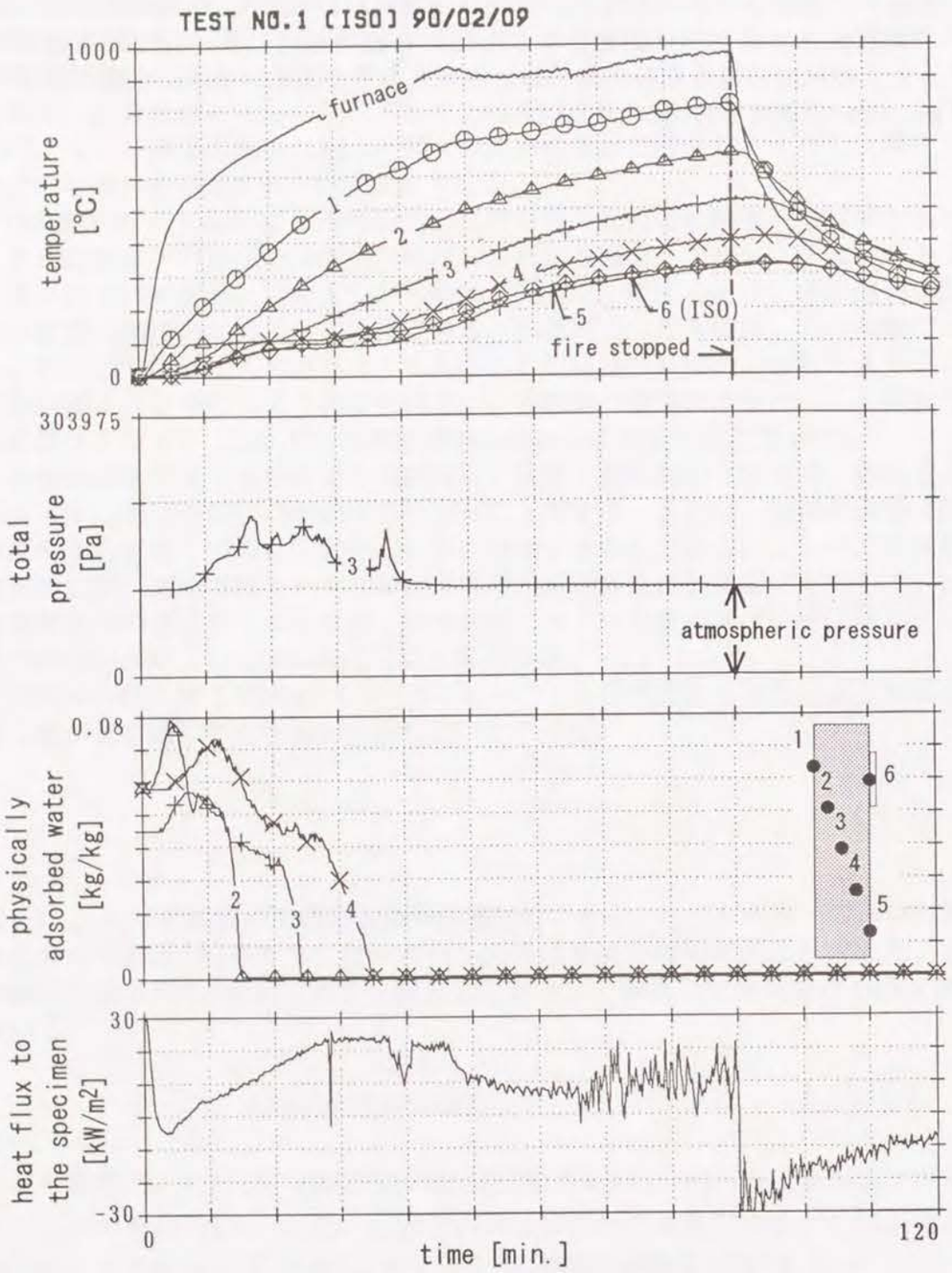


Fig.4-1-8　実験１の測定結果

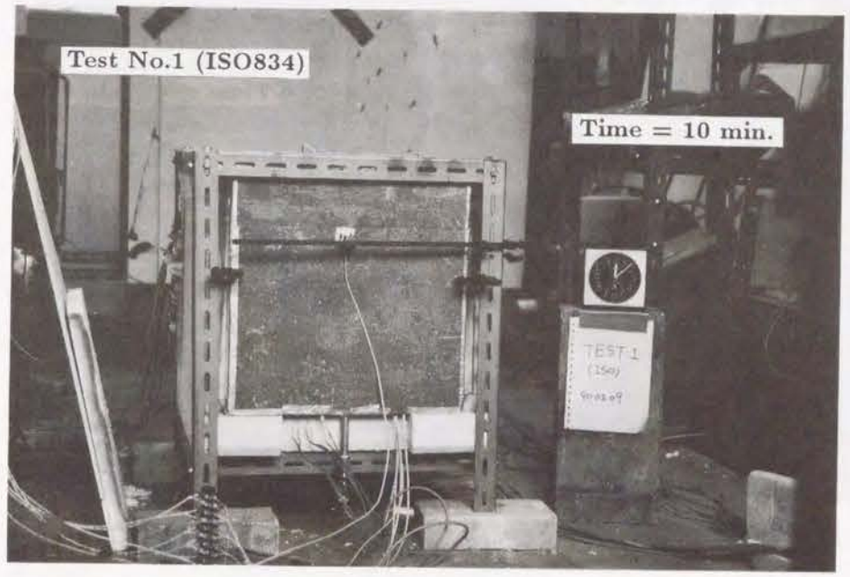


Fig.4-1-9　非加熱側表面の状況（実験１、加熱開始後１０分）

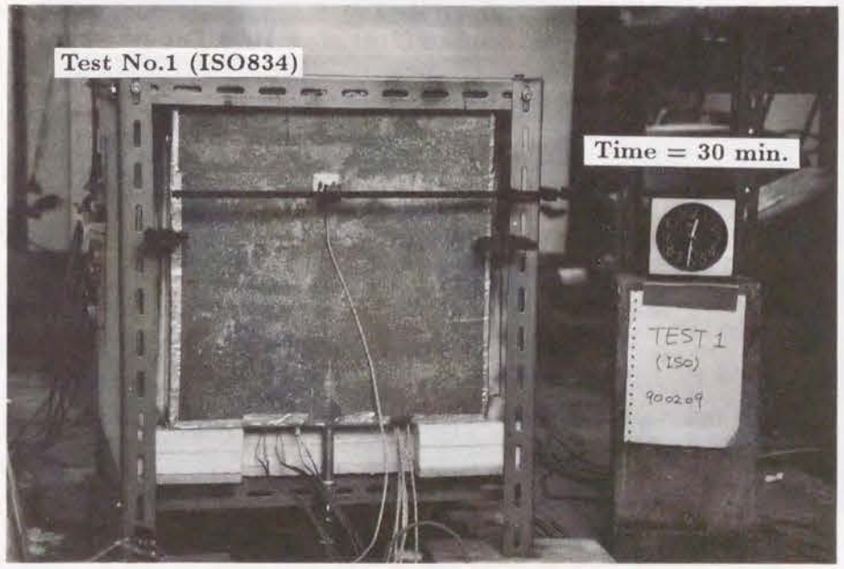


Fig.4-1-10　非加熱側表面の状況（実験１、加熱開始後３０分）

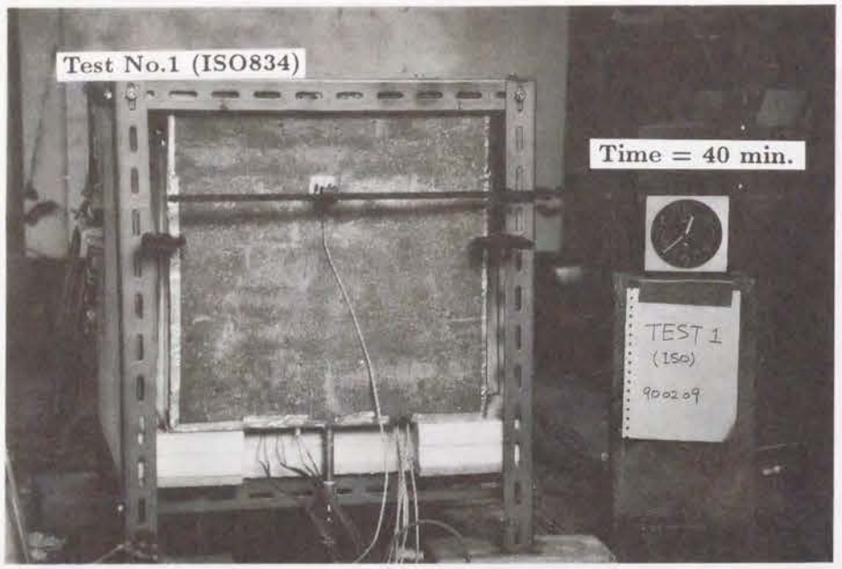


Fig. 4-1-11　非加熱側表面の状況（実験１、加熱開始後４０分）

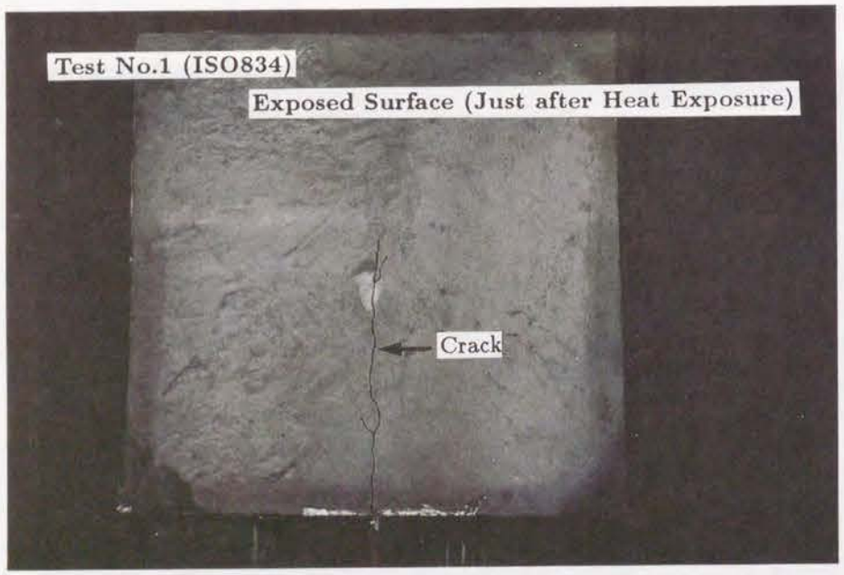


Fig. 4-1-12　加熱側表面の状況（実験１、加熱終了直後）

以上述べた現象が起こる順序を調べるため、温度θ、全圧P_g、物理吸着水の含水率wの履歴曲線をFig. 4-1-13のようにモデル化し、特異な変化が起こった時刻を抜き出して整理する。温度の履歴曲線からは、温度上昇開始（$t_{\theta r}$）、温度の横ばい開始（t_{cs}）と終了（t_{ce}）の３つを、全圧の履歴からは、上昇開始点（t_{pr}）、ピーク（t_{pp}）、大気圧に戻る点（t_{pz}）の３つを、物理吸着水の含水率の履歴からは、上昇開始（t_{wr}）、ピーク（t_{wp}）、乾燥終了（t_{wz}）の３点を選ぶ。

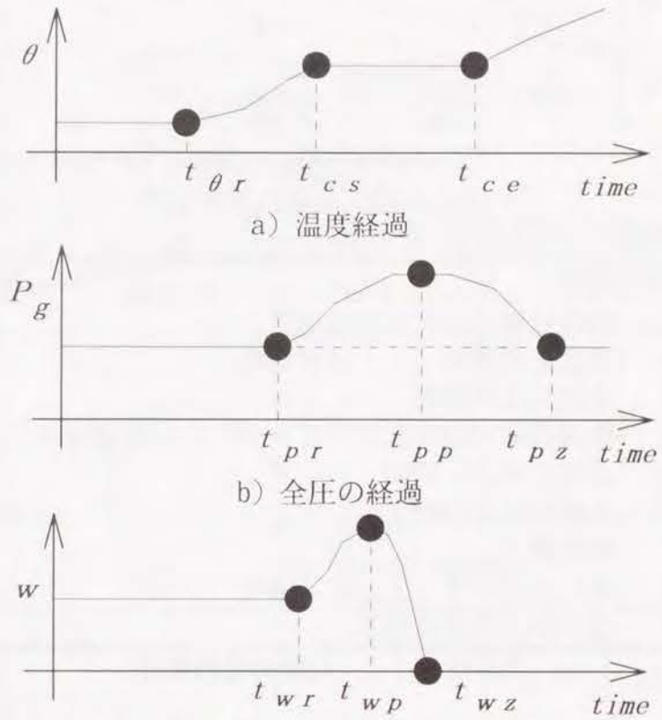


Fig. 4-1-13　履歴曲線のモデル化

これらの点をFig. 4-1-8から読み取って各測定位置毎に整理するとFig. 4-1-14となる。これより、現象の進行順序を読みとるとTable 4-1-3を得る。物理吸着水の含水率の上昇開始（１）と温度上昇開始（２）、全圧の上昇開始（４）と物理吸着水の含水率のピーク（５）、乾燥終了（７）と全圧のピーク（８）はほぼ同時に起こっている。

ただし、含水率センサーの測定精度を考慮すると、含水率変化の時刻には誤差を含んでいる点を勘案することが必要である。物理的な考察からは、水蒸気移動の後に物理吸着水の含水率が上昇するので、３と４はもう少し時間差があるかもしれない。また、１と２の順序は逆転している可能性もある。

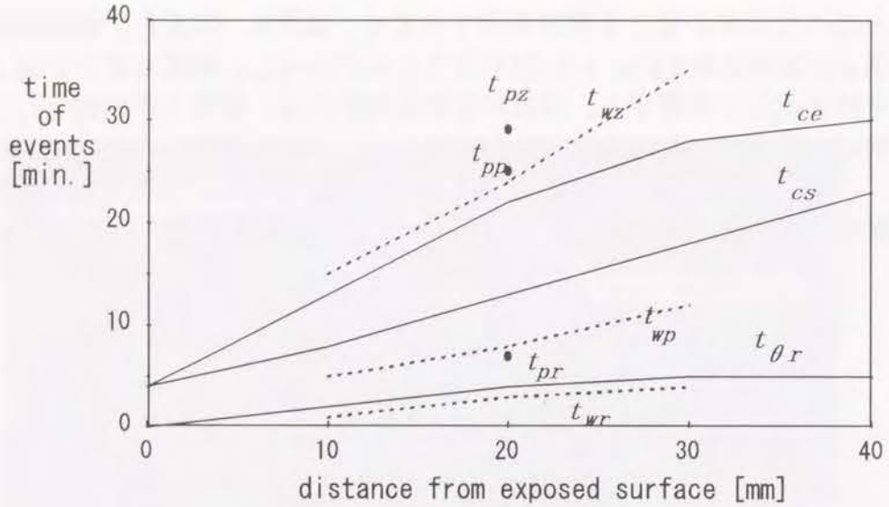


Fig. 4-1-14　現象の進行順序

順序	現象
1	物理吸着水の含水率の上昇
2	温度上昇開始（１とほぼ同時）
3	全圧の上昇開始
4	物理吸着水の含水率のピーク（３とほぼ同時）
5	温度の横ばい開始
6	温度の横ばい終了
7	乾燥終了
8	全圧のピーク（７とほぼ同時）
9	全圧が大気圧に戻る。

Table 4-1-3　現象の進行順序

実験２の測定結果をFig. 4-1-15に、実験３の測定結果をFig. 4-1-16に示す。これらの実験でも実験１と同様の現象が観察された。実験２の非加熱側表面での最高温度は約２００℃、実験３では約２６０℃であった。

また、内部圧力は、実験１とは異なったものとなった。実験２ではクラックが生じなかったため内部の圧力は約４気圧まで上昇した。実験３では十分目視できる程度の大きなクラックが生じたため、内部圧力の上昇はわずかであった。このように、内部圧力の変化はクラックの入り方に大きく依存するため再現性は乏しい。なお、実験３では、加熱開始後３３分以降に圧力が急上昇しているが、これはパイプ内のシリコンオイルが蒸発しているためである。加熱終了後の圧力指示値が大気圧より低くなっており、その分だけ蒸発によりシリコンオイルが失われたことが読み取れる。

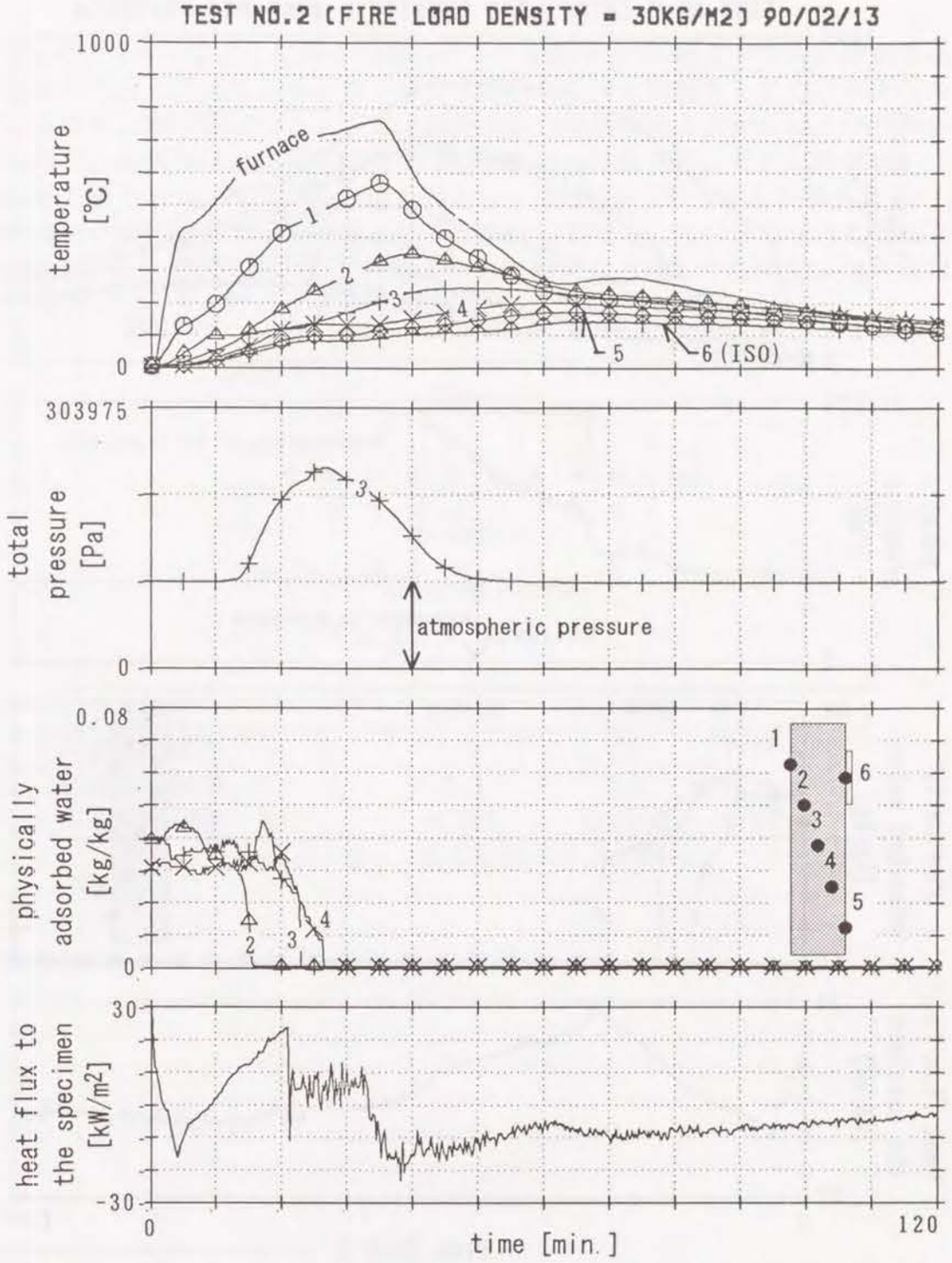


Fig. 4-1-15　実験２の測定結果

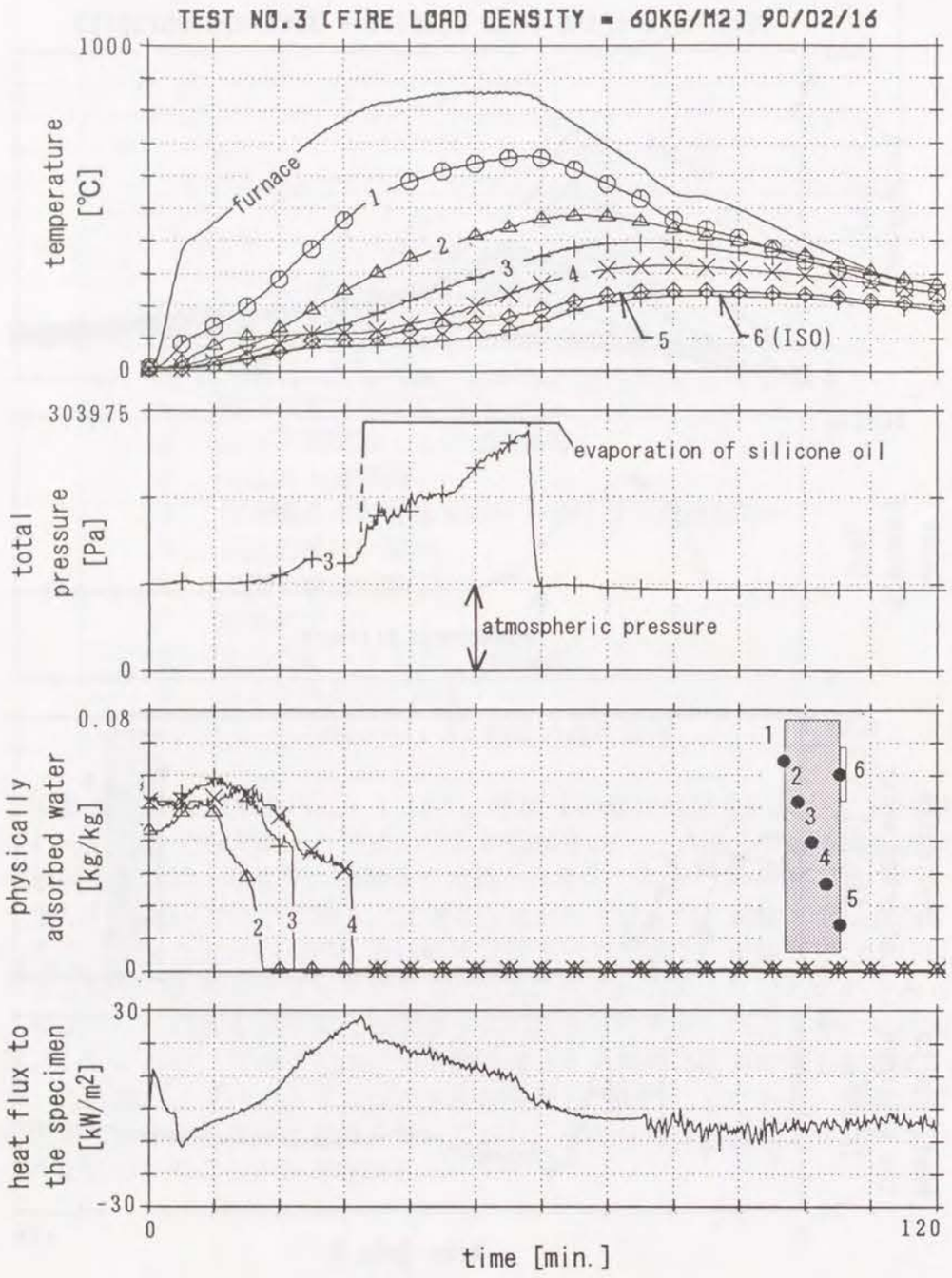


Fig. 4-1-16　実験３の測定結果

４．２　計算結果との比較検討

本節では、前章までに示した方法により数値計算を行い、その結果を測定値と比較する。

４．２．１　計算方法[4,5)]

Fig. 4-2-1に示すように厚さ40mmのモルタル版を5mm間隔で９要素に分割する。問題としては一次元であるが第３章で示された二次元問題としての計算方法を用いるため、解析領域の上下面では断熱でかつ物質の出入りがないという条件を与えた。要素形状は、両端の要素は2.5mm×5mmの長方形、それ以外は5mm×5mmの正方形とした。時間刻みΔtは５秒とし、7200秒まで繰り返し計算を行った。

実験での炉内温度および室温を境界条件として与え、熱伝達率などの値はTable 4-2-1に示す値を用いた。初期条件も実験条件と等しく与えた。物性値は第２章で示した方法により決めた。用いた値をFig. 4-2-2に示す。

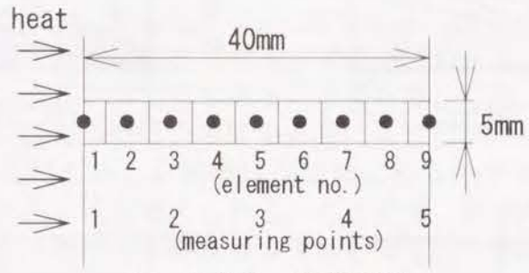


Fig. 4-2-1　要素分割

パラメーター		加熱側	非加熱側	単位
対流熱伝達率	h_c	23	23	[W/m2•K]
総合ふく射率	e_r	0.3	0.0	[-]
水蒸気伝達率	h_v	0.002	0.0006	[m/s]

Table 4-2-1　境界条件パラメーター

4) 原田和典、寺井俊夫、「モルタル版の加熱実験の数値計算によるシミュレーション」、日本建築学会大会学術講演梗概集Ａ、pp.1163-1164、1990

5) Harada,K.,Terai,T.,"Heat and Mass Transfer in an Intensely Heated Mortar Wall", Fire Safety Science, Vol.3, 1992

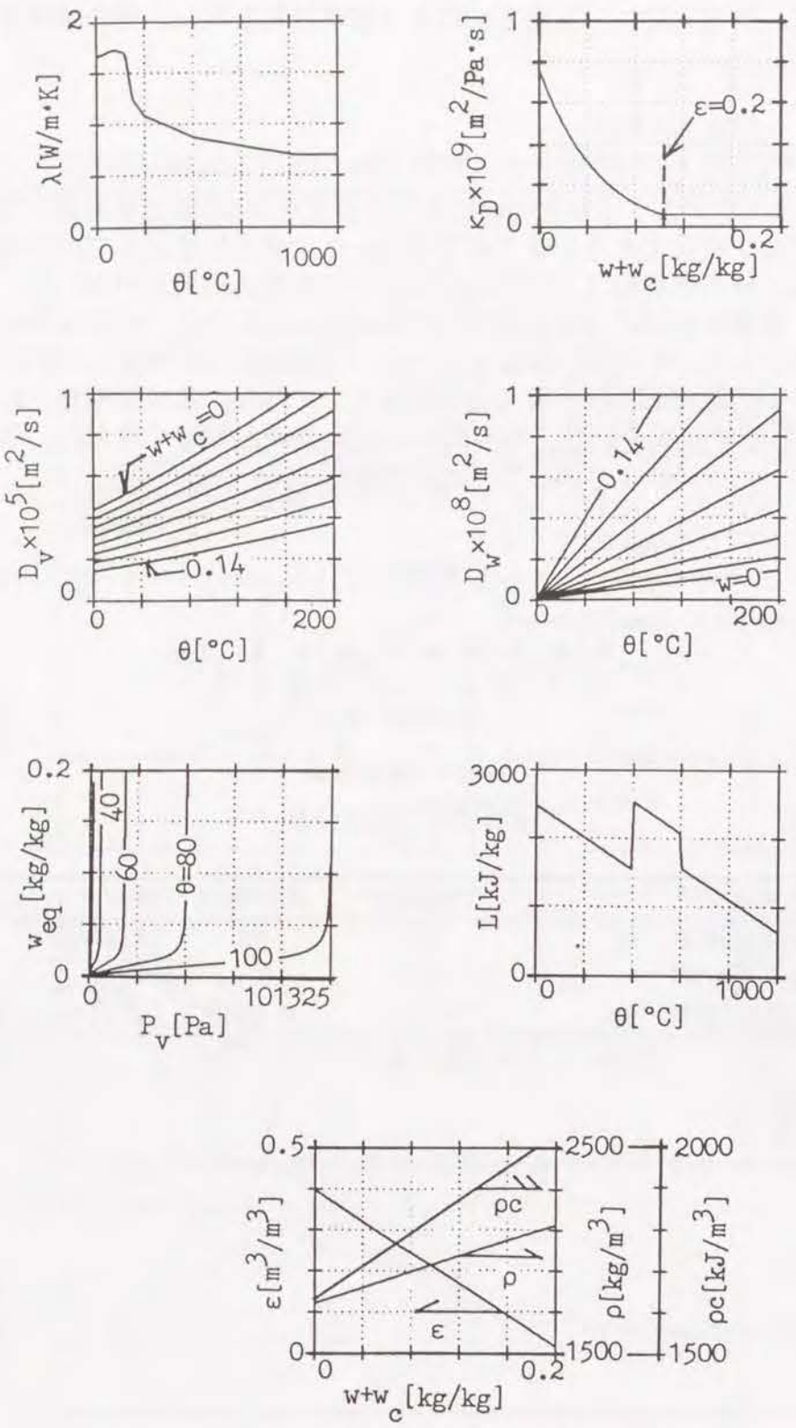


Fig. 4-2-2　計算に用いる物性値

4．2．2　計算結果および考察

実験１に対応する計算結果のうち、加熱開始後１５、３０、４５、６０分における温度、全圧の分布および空隙内の各成分が占める部分の比率をFig. 4-2-3に示す。加熱開始後１５分では、乾燥面は加熱側表面より約10㎜の位置まで進行している。これよりも加熱側の空隙はほとんどが水蒸気により占められている。全圧は約２ataまで上昇しており、それに伴いこの位置での物理吸着水の脱着温度は１００℃よりも少し高めである。また、加熱側表面では温度が約２７０℃であり、結晶水の一部がすでに失われている。

加熱開始後３０分では乾燥面は約25㎜の位置まで進行している。空隙内のガスはほとんどが水蒸気である。この時点では全圧は約３ataまで上昇しているため、物理吸着水の脱着温度は約１４０℃にまで上昇している。また、乾燥面よりも右側の部分では移動してきた水蒸気が再度吸着することにより物理吸着水の含水率が初期状態よりも上昇している。

加熱開始後４５分では物理吸着水がすべて失われている。そのため、水蒸気の発生速度は小さくなり、全圧が低下するとともに空隙内の水蒸気の比率も小さくなってきている。加熱開始後６０分になるとさらにその傾向が大きくなる。

前節の実験の各測定点に対応する位置での経過をFig. 4-2-4に示す。図中の実線が数値解、シンボルが測定値である。温度に関しては、両者は非常に良く一致している。特に温度の横ばい現象を計算により明確に再現できた。温度の横ばいが終了し高温になると計算値は測定値よりもわずかに高めの値を示す。これに関しては種々の原因が考えられる。たとえば、熱分解潜熱の値を少な目に見積もったこと、比熱が高温時に多少大きくなる点を無視したこと、あるいは他の物性値が不正確な可能性もある。ただし、物性値などの計算条件を意図的に操作することなく、この程度の誤差で温度が再現できたので実用上は十分な精度を有すると判断できる。

空隙内全圧に関しても実験の傾向をよく説明することができる。全圧の最大値は測定値に比べるとかなり大きいが、測定では前述のように全圧を測定している点の近辺にクラックが生じたためである。いずれにせよ、温度の横ばいの期間中は全圧が上昇し、乾燥終了とともに下降する傾向が明確に現れている。なお、全圧のグラフに現れる振動は空間を要素に割って離散化したために生じたものであり本質的な現象ではない。

水蒸気分圧は温度の横ばいが始まるとともに上昇し、横ばいが終了する頃に最大となる。最大値は、加熱側および非加熱側の表面では大気圧と等しいが、モルタル内部では２～３気圧程度となった。また、温度の横ばい現象が生じている期間では、全圧と水蒸気分圧はほとんど等しく、空隙内ガスはほとんどが水蒸気であることがわかる。

物理吸着水の含水率は、加熱側表面では単調に減少し零となるが、モルタル内部では一度上昇してから減少する。これは、加熱側表面に近い部分で発生した水蒸気が移動してきて温度の低い部分で再度吸着するためである。各点の乾燥が終了する時刻と温度の横ばいが終了する時刻とはほぼ一致している。

結晶水の含水率は、各点とも三段階に減少する。加熱側表面ではすべての結晶水が失われたが、その他の点では一部の結晶水が加熱終了後も残存している。

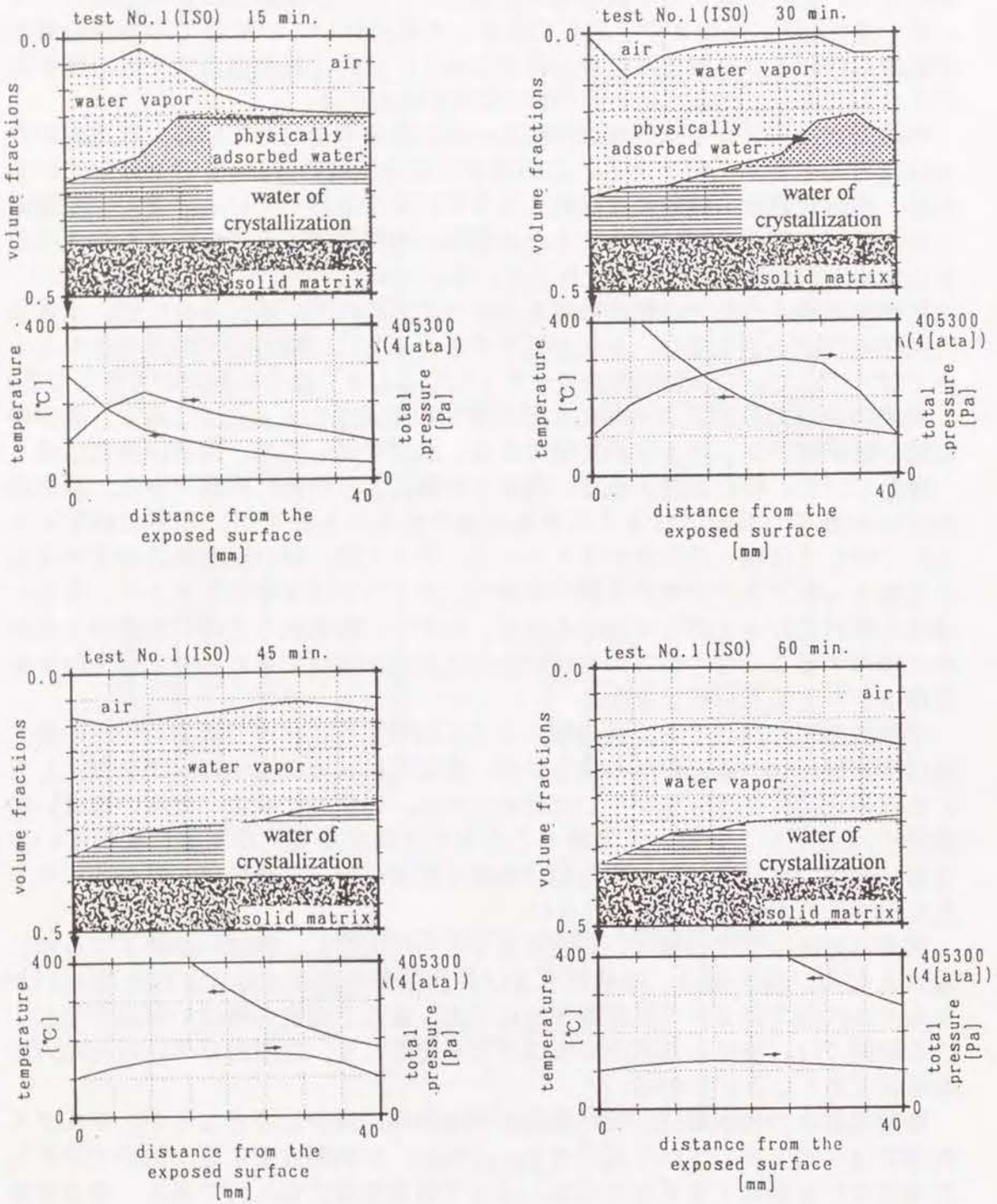


Fig. 4-2-3　温度、全圧、空隙内各成分の体積比率の計算値

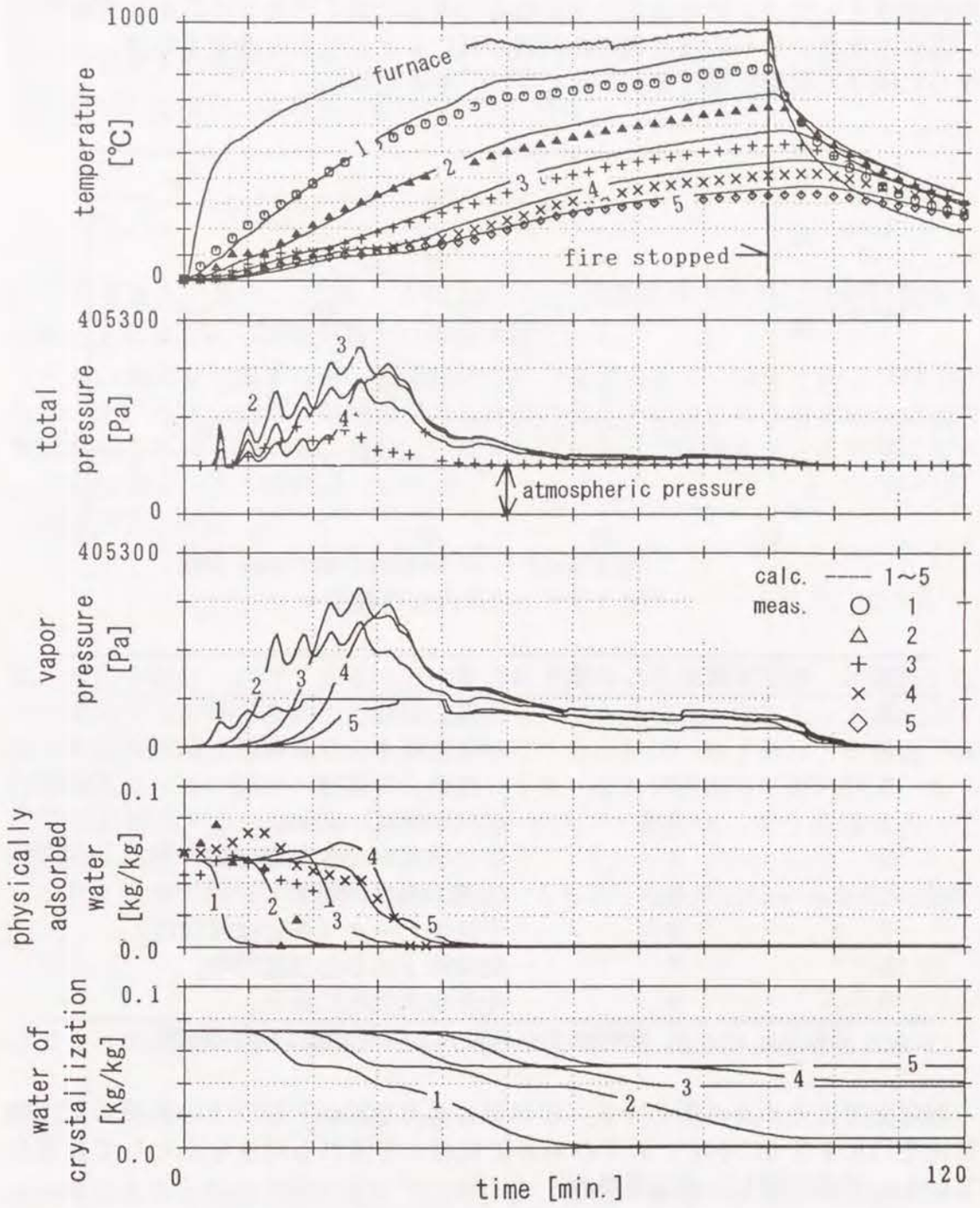


Fig. 4-2-4　実験１に対応する計算結果

温度の横ばいに関連する現象の起こる順序を、前節のFig.4-1-14と同様に整理するとFig.4-2-4を得る。これより、現象の進行順序を読みとるとTable 4-2-2のようになる。第２列の数字は前節実験での順序（Table 4-1-3参照）である。計算結果から読みとった順序と大略は一致しているが、測定値では物理吸着水の変化に関する項目が他の現象よりも早く現れている。全体の物理現象の進行順序としては、計算結果の方が物理的考察と良く符合すること、実験で用いた含水率センサーの指示値の信頼性が低いこと、などを勘案すれば、ここで示した順序で現象が進行すると考えるのが無難である。

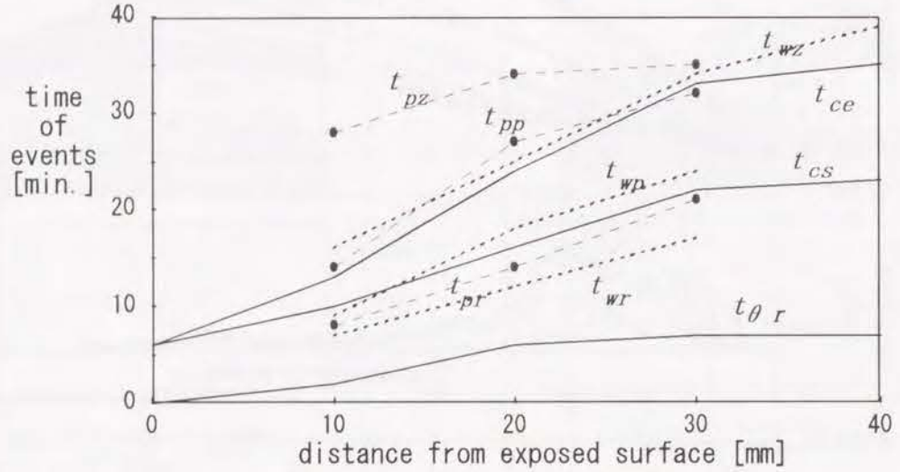


Fig.4-2-5　現象の進行順序

順序	測定で確認された順序	現象
1	2	温度上昇開始
2	1	物理吸着水の含水率の上昇
3	3	全圧の上昇開始
4	5	温度の横ばい開始
5	4	物理吸着水の含水率のピーク
6	6	温度の横ばい終了
7	8	全圧のピーク（６とほぼ同時）
8	7	乾燥終了（６とほぼ同時）
9	9	全圧が大気圧に戻る。

Table 4-2-2　解析結果から読み取った現象の進行順序

参考までにモルタル版の中央（加熱側表面より20㎜）位置での熱流および物質流をFig.4-2-6に示す。いずれも非加熱側へと流れる向きを正として表現している。熱流に関しては伝導熱流

$$q_{cond} = -\lambda \nabla \theta \qquad (4.2.1)$$

空隙内ガスの対流により運ばれる顕熱

$$q_g = \mathbf{u}\nabla(c_{p,g}\rho_g\theta) \qquad (4.2.2)$$

および、物理吸着水の拡散により運ばれる顕熱

$$q_w = -c_{p,w}\rho_0 D_w \nabla w \qquad (4.2.3)$$

の三つを計算結果から求めた。ここに、式(4.2.2)における$c_{p,g}$は混合ガスの比熱[J/kg•K]であり、水蒸気と空気の定圧比熱$c_{p,v}$、$c_{p,air}$を用いて

$$c_{p,g} = \frac{P_v}{P_g}c_{p,v} + (1-\frac{P_v}{P_g})c_{p,air} \qquad (4.2.4)$$

により表せる。また、式(4.2.3)における$c_{p,w}$は液状水の比熱[J/kg•K]である。なお、q_gおよびq_wは数値計算では無視されている。

三つの熱流を比較すると、伝導熱流が際立って大きく、最大で約１２[W/m²]となった。温度の横ばいの期間中は、物理吸着水の脱着に伴う潜熱吸収により熱流が小さくなっている。他の二つは同じスケールで描くとほとんど零となり、q_gとq_wは数値計算上は無視して良い。

混合ガスの流束

$$j_g = \rho_g \mathbf{u} \qquad (4.2.5)$$

は、温度の横ばいが終了するまでは正の値となる。この期間では、乾燥面が版の中央よりも加熱側表面に近い部分にあるので、乾燥面で発生した水蒸気が上流（加熱側表面に近い部分）から流入してくる。横ばい終了後は、乾燥面が非加熱側表面に近い部分へ移動するため、下流（非加熱側表面に近い部分）から水蒸気が流入する。なお、この図のジグザクは、離散化に伴う誤差であって、物理的に本質的なものではない。

これと同様な傾向は水蒸気の流束についても言える。対流による水蒸気流束

$$j_{v,conv} = \rho_v \mathbf{u} \qquad (4.2.6)$$

は混合ガスの流束と同じ変化パターンを示す。また、拡散による水蒸気流束

$$j_{v,diff} = -D_v \nabla \rho_v \qquad (4.2.7)$$

は対流によるものほど鋭い変化ではないが、温度の横ばいまでは正の値であるが、それ以降は負の値になる。オーダー的には対流による水蒸気流束の約６分の１である。

物理吸着水の流束

$$j_w = -\rho_0 D_v \nabla w \qquad (4.2.8)$$

も同様の傾向がある。温度の横ばい以前には値がわずかながら正となり、上流から物理吸着水が拡散してくる。温度の横ばいが始まると向きが変わり、下流から拡散してくることがわかる。

実験２に対応する計算結果をFig.4-2-7に示す。ここでも実験値と計算値は良好に一致している。実験２の実験ではクラックが生じなかったため、全圧が約２．２[ata]まで上昇した。計算では約２．８[ata]となり少し過大な値となった。しかし、その時間的な変化のパターンとしてはたいへん良い一致が得られた。また、この実験では加熱時間が短いため、加熱側表面でもかなりの結晶水が残存している。

実験３に対応する計算結果をFig.4-2-8に示す。このケースでも良好な一致が得られた。この実験では、比較的大きなクラックが生じていたため、計算で得られた全圧は測定値よりもかなり大きい。

以上の３つの計算結果より、温度と含水率（物理吸着水および結晶水）との相関をFig.4-2-9に示す。いずれの計算結果でも物理吸着水は９５～１４０℃の狭い温度範囲で脱着が起こっている。また、結晶水の含水率は、いずれも三段階に減少している。加熱側表面からの距離により分解のパターンに多少の変化が見られ、加熱側表面に近い部分ほど分解温度が若干高めになる。

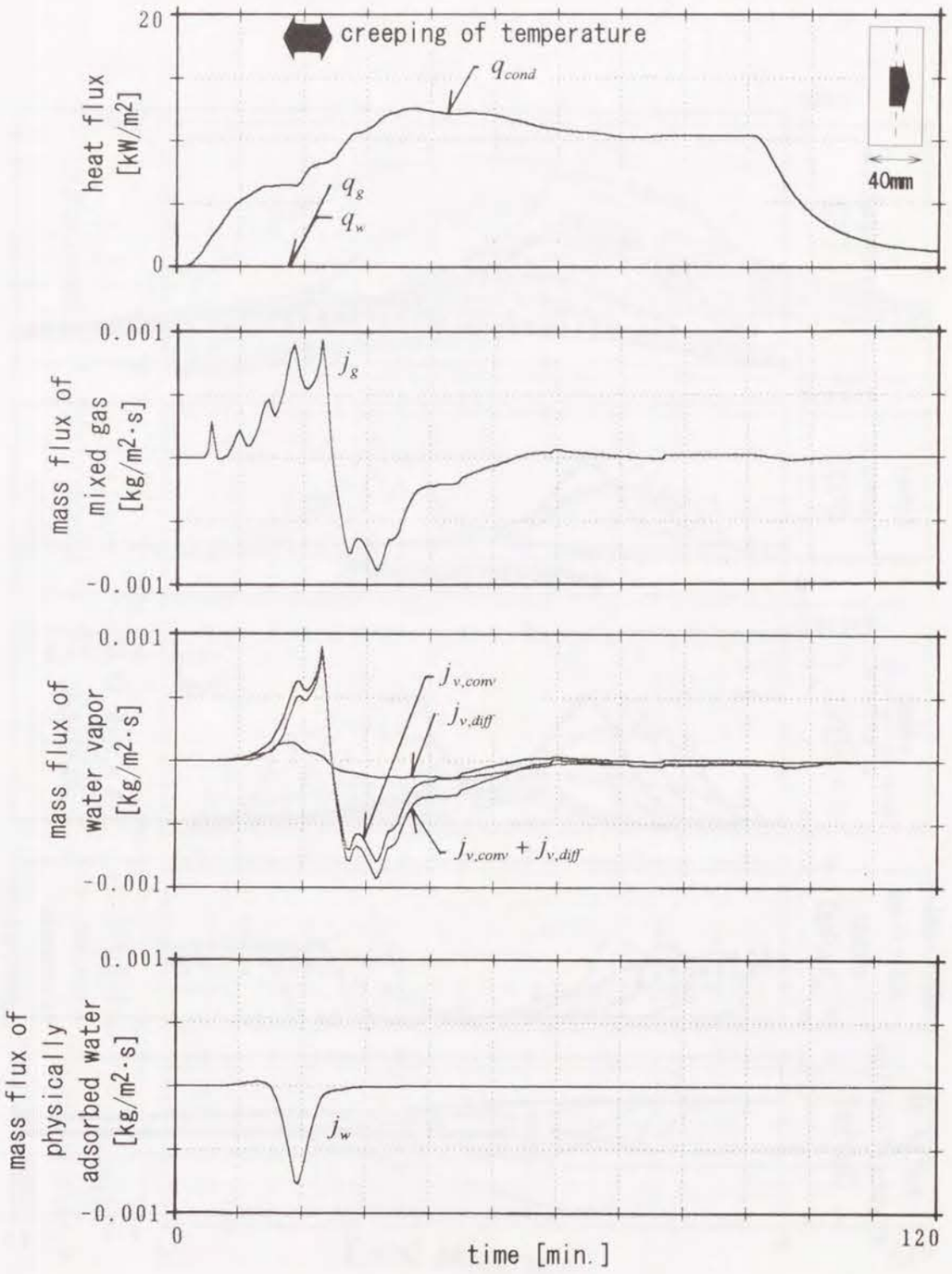


Fig.4-2-6　モルタル版の中央での熱流束および質量流束（実験１）

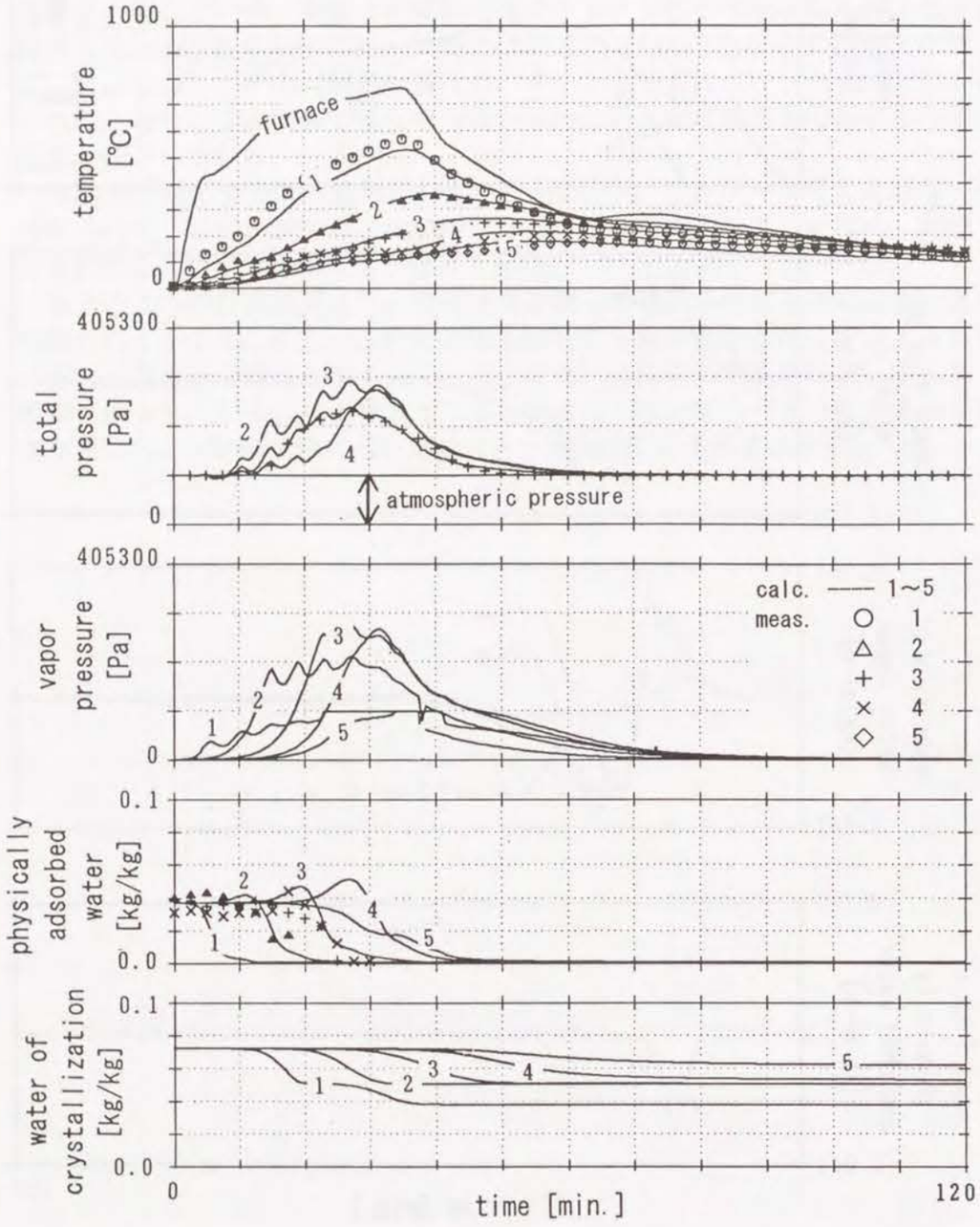


Fig.4-2-7　実験２に対応する計算結果

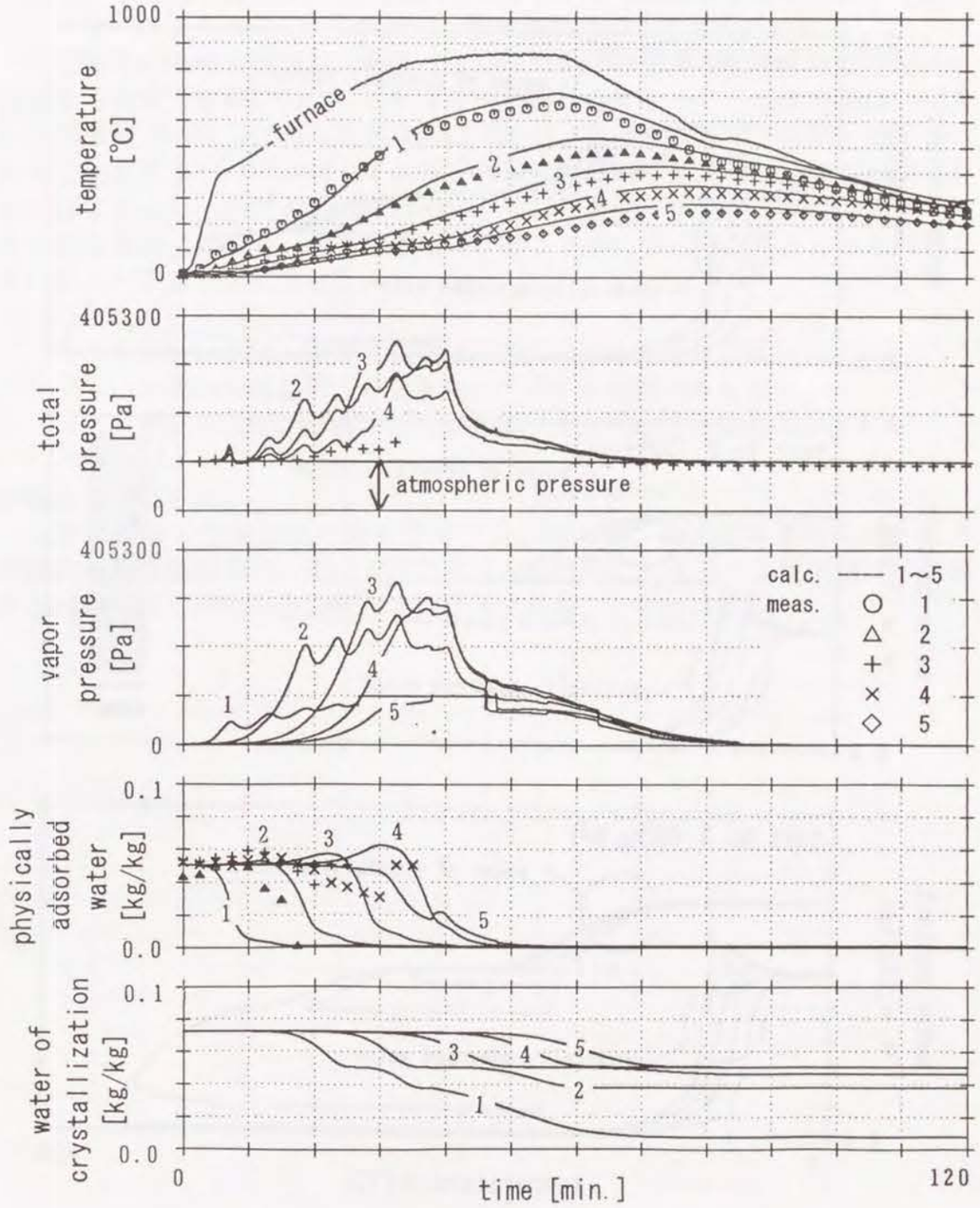


Fig.4-2-8　実験３に対応する計算結果

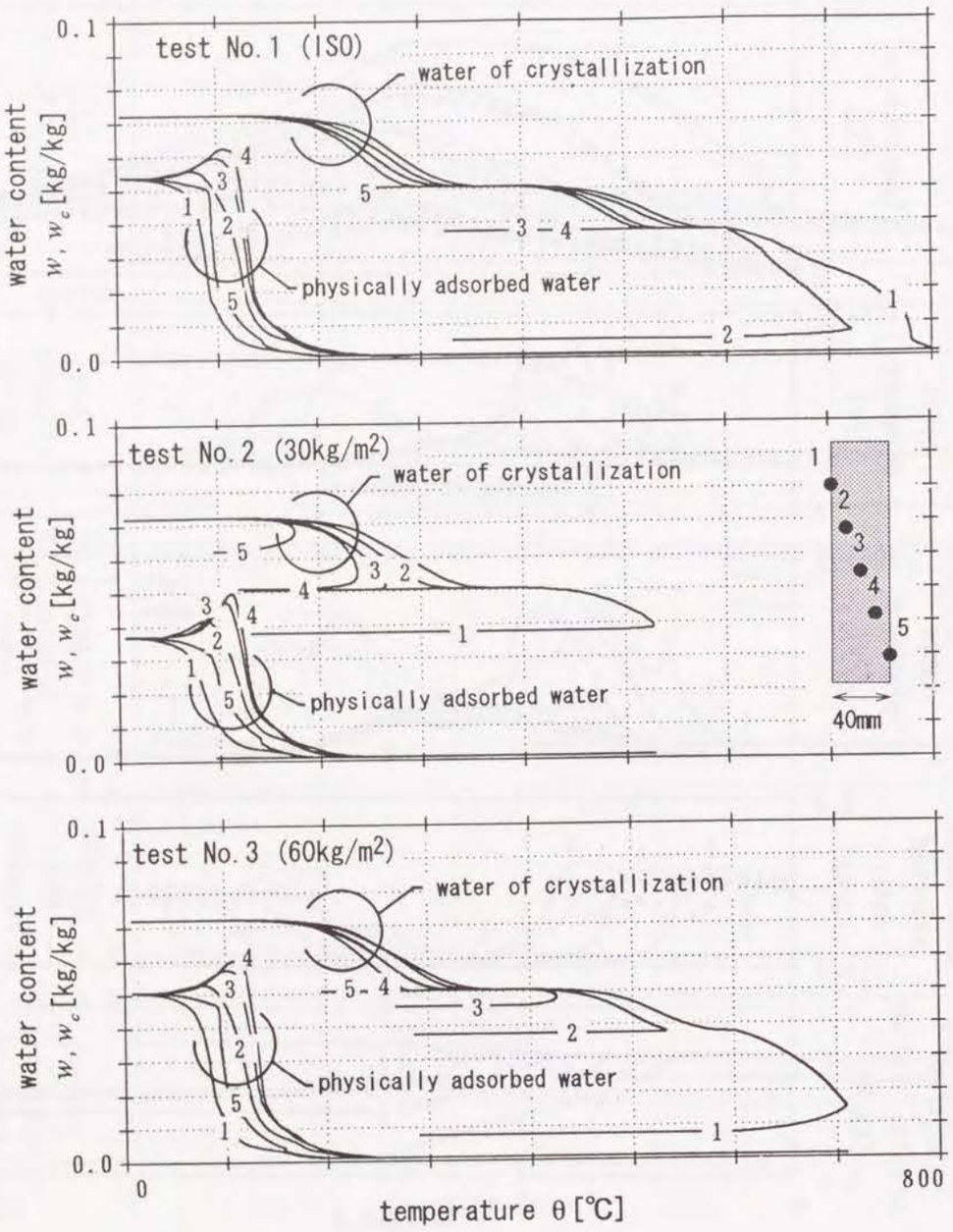


Fig.4-2-9　温度と含水率の相関

第4章のまとめ

本章では、熱と水分の移動のモデルの妥当性を実験との比較により検証した。厚さ40㎜のモルタル版供試体を作成し、これを電気炉で加熱したときの温度、含水率および空隙内の全圧を測定した。含水率測定には、自作の電気抵抗式センサーを較正して使用した。空隙内全圧の測定には、シリコンオイル（沸点１８０℃）を満たしたパイプを埋めこんでおき、その油圧を市販の圧力トランスデューサーにより測定した。実験は、加熱条件を変えて３回行った。

測定結果から温度の横ばい現象（１００℃付近の温度で温度上昇が一時的に停止する現象）を解析した。これまで他の研究者によって、温度の横ばい現象が物理吸着水の脱着に伴う潜熱吸収によることは指摘されていたが、その多くは温度測定結果だけで考察しており、含水率の経過を測定して結果を説明したものはなかった。研究者の多くは根拠がないにも関らず温度の横ばい期間中に含水率が単調に減少し、温度の横ばいが終了すると含水率が零となると説明している。しかし、測定の結果

（１）温度の横ばい期間の初期は、材料の他の部分から移動してきた水蒸気の吸着により含水率が上昇する期間があること、
（２）温度の横ばいが終了した少し後に含水率が零となること、

が明らかになった。

モルタル版の加熱実験の条件をモデルに与えて、数値計算を行ったところ、計算結果と実験結果の一致は良好であった。さらに、上述の温度の横ばいに関する現象も良く再現でき、モデルは妥当であることを示した。

第一部のまとめ

第１章では、火災時のコンクリート内部の熱と水分の移動を表すモデルを導いた。モデルは、熱伝導、空隙内混合ガスの対流、空隙内水蒸気の拡散および対流、物理吸着水の拡散および脱着、結晶水の熱分解の現象をすべて記述したモデルである。結晶水の熱分解を陽に含んでいる点が既往の他の研究者によるものと異なる特徴である。

第２章では、モデルに現れる物性値（熱伝導率、比熱、空隙率、密度、ダルシーの透気率、水蒸気拡散係数、液状水拡散係数、吸着等温線、熱分解速度定数、熱分解潜熱など）を測定または推算により定義した。さらに、必要な物性値の全てをコンクリートの調合から直接推算する方法を示した。実用のコンクリートの調合が広い範囲に亙っていることを考えると、本方法の利点は大きい。

第３章では、モデルの支配方程式を数値計算により解く方法について検討した。支配方程式は、物性値と生成項（脱着、熱分解）の温度、含水率依存性が強いため非線形性が大きい。また、移動係数のオーダーが液状水とガスとで大きく異なることからスティッフな系となる。拡散方程式に対する定常の基本解を用いて空間的な処理を行い、時間に関しては陰的ルンゲクッタ法を用いた。その結果、従来用いられているよりも大幅に大きな時間刻みで安定な解を得ることに成功した。また、数値実験を行い差分法よりも空間的な打ち切り誤差が小さいことを示した。

物理的な考察から変数の変動範囲を決めておき、この範囲から突出した解が計算の途上で出現した際にはペナルティを加えることにより物理的に非現実な解が生じないアルゴリズムを示した。

第４章では、計算の精度を検証するため実験との比較を行った。厚さ40㎜のモルタル版を加熱し、各部位の温度、含水率、空隙内の圧力を測定した。その結果、温度の横ばい現象（温度上昇が１００℃付近で一旦停止する現象）の期間中には、含水率が一度上昇してから減少し、温度の横ばいが終了した直後に含水率が零となることが明らかになった。

実験の条件をモデルに与えて計算したところ、良好な一致が得られ、モデルの妥当性が検証できた。

第二部
コンクリートの耐火設計法に関する研究

第一部では、火災時のコンクリート版内の熱水分移動のモデルを提案し、実験との比較検討を行った。第一部の計算と実験は物性値、境界条件なども明確にわかっている理想化された条件で行われ、かような場合には計算と実験の一致が証明された。

建築部材の耐火設計の立場から考えると、コンクリートの物性値や含水状態が明確でないことが多い。よって、これらの条件のばらつきを考慮して部材の断面形状を設計し、最悪の条件でも必要な耐火性能を確保することが必要である。

第二部では、耐火試験結果のばらつきの要因を分析し、それに基づいた耐火設計方法を提案する。

まず、第１章では、耐火試験方法について簡単に述べた後に、既存の試験データを分析してばらつきの範囲を示し、その要因を抽出する。

第２章では、第１章で抽出した各要因の影響の大小を検討する。70㎜および100㎜厚の平板について、コンクリートの調合、初期含水率、初期温度（気温）のそれぞれが及ぼす度合を定量的に示し、ばらつきを考慮した設計法を提案する。

第３章以後では、実用の二次元部材の断面形状設計に関する検討を行う。第３章では、デッキプレート合成床板について遮熱性能の要求を満足するために熱的に最も無駄のない形状を求める。第４章では、鉄筋コンクリート柱の鉄筋の必要かぶり厚さについて検討する。

標準耐火試験は、現実の部材の耐火性を直接評価できる利点があるが、結果のばらつきが大きく、再現性が乏しいという欠点がある。その原因としては、試験方法に起因する要因と供試体に起因する要因とがある。本章では、代表的な耐火試験方法としてＪＩＳとＩＳＯによるものについてその得失を簡単に述べた後に、ＪＩＳによる既往の耐火試験結果を分析し、ばらつきの度合とその要因を抽出する。

１．１　耐火試験規格の概要

耐火試験規格は日本ではJIS A 1304[1]および建設省告示2999号[2]により規定されている。国際的には、ISO 834 規格[3]が提案され国際的な共通化が図られている。両者は大略は同じであるが、加熱炉の温度制御方法と結果の判定方法が異なる。以下では、両者の違いを（１）加熱温度曲線と炉内温度の測定方法、（２）非加熱側表面温度の測定方法と結果の判定方法の２つに分けて簡単に述べる。

（１）加熱温度曲線および炉内温度測定方法

ＪＩＳおよびＩＳＯの標準加熱曲線をFig.1-1-1に示す。ＪＩＳでは、５分～３０分おきに温度が指定されている。ＩＳＯ規格では、

$$\theta_f = 385\log_e(8t+1)+\theta_0 \qquad (1.1.1)$$

により温度が指定されている。ここに、tは加熱開始からの時間[min.]、θ_0は初期温度である。両者の曲線は、６０分以降はＩＳＯの方が若干高めであるが大略同じである。

しかし、炉内温度の測定方法はＪＩＳとＩＳＯでは異なる。Fig.1-1-2にＪＩＳでの温度測定方法を示す。炉内温度は、供試体の加熱側表面から30㎜離れた位置で鋼製保護管付きのＣＡ熱電対（1.2㎜φ）を用いて測定する。ＩＳＯではFig.1-1-3に示すように、供試体の加熱側表面から100㎜離れた位置で裸熱電対により測定する。そのため、加熱曲線が大略同じでも加熱の強さとしては、ＪＩＳの方が強い。

---

1) (財)日本規格協会、JIS A 1304、建築構造部分の耐火試験方法、1975
2) 建設省告示第2999号、「建築基準法施行令第107条第1号の規定に基づく耐火構造の指定に関し、耐火構造の指定の方法を定める件」、1969
3) International Standardization for Organization, ISO 834 - Fire Resistance Tests - Elements of Building Construction、1985

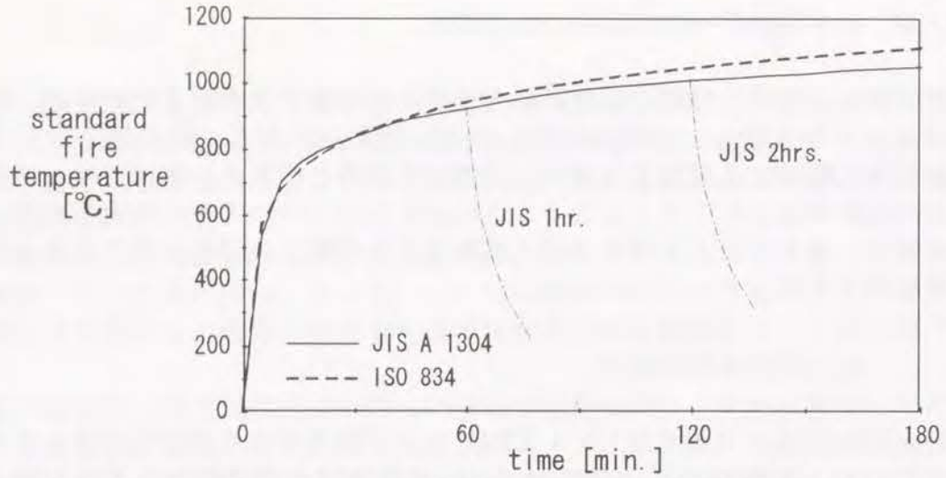


Fig.1-1-1　JIS A 1304およびISO 834で規定される標準加熱曲線

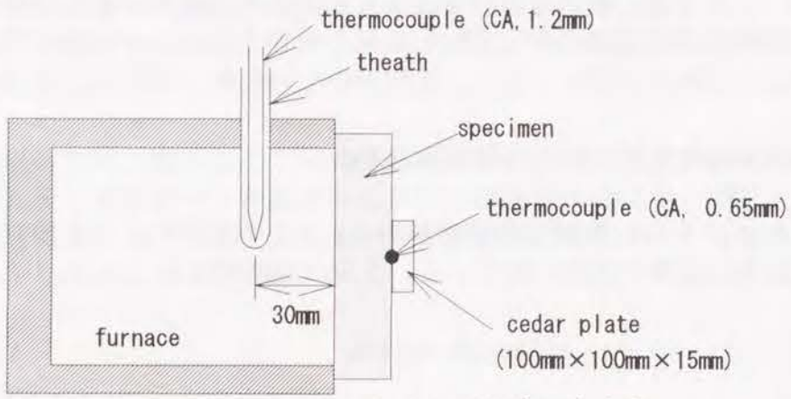


Fig.1-1-2　ＪＩＳによる温度測定方法

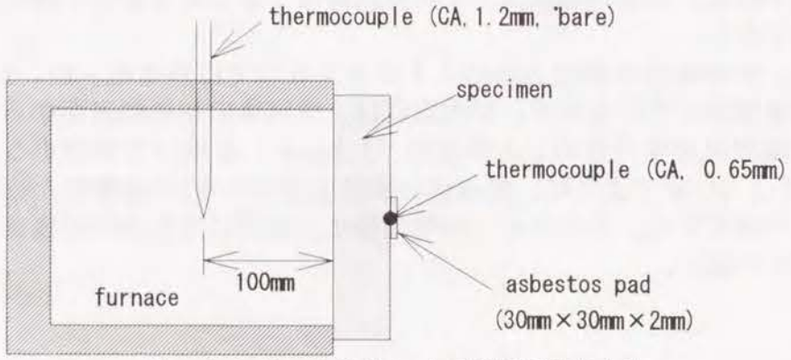


Fig.1-1-3　ＩＳＯによる温度測定方法

（２）非加熱側表面温度の測定方法と結果の判定方法

ＪＩＳにおいては、供試体の非加熱側表面の温度を厚さ15mm、大きさ100mm角の杉板で被覆したＣＡ熱電対（0.65mmφ）により測定する。杉板の熱抵抗は約0.15[m²•K/W]とかなり大きいため、ＪＩＳ法で測定された温度は実際の表面

温度よりもかなり高い。ＪＩＳでは、杉板で覆って測定した非加熱側表面の温度のことを裏面温度と称しているので、以下ではこれを裏面温度と呼び、裸表面の温度を非加熱側表面温度と呼んで区別する。

ＩＳＯでは、塞板として厚さ2mm、大きさ30mm角のアスベストパッドを用いる。この熱抵抗は小さく、実用上はほとんど無視でき、ＩＳＯ法で測定された温度は裸表面の温度とほぼ等しい。この点、ＩＳＯ法はＪＩＳ法よりも合理的であり、計算結果との比較も容易に行なえる。

判定方法についても、ＪＩＳとＩＳＯは異なる。ＪＩＳでは、１時間あるいは２時間という様に加熱時間をあらかじめ決めておき、予定した時間で加熱を打ち切る。その後の炉内温度は成り行きまかせとなり、Fig.1-1-1の一点鎖線のような経過をたどる。加熱終了後も裏面温度を測定し、その最高値が２６０℃を越えなければ、加熱を行った時間が耐火時間として評価される。この方法では、試験室の気温および供試体の初期温度に関らず、絶対的な温度の上限により判定するため、気象条件による影響がばらつきに含まれてしまう。

一方、ＩＳＯでは上述の方法により５箇所以上の温度を測定し、それらの平均温度が１４０℃上昇するか、５箇所のうちの最大の温度上昇が１８０℃に達するまでの時間のうちの短い方を耐火時間として評価する。この方法によると、１回の試験により耐火時間を分単位で評価することが可能であり、ＪＩＳよりも合理的な評価が可能である。また、評価基準が絶対的な温度ではなく、初期温度からの上昇値として定義されているため、季節に関らず同じ条件で評価できる点が優れている。

１．２　既往の耐火試験データの分析

上述のように、ＪＩＳでは試験を行った時の気温によって、判定にばらつきが生ずる。他にも、炉の構造、燃料、築炉材料および操作方法によってもばらつきが出ると経験的に言われている。

供試体側の要因としては、まず第１にコンクリートの調合が挙げられる。第一部第２章で考察したように、コンクリートはセメントペースト、細骨材、粗骨材から成る不均質な材料である。これら構成材料の種類と比率は調合により決定されるためその都度変わり一定でない。各種の物性値が調合により変化し、それゆえ耐火性能にも影響が現れる。また、コンクリートの初期含水率によって温度の横ばい現象の継続時間が変わるため温度経過が影響を受ける。

これらの要因により、現行の耐火試験は結果のばらつきが大きい。本節では、既往の耐火試験結果の例を示し、ばらつきの範囲について考察する。

１．２．１　分析対象

以下で示すデータはデッキプレート合成床版の耐火試験結果である。種々の断面形状のデータがあるが、このうち山部厚（最小厚さ）が90mmの普通コンクリートのＪＩＳによる２時間耐火試験結果が最も多数のデータが得られたため、これに限定して分析を行う。

供試体の典型的な断面形状をFig.1-2-4に示す。下面にはデッキプレート（厚さ1.2mm程度のものが多い）があり、その上にコンクリートを打設したも

のである。デッキプレートは製造者により細部の形状が異なるもののおおまかな形状はほぼ同じである。データのほとんどは(財)日本建築総合試験所の水平加熱炉（床炉）によって行われたものである。

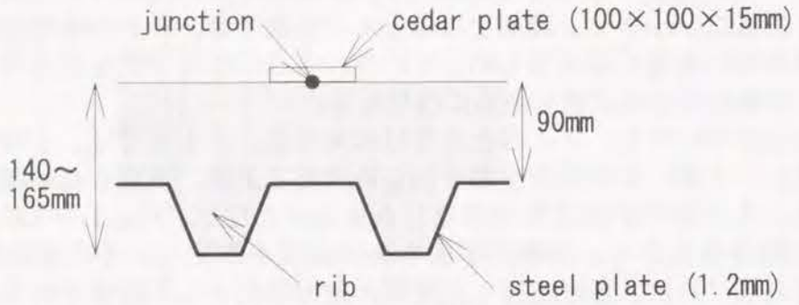


Fig.1-2-4　供試体の概要

1．2．2　分析結果および考察

耐火試験時に測定された裏面温度のうち、山部（コンクリートが最も薄い部分）の温度経過を検討する。温度経過から初期温度（θ_{ini}）、温度の横ばいが生ずる時刻（t_{cs}）および温度（θ_{cs}）、温度の横ばいが終了する時刻（t_{ce}）および温度（θ_{ce}）、最高温度が生ずる時刻（t_{max}）および温度（θ_{max}）を読み取った。結果をFig.1-2-5に示す。データの母数は１１０である。

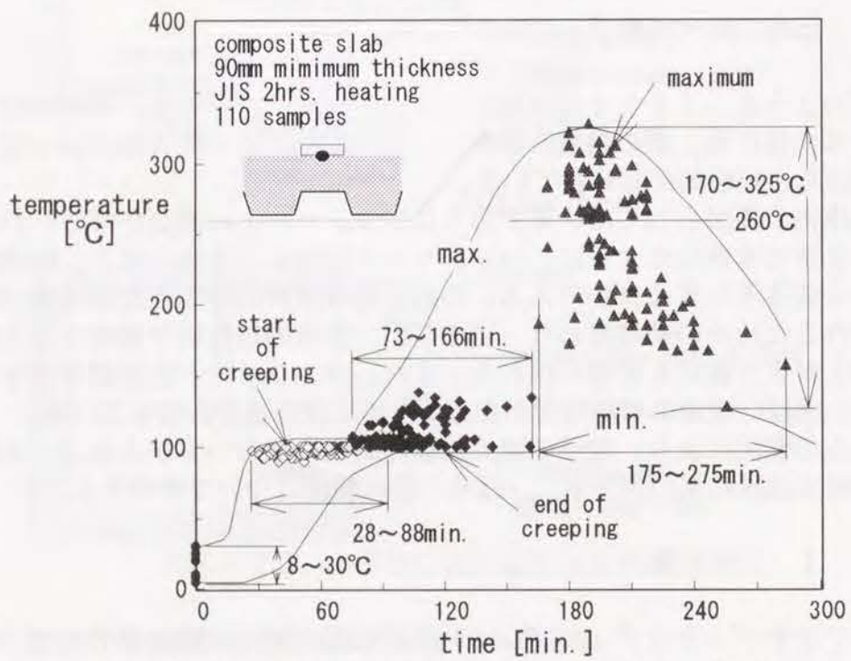


Fig.1-2-5　合成床版の耐火試験時の裏面温度の経過
（普通コンクリート、山部厚90㎜、2時間加熱）

これらのデータは山部厚さが同じスラブを試験した結果であるので、本来ならばこれほどのばらつきは生じないはずである。しかし温度の横ばい現象に限っても、横ばい開始時間が早いものでは２８分、遅いものでは約８８分であり約３倍の差が生じている。横ばい終了時刻は７３～１６６分の間にばらついている。横ばい温度はほとんどの場合１００℃である。

最高温度についてはばらつきがさらに大きい。最高温度が生じた時間は、１７５～２７５分、最高温度は低いものは１７０℃、高いものは３２５℃となる。また、最高温度が高いものほどそれが生ずる時刻が早くなる傾向が見られる。

経験的には次のような要因により結果に大きなばらつきが生ずると言われている[4]。

供試体側のばらつき
（１）コンクリートの調合
（２）初期含水率（養生期間、方法）
試験方法のばらつき
（３）試験時の気温（初期温度）
（４）炉の特性（温度制御の精度、燃料、炉材等）

コンクリートの調合は結果に大きな影響を与える。特に使用する骨材の種類および量により物性値が変化し、温度経過に大きな影響が生ずる。また、初期含水率は温度の横ばい現象の継続時間に大きな影響を与えることが予想される。試験方法自体の問題であるが、試験時の気温と炉の特性も結果に大きな影響を与える。

これらの要因が影響する度合いを調べるため、供試体の絶乾密度、初期含水率、初期温度（試験室の気温と等しい）の三つの条件と最高裏面温度との相関を示す。炉の特性については、他の炉を用いた試験の測定値が十分入手できなかったため、ここでの検討からは除外する。

Fig.1-2-6にコンクリートの密度（１０５℃絶乾状態）と最高裏面温度の相関を示す。絶乾密度が大いほど、最高裏面温度が高くなる傾向が読み取れる。これは特に密度が比較的小さい範囲で顕著であり、ある程度以上になればあまり変わらなくなる。一般に密度が大きい供試体は、熱伝導率も大きいのでその結果として最高温度が高くなると推定できる。

Fig.1-2-7に初期含水率との相関を示す。ここで分析したデータでは含水率が約5.7%付近を境に２つに大きく分かれている。物理的な考察からは、初期含水率が大きなものほど温度の横ばいの期間が長くなり、その結果として最高温度は低くなるはずである。しかし、この図からはその傾向が余りはっきりとは読み取れない。

Fig.1-2-8に示すように、初期温度と最高温度は非常にはっきりとした相関が得られた。初期温度が高いものほど最高温度も高くなる。初期温度の分布は２２℃（８～３０℃）であるが、最高温度のばらつきの範囲はその倍以上の５５℃（１７０～３２５℃）となった。物理的考察からは、最高温度のばらつきは気温の変動よりも小さいはずであるから、ここで示したばらつきは他の要因

4) 茂木武、「防耐火試験方法の改善」、昭和５８年度建築研究所年報、建設省建築研究所、pp.24-32、1985

による影響も含んだものと解釈すべきである。

次章では、各要因について感度解析を行ない、それぞれの要因が及ぼす度合いを定量的に明らかにする。

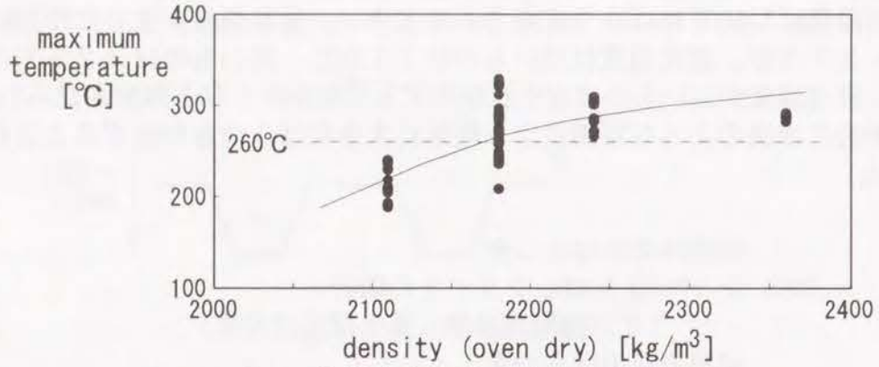


Fig.1-2-6　絶乾密度と最高裏面温度の相関

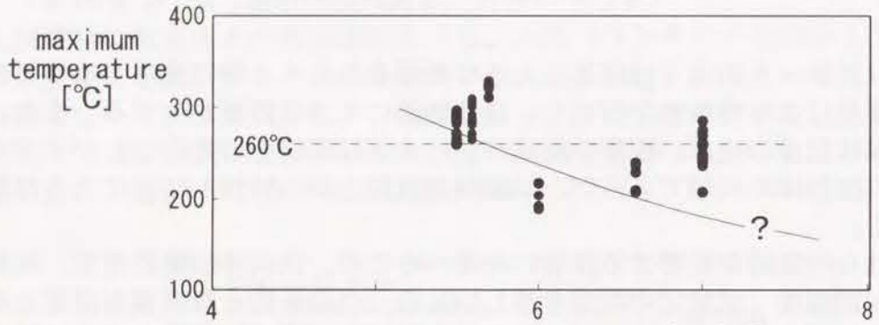


Fig.1-2-7　初期含水率と最高裏面温度の相関

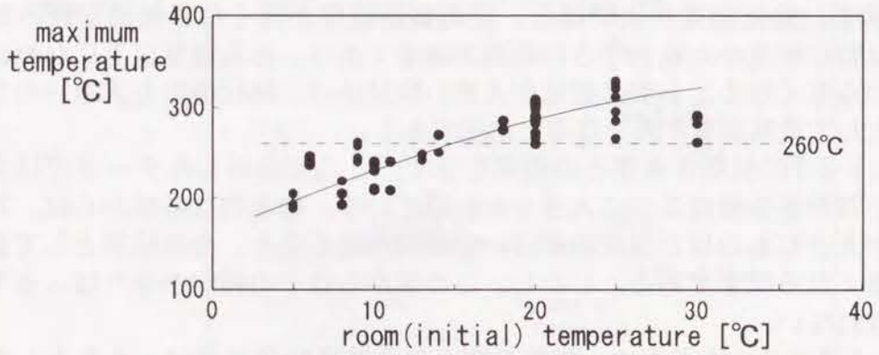


Fig.1-2-8　気温（初期温度）と最高裏面温度の相関

第１章のまとめ

本章では、既往のデッキプレート合成床版の耐火試験データを分析した。分析したデータは断面形状がわずかに異なるが、基本的には最小厚さ90㎜の合成床版である。床版の山部（コンクリートが薄い部分）の裏面温度（ＪＩＳ Ａ １３０４に従って、厚さ１５ｍｍの杉板で覆って測定した非加熱側表面温度）の経過を調べた。温度の横ばい開始時間は加熱開始後２８分～８８分の間でばらついていた。横ばい終了時間は７３分～１６６分の間でばらついた。その結果として、最高温度のばらつきも大きくなり１７０～３２５℃の差が生じている実態が明らかになった。

このばらつきは、実験誤差と言うにはあまりにも大きい。そこで、供試体の密度、初期含水率、初期温度（試験当日の気温ほぼ等しい）の３要因について最高裏面温度との相関図を作成した。その結果、密度が大きなものほど最高温度が高くなる傾向が現れた。この理由としては、密度が大きほど熱伝導率も大きくなるため、裏面温度が上昇しやすいと考えられる。初期温度と最高温度についても正の相関が得られた。しかし、初期含水率については、有意な関係は得られなかった。

第２章　耐火試験結果に影響を及ぼす要因の分析

前章で取り上げた要因が耐火試験結果に及ぼす影響の度合いを明らかにし、耐火設計法の基礎データを作成する。そのため、コンクリートの調合や含水率から、各物性値を推算し、その値を用いた解析を行う。これにより粗骨材の種類、使用量、初期含水率および気温と耐火性能の関係を明らかにする。

２．１　検討方法

前章で抽出した３つの要因が耐火試験結果に及ぼす影響を検討するため、Fig.2-1-1に示すフローを用いる。コンクリートの調合の影響に対しては、第一部第２章の方法により物性値を調合から推算し、推算した値を用いて数値計算を行う。初期含水率、初期温度の影響についても、想定される条件を与えて数値計算を行う。

本節では、このフローの妥当性を確認するため、既に行われた耐火試験結果のうち、供試体の調合が既知のデータを取り上げ、Fig.2-1-1の方法に従って温度経過を計算した結果と耐火試験結果と比較する。比較の対象は、通常用いられるコンクリートの調合をカバーすべく、普通コンクリートと超軽量コンクリートの２種類とする。

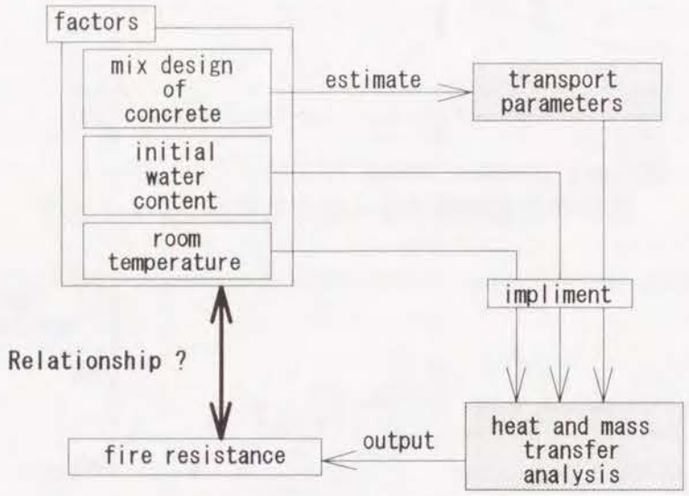


Fig.2-1-1　検討のフローチャート

（１）普通コンクリート床版の検討例

Table 2-1-1の調合の厚さ100㎜のコンクリート床版をＪＩＳに従って耐火試験を行った結果は吉田らにより報告されている[1)]。初期含水率は4.7%であった。調合から推算した物性値をFig.2-1-2に示す。

1) 吉田正友、寺井俊夫、正法院陽三、三田村茂雄、田坂茂樹、原田和典、「火災時における合成床版のコンクリート内部温度に関する研究（その１～３）」、日本建築学会大会学術講演梗概集Ａ分冊、pp.771-778、1988

	単位容積重量 [kg/m³]	密度 [kg/m³]	体積比率 [m³/m³]
粗骨材	973	2690	0.362
細骨材	792	2650	0.299
セメント	273	3150	0.087
水（水和水のみ）	68	1000	0.068
合計	2106		0.816

Table 2-1-1　コンクリートの調合（普通コンクリート）

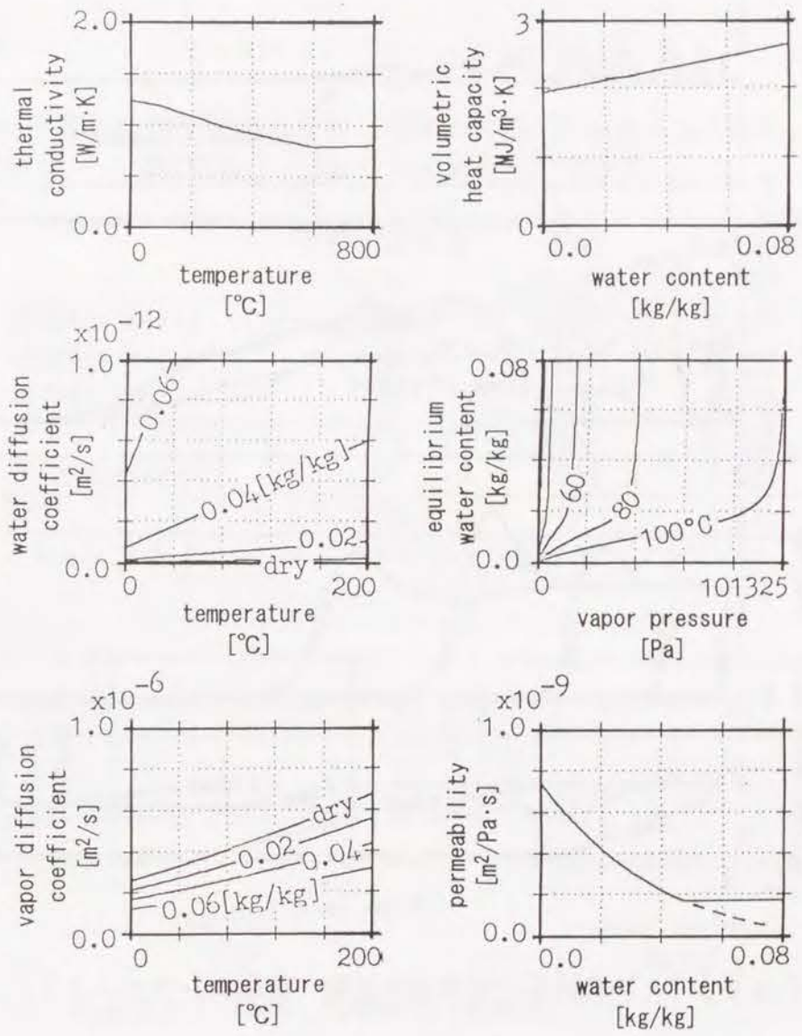


Fig.2-1-2　推算した物性値（普通コンクリート）

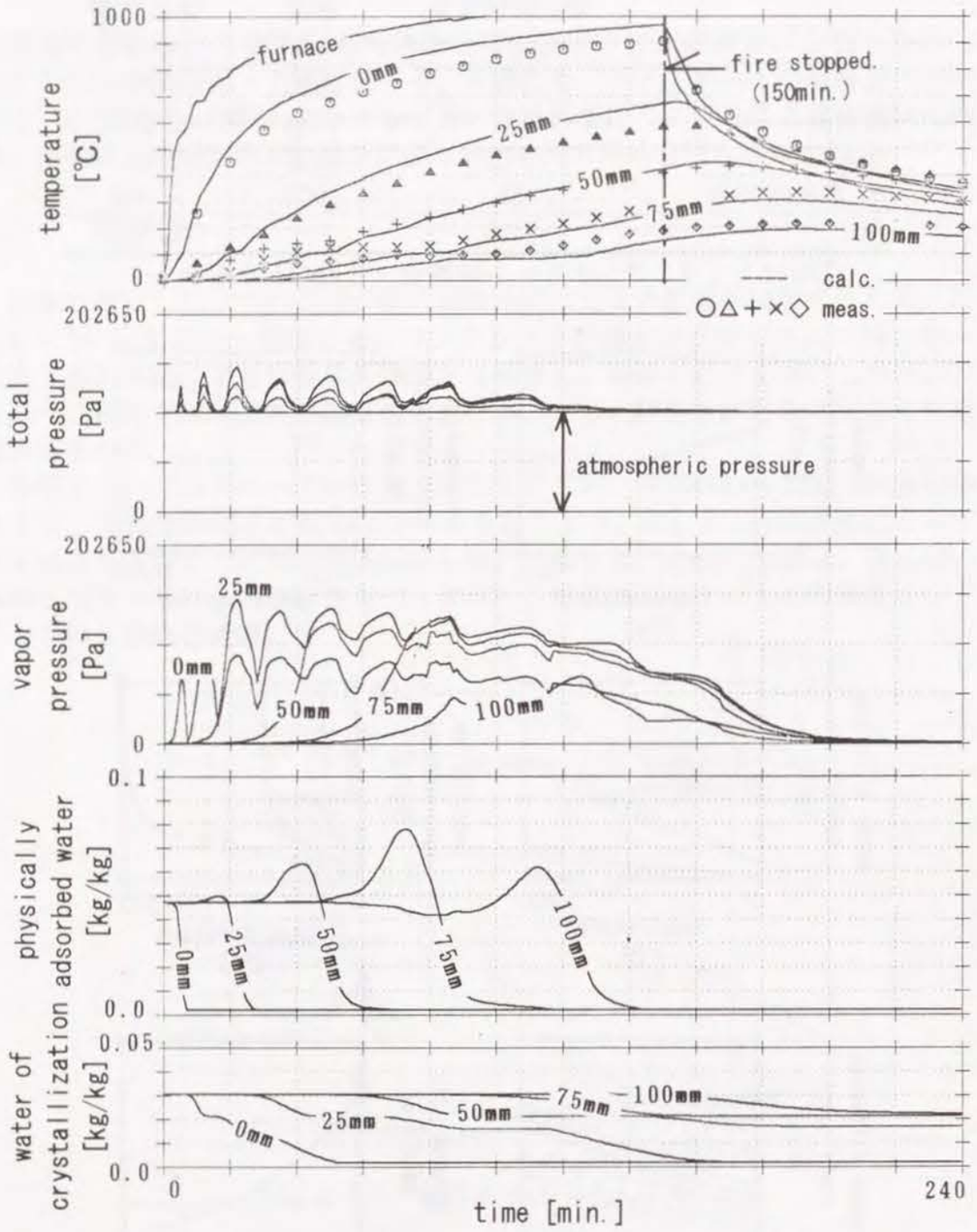


Fig. 2-1-3　計算結果と実測値の比較（普通コンクリート）

この物性値を用いて計算した結果をFig. 2-1-3に示す。加熱側表面での温度は測定値よりやや高く、非加熱側表面の温度はやや低いものの、全般的な傾向は良く一致している。温度の横ばい現象の継続時間などはほぼ一致しており、ほぼ満足できる結果を得た。測定値と計算値の差は、物性値の推算に起因する誤差と考えられる。

（2）超軽量コンクリート壁の検討例

超軽量コンクリートについても同様の検討を行う。Table 2-1-2の調合の超軽量コンクリートを用いた厚さ150mmの壁の３０分耐火試験は森田ら[2]により行われている。骨材は抗火石を主原料として焼結させた超軽量骨材（商品名ネオライト）である。骨材の熱伝導率と比熱は不明であるため、天然の抗火石[3]と同等と考え、

$$\lambda_a = 0.279 \qquad [W/m \cdot K] \qquad (2.1.1)$$

$$c_a = 921 \qquad [J/kg \cdot K] \qquad (2.1.2)$$

とした。推算した物性値のうち熱伝導率と比熱をFig. 2-1-4に示す。その他の物性値はFig. 2-1-2の普通コンクリートの値と同等である。

	単位容積重量 [kg/m³]	密度 [kg/m³]	体積比率 [m³/m³]
粗骨材(ネオライト)	208	780	0.267
細骨材(ネオライト)	196	840	0.233
細骨材(砂)	411	2650	0.158
セメント	374	3150	0.119
水(水和水のみ)	94	1000	0.094
合計	1283	-	0.871

Table 2-1-1　コンクリートの調合（超軽量コンクリート）

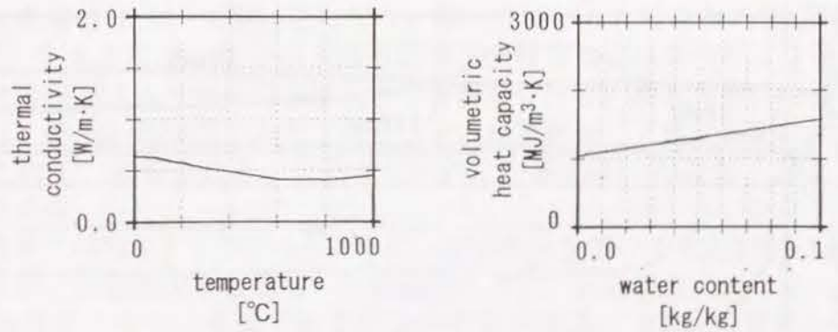


Fig. 2-1-4　推算した物性値（超軽量コンクリート）

Fig. 2-1-4の物性値を用いて計算した結果をFig. 2-1-5に示す。加熱側表面では温度の一致はたいへん良い。加熱側表面より７５mmの位置では、温度の横ばい現象が始まる時刻に多少のずれがあるが、全体的には良く一致している。骨

2) 森田武、清水建設（株）社内報告書
3) 近藤連一、多孔材料、pp.115

材の熱的な物性値が不正確であることを勘案すれば、良い一致といえる。

以上の２例の計算により、ここで採用している検討方法は超軽量コンクリートから普通コンクリートまでの広い範囲の調合について実測値とほぼ対応することが示された。

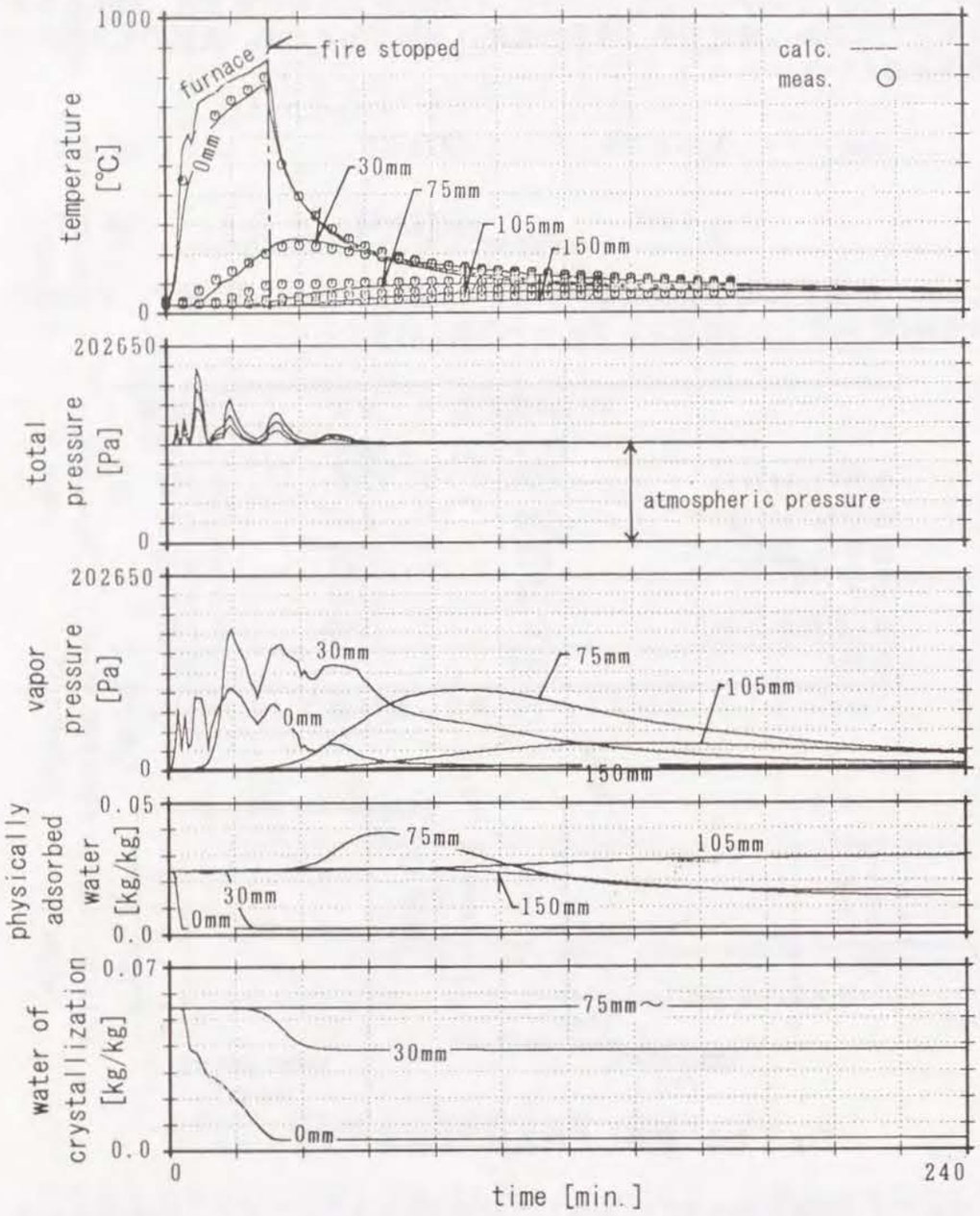


Fig.2-1-5　計算結果と実測値の比較（超軽量コンクリート）

２．２　非加熱側表面温度のばらつきに関する検討

本節ではコンクリートの調合と非加熱側表面温度の関係を明らかにする。日本では建設省告示[4]により、コンクリート壁は厚さ70mmで1時間耐火、100mmでは2時間耐火の性能を指定されている。しかし、コンクリートの調合については触れられておらず、あらゆる調合のコンクリートが全ての条件下で上述の耐火性能を満足するかどうかは不明である。

そこで、70mmの壁について1時間、100mmの壁については２時間の耐火試験を行うと、非加熱側表面温度にどれほどのばらつきが生ずるかを調べ、現状のＪＩＳの試験におけるばらつきの要因とその補正方法について検討する。

なお、ＪＩＳの裏面温度の測定では、厚さ15mmの杉板で熱電対の接点を被覆して測定する規定があり、杉板の熱抵抗により実際よりもかなり高い温度が測定される。ここで示す計算ではその影響を考慮しておらず裸表面の温度であるため、ＪＩＳの判定に用いられる温度とは異なる。

２．２．１　コンクリートの調合と非加熱側表面温度の関係[5]

本項では、コンクリートの調合、特に使用骨材の種類と量が変化すると、非加熱側表面温度がどのように変動するかを検討する。既往の文献には、調合と耐火性能の関係を総合的に調べた例は見あたらない。たとえばZwiresら[6]は普通コンクリートと軽量コンクリートの耐火性能の差を検討しているが、コンクリートの調合との関係を直接的に求めるものではない。

（１）骨材の種類についての検討

粗骨材、細骨材、セメントペーストの体積比率を前節のTable 2-1-1の値に固定し、粗骨材の種類を第一部第２章で測定した６種類の骨材のいずれかに置き換えた場合について検討を行なう。第一部で示した粗骨材の熱伝導率（Fig. 2-3-8）をもとにコンクリートの熱伝導率を推算した結果をFig.2-2-1に示す。粗骨材の種類により熱伝導率は大きな影響を受ける。最も大きいのはチャート（ＣＨ）を用いた場合であり、最も小さい軽量骨材（ＬＷ）を用いた場合と比べると約１．８倍となる。天然骨材の内で一番小さいのは間人産玄武岩（ＢＡ）である。

絶乾密度はFig.2-2-2に示すように、軽量骨材を用いると約1700[kg/m^3]程度であるが、比重が大きな骨材（高槻産砂岩Ｓ２、西島産凝灰岩ＴＵ）を用いると2400程度となり、全体で約２割強の変動がある。比熱cは骨材の種類が異なってもほとんど変化しないので、単位体積あたりの熱容量ρcも骨材の種類に伴って２割程度変動すると考えて良い。

---

4) 昭和39年建設省告示第1675号、「建築基準法施行令第107条第1号および第2号の規定に基づき、耐火構造を指定する件」

5) 原田和典、寺井俊夫、「コンクリートの調合と耐火性能の関係についての考察」、日本建築学会大会学術講演梗概集Ａ、pp.1391-1392、1992

6) Zwires,R.,Morgan,J.,"Performance of concrete members subjected to large hydrocarbon pool fires", PCI Journal, Jan.-Feb., pp.120-135, 1989

コンクリートの初期含水率は長尾山産砂岩（Ｓ１）を用いた場合には重量比で３％とした。他の調合のコンクリートのでは絶乾比重が異なるので、単位体積あたりの含水量が砂岩コンクリートと同じく６３[kg/m³]となるように初期含水率の値を設定した。

境界条件としては、加熱側の温度はＪＩＳの標準曲線の温度とし、総合ふく射率を0.3、対流熱伝達率を23[W/m•K]とした。また、非加熱側の気温、供試体の初期温度はともに20℃とした。

計算結果をFig.2-2-3に示す。左側が厚さ７０mmの壁の１時間加熱、右側が１００mm壁の２時間加熱の結果である。加熱側表面の温度はあまり大きな差は生じないが、熱伝導率が大きなケース（ＣＨ）ほど低く、熱伝導率が小さいと（ＬＷ）高くなる傾向がある。壁の中央ではそれが逆転し、熱伝導率が大きなものほど温度が高くなる。非加熱側表面ではその差がさらに大きくなり、非加熱側表面温度の最大値は７０mmでは９２℃、１００mmでは１０５℃の差が生じる。また、密度の大きな骨材（Ｓ２、ＴＵ）を用いると最高温度が生ずる時刻が多少遅くなる傾向がある。

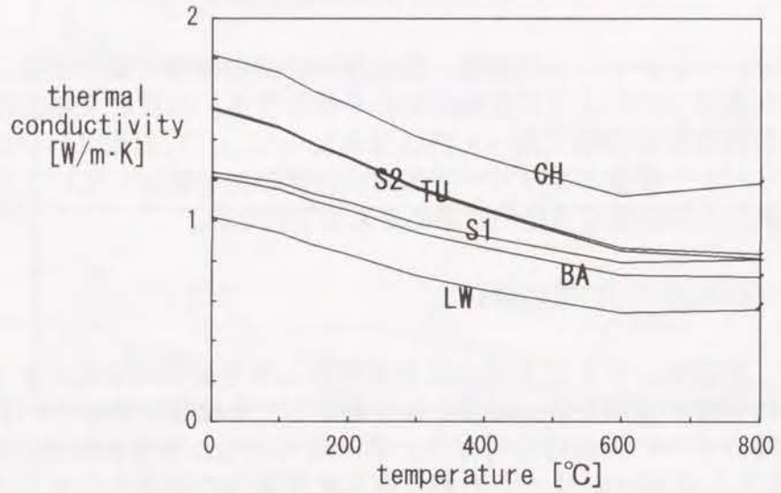


Fig.2-2-1　推算した熱伝導率

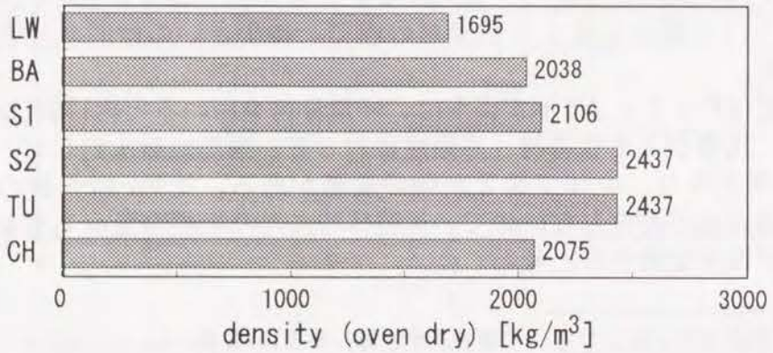


Fig.2-2-2　推算した絶乾密度

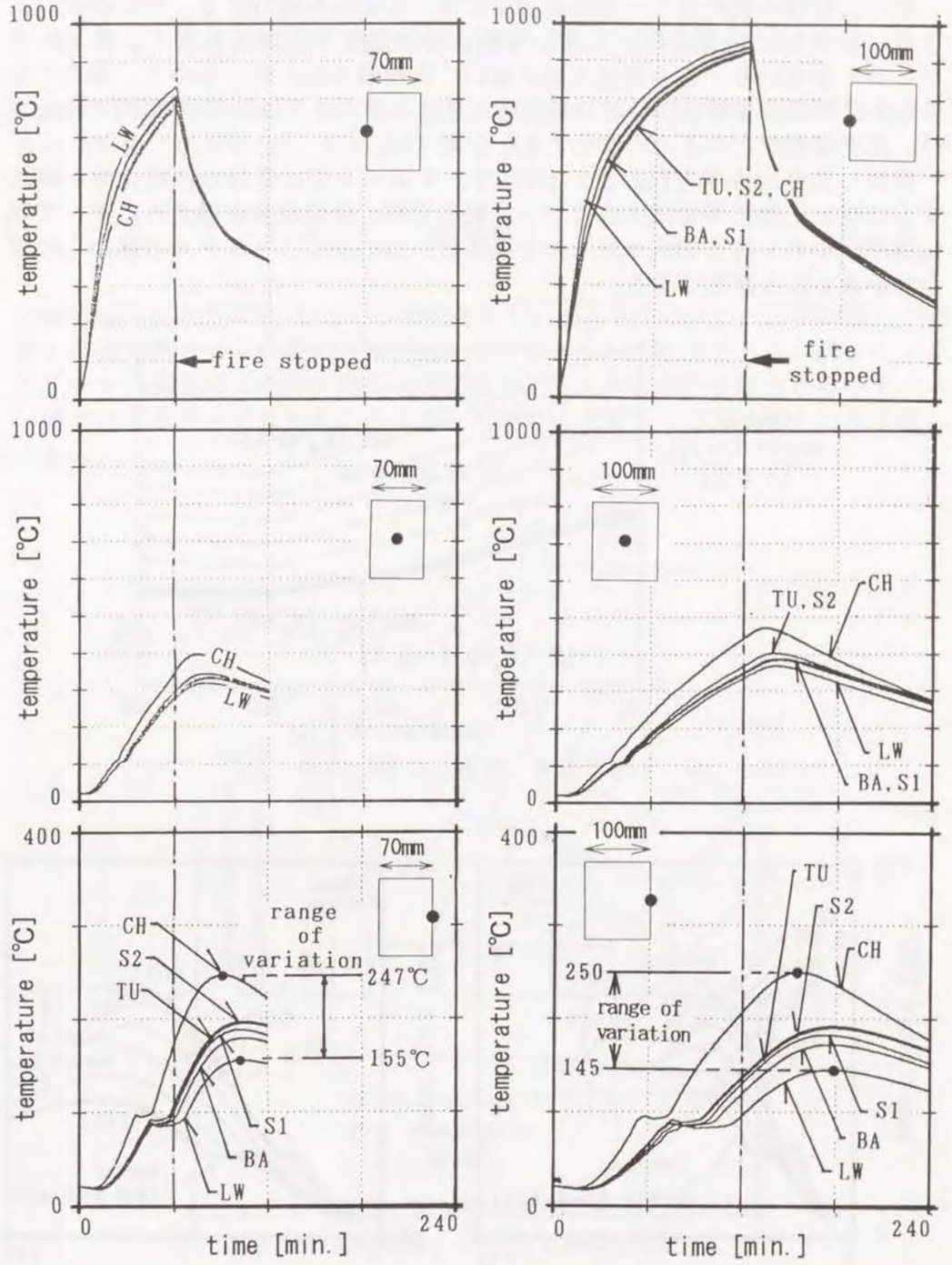


Fig.2-2-3　骨材の種類による温度経過の変化

（２）骨材の使用量についての検討

次に、骨材の使用量と非加熱側表面温度との関係を検討する。前項の検討により、粗骨材に軽量骨材（ＬＷ）を用いると温度上昇が最も遅く、チャート（ＣＨ）を用いると最も温度上昇が早いことが明らかとなったので、本項では、これら２種類の骨材について体積比率V_aを０～０．４３[m³/m³]の範囲で変化させ、温度経過がどのように変化するかを調べた。

推算した熱伝導率をFig.2-2-4に示す。チャートでは骨材の体積比率が増加するに従って熱伝導率は大きくなる。軽量骨材では骨材量が増えるに従って熱伝導率が小さくなる傾向があるがその度合いは小さく、モルタルの値からわずかに小さくなる程度である。

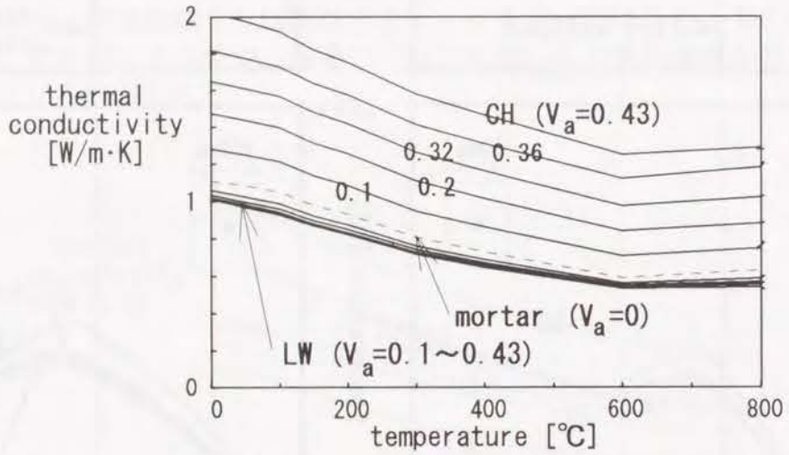


Fig.2-2-4　推算した熱伝導率

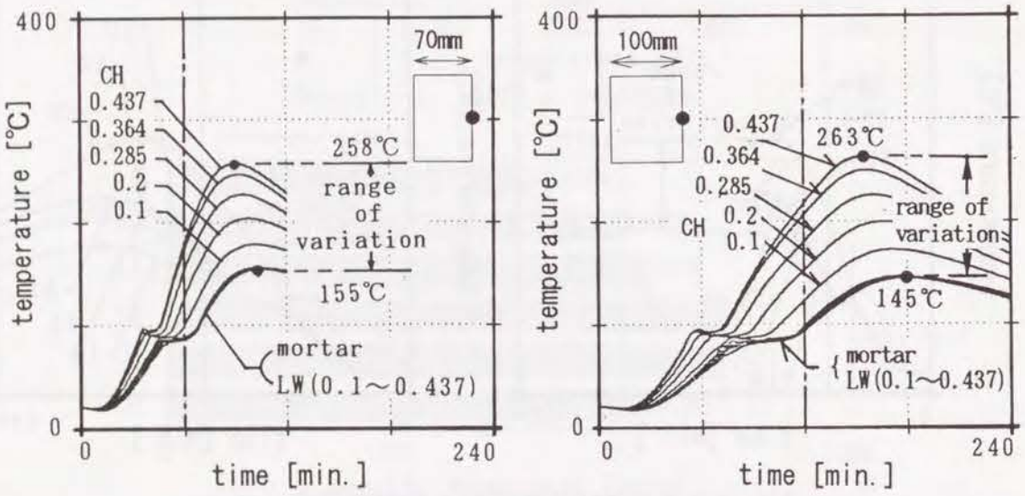


Fig.2-2-5　骨材の使用量の違いによる温度経過の変化

計算結果をFig.2-2-5に示す。チャートの場合には骨材量が増えるに従って

熱伝導率がかなり大きくなるため、最高温度も２５８℃まで上昇する。一方、軽量骨材のでは最高温度の変化はほとんどない。

（３）コンクリートの調合と非加熱側表面の最高温度の関係

以上の計算で得られた非加熱面の最高温度を、粗骨材の熱伝導率の常温から８００℃までの平均値$\overline{\lambda_a}$[W/m•K]

$$\overline{\lambda_a} = \frac{1}{780}\int_{20}^{800} \lambda_a(\theta)d\theta \qquad (2.2.1)$$

と粗骨材の体積比率V_a[m³/m³]の関数としてFig.2-2-7に示す。図中の黒丸が計算した値であり、その他の点は内挿してプロットしたものである。図からコンクリートの調合により非加熱面の最高温度が変化する範囲を読みとると７０㎜の壁では１５５～２５８℃、１００㎜の壁では１４５～２６３℃となり非常に大きい。

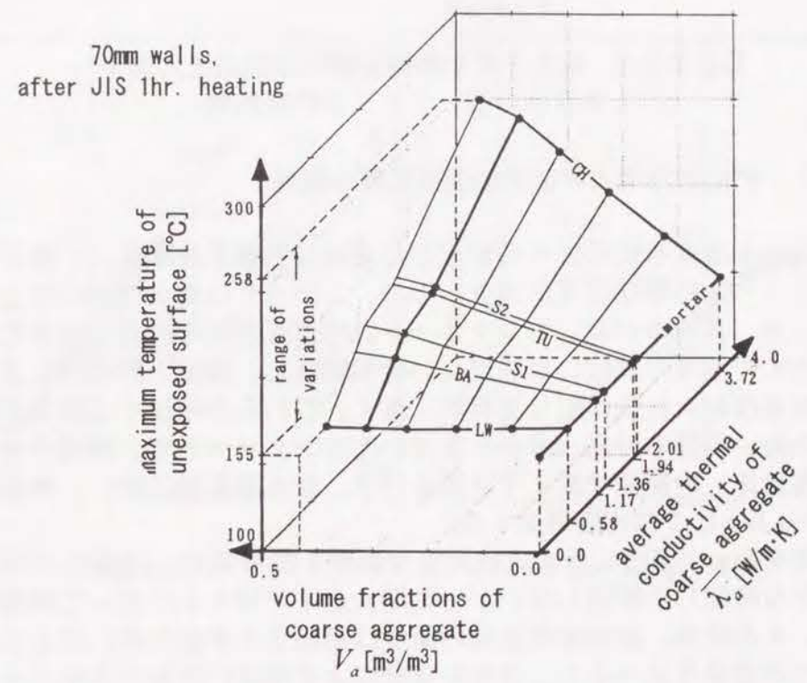


Fig.2-2-6　調合と非加熱側表面の最高温度の関係
（７０mm壁、ＪＩＳ１時間加熱）

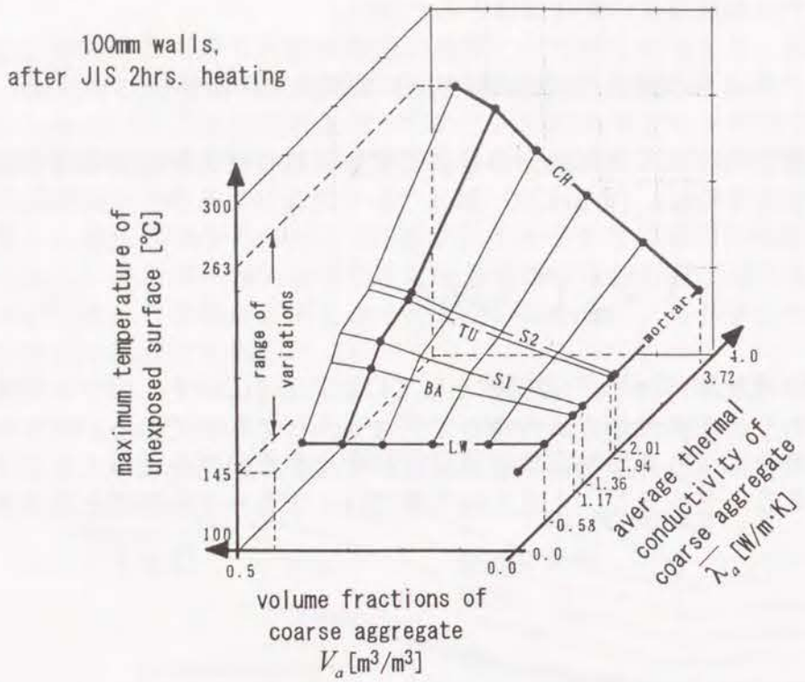


Fig. 2-2-7　調合と非加熱側表面の最高温度の関係
（１００mm壁、ＪＩＳ２時間加熱）

２．２．２　初期含水率と非加熱側表面温度の関係

コンクリートの含水状態はその耐火性に複雑な影響を及ぼす。一般に高含水率のコンクリートは熱伝導率が大きいので、この点では耐火性能に対して不利に働く。一方、含水率が高いコンクリートは物理吸着水の脱着に要する時間が長くかかるので温度の横ばい現象が長い時間継続し、温度上昇を抑える効果がある。この点は耐火性能に対して有利に働く。これらの相反する現象の効果を考慮するため、前節の砂岩（Ｓ１）を用いたコンクリートで、初期含水率を１～４％（重量比）の範囲で変えて計算を行う。含水率変動に伴い、熱伝導率はFig. 2-2-8のように１割程度増加する。

計算結果をFig. 2-2-9に示す。初期含水率が１％の場合には温度の横ばい現象はわずかな時間しか継続しないが、初期含水率が増えるに従って継続時間が長くなる。その結果、非加熱側表面の温度は初期含水率が大きいほど低くなる。上述の２つの効果を比べると、含水の蒸発による横ばい現象の方が大きな影響を持つ。最高温度のばらつき範囲は、７０mm壁で１４℃、１００mm壁では１５℃であった。コンクリートの調合による変動が１００℃以上あることと比べると、かなり小さい。

Fig. 2-2-9により得られた最高温度を、初期含水率の関数としてプロットするとFig. 2-2-10となる。ここで計算した範囲では、初期含水率と最高裏面温度とほぼ線形関係にあり、変化率は７０mm、１００mmともに約３．５[℃/%-wt.]となる。しかし、初期含水率が高い領域ではその変化率が小さくなる傾向が現

れており、これ以上初期含水率が高くなってもあまり変動しないものと予想される。

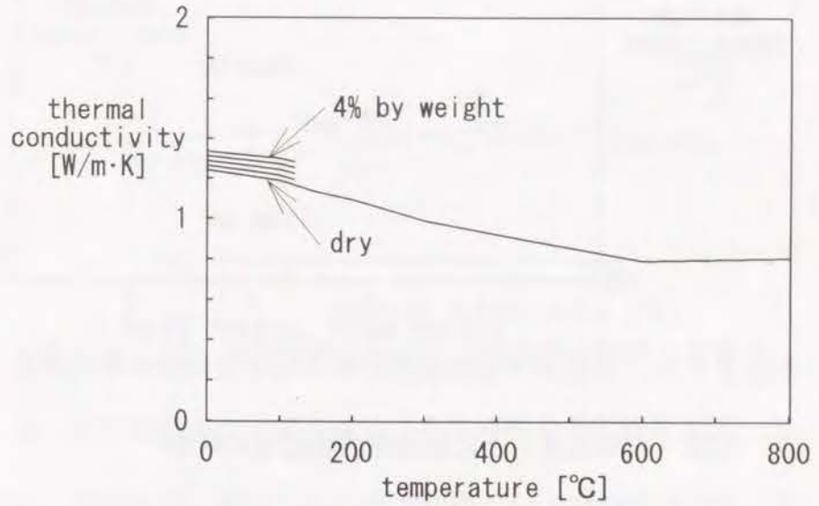


Fig. 2-2-8　熱伝導率の含水率依存性

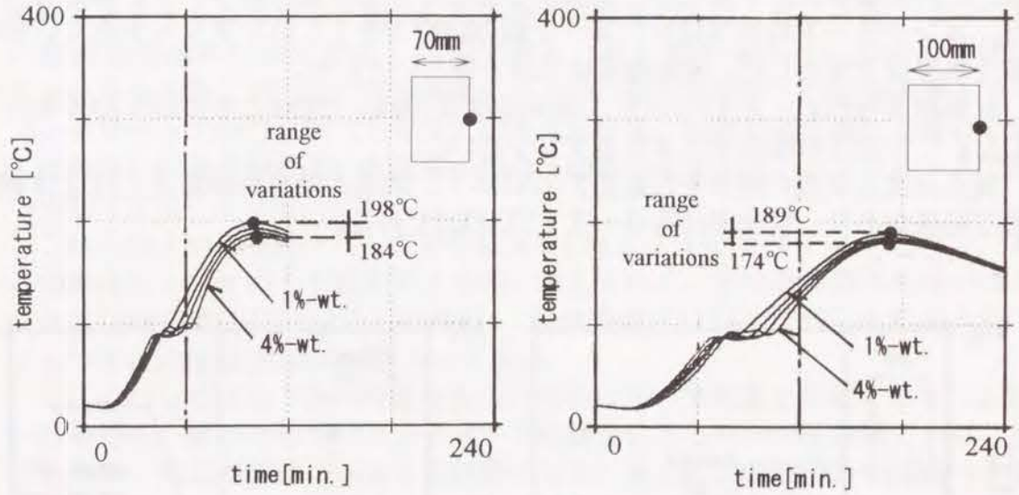


Fig. 2-2-9　初期含水率の違いによる温度経過の変化

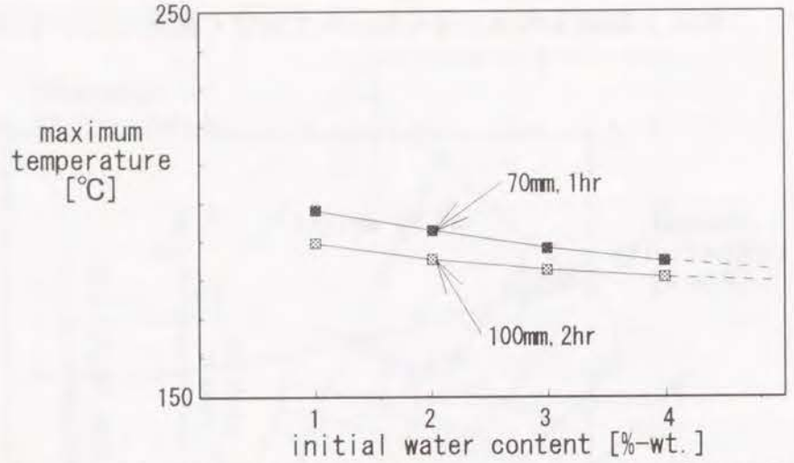


Fig.2-2-10　非加熱側表面温度の最大値と初期含水率の関係

２．２．３．気温（初期温度）と非加熱側表面温度の関係

ＪＩＳ規格では、最高温度が気温に関わらず２６０℃を越えないことが要求されている。そのため、夏期に耐火試験を行うと冬季に比べて厳しい試験となる。この影響を検討するため、気温が５℃と３５℃に場合について計算を行った。コンクリートの調合は２．２．１節の砂岩（Ｓ１）コンクリートとし、初期含水率は３％とした。初期温度は気温と等しいとした。

計算結果をFig.2-2-11に示す。最高温度は70mm、100mmともに23℃の差が生じた。この差は気温差30℃よりも少し小さい。

最高温度と気温の関係をFig.2-2-12に示す。気温と最高裏面温度とはほぼ線形な関係があり、変化率は約０．７７[℃/℃]である。

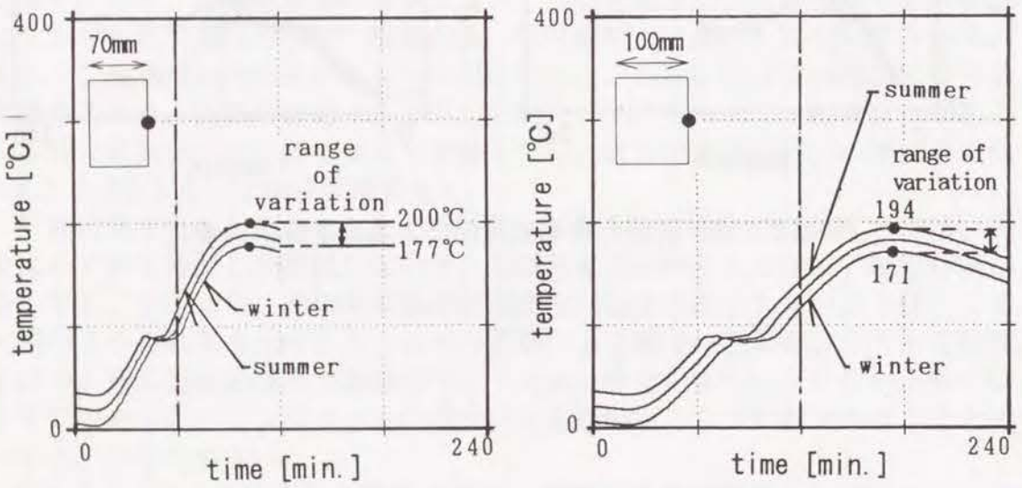


Fig.2-2-11　気温の違いによる温度経過の変化

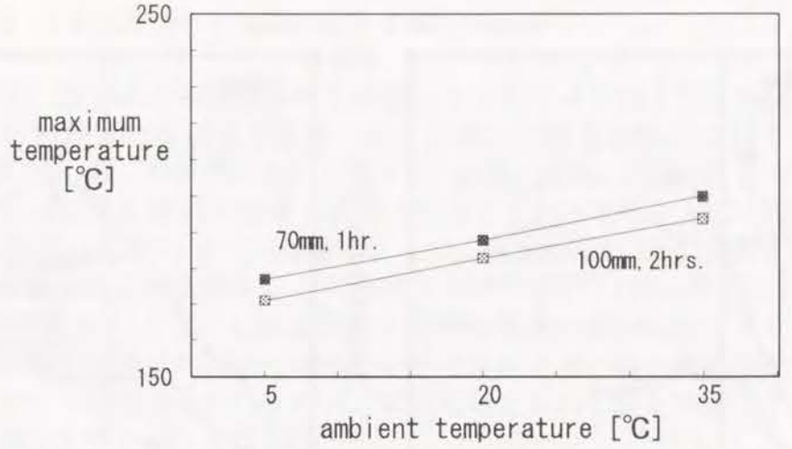


Fig.2-2-12　非加熱側表面温度の最大値と気温との関係

２．２．４　非加熱側表面温度のばらつきの範囲とその補正方法

本節では、前節までに検討した各要因が複合した場合の検討を行ない、その結果から非加熱側表面温度のばらつきの範囲を示す。これまでに検討した３つの要因のそれぞれについて、最も耐火性能が劣ると考えられる場合および最も優れると考えられる場合が複合した条件で計算を行えば、起こり得るばらつきの範囲を理論的に確定することができる。最も劣る場合としては、骨材にチャートを大量に用いた（体積比率で４３％）乾燥状態の（初期含水率１％）コンクリートでかつ夏期（３５℃）が考えられる。反対に最も優れる場合としては骨材に軽量骨材を用いた湿潤状態の（初期含水率４％）コンクリートでかつ冬期（５℃）となる。

これらの２つの条件で行った計算結果をFig.2-2-13に示す。各グラフの二本の曲線はばらつきの上下限を示すものと考えられる。非加熱側表面温度のばらつきは70mmの壁で136～279℃の範囲、100mmの壁で115℃～280℃の範囲となる。ばらつきの範囲は100mmの壁の方が大きい。

ここで示したばらつきの範囲を各要因毎のばらつき範囲と比較するとFig.2-2-14を得る。要因としてはコンクリートの調合によるものが圧倒的であり、初期含水率、気温の影響は±１０℃前後である。さらに、各要因毎のばらつきを単純に加算すると、本節で示した全体のばらつきの範囲と非常に良く一致する。よって、各要因の影響を線形に重ね合わせれば最高温度をほぼ推定できる。

このことを利用して、耐火試験結果の補正に用いることが可能である。すなわち、含水率、気温が異なる供試体の試験結果を本節で示した感度係数を用いて換算すれば、試験結果の相互比較が可能である。

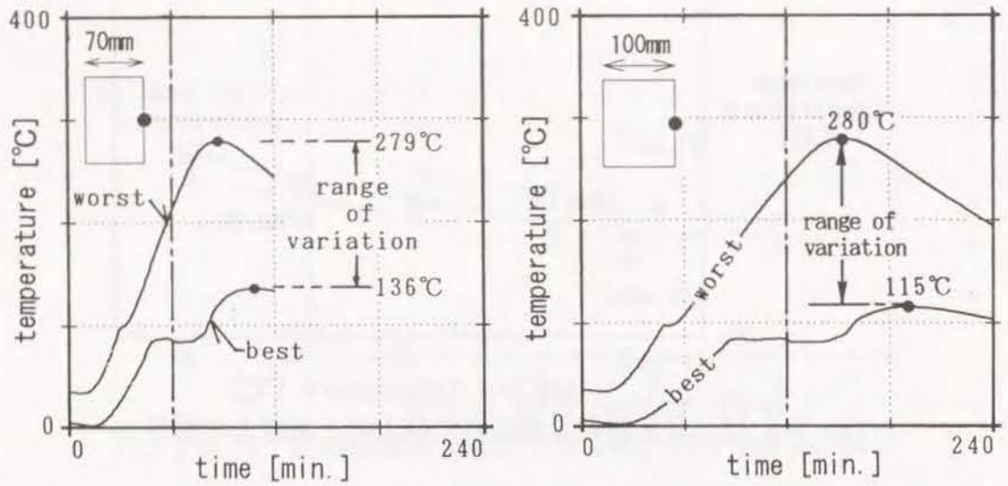


Fig.2-2-13　温度経過のばらつきの範囲

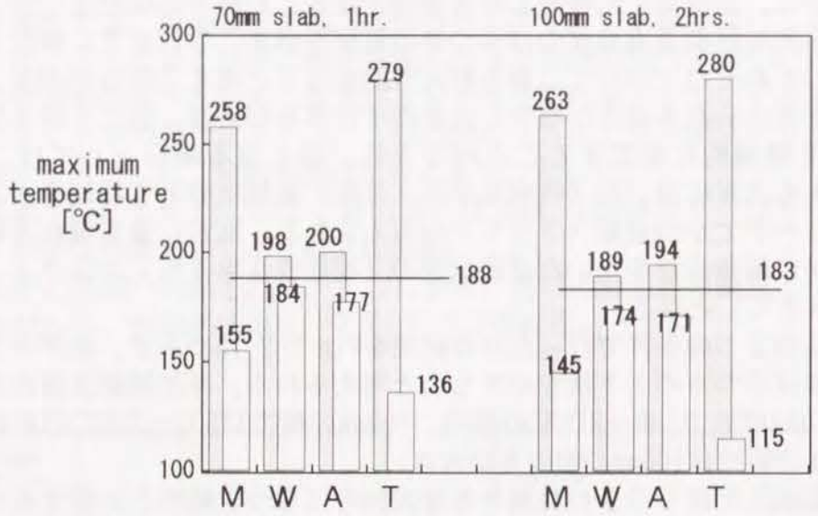


Fig.2-2-14　非加熱側表面温度の最高値のばらつき
（M：調合、W：初期含水率、A：気温、T：全体）

2．3　耐火設計方法に関する検討

本節では、非加熱側表面温度のばらつきの範囲を計算し、それに基づいて耐火設計を行う方法を提案する。耐火性能の評価はＩＳＯ　８３４に基づく。すなわち、耐火時間t_{fr}[min.]を

$$t_{fr}=（非加熱側表面温度が１４０℃上昇する時間）\qquad (2.3.1)$$

により定義する。

２．３．１　コンクリートの調合と耐火時間の関係[7)]

前節で示したものと同じ調合の６種類のコンクリートがＩＳＯの標準加熱曲線に従って加熱される場合を計算した。初期含水率も前節と同じく３％とし、気温は４℃とした。計算結果をFig.2-3-1に示す。70mm、100mmともに骨材の種類により裏面温度の経過が大きく影響されることがわかる。特に100mm壁の方が影響の度合いは大きい。ISO規格に従って、裏面温度が140℃上昇するまでの時間として耐火時間を定義すると70mm壁では54～83分、100mm壁では95～164分となる。ISO規格によっても熱伝導率が大きな骨材を用いた場合（ＣＨ）には耐火時間が短く評価され、熱伝導率が小さな骨材を用いると長めの耐火時間となる。チャートの場合を除外すれば、耐火時間はおおむね１時間（７０mm）および２時間（１００mm）となる。

チャート、軽量骨材に二種類について、その使用量を変えると温度経過がどのように影響されるかを検討した結果をFig.2-3-2に示す。設定条件は前節と同一にしてある。チャートの場合には骨材使用量が増えると裏面温度が急激に上昇し、耐火時間が短くなる。軽量骨材の場合には、熱伝導率の変化がほとんどないので使用量を変えても耐火時間はほとんど変化しない。

以上の検討で得られた耐火時間を、前節と同様にして骨材の平均熱伝導率と骨材使用量の関数としてFig.2-3-3およびFig.2-3-4とに示す。耐火時間のばらつき範囲は７０mm壁で５０～８３分、１００mm壁で８７～１６４分となる。

7）Harada,K.,Terai,T.,"Fire Resistance of Concrete Walls", Fire Science and Technology, pp.215-220, International Academic Publishers, 1992

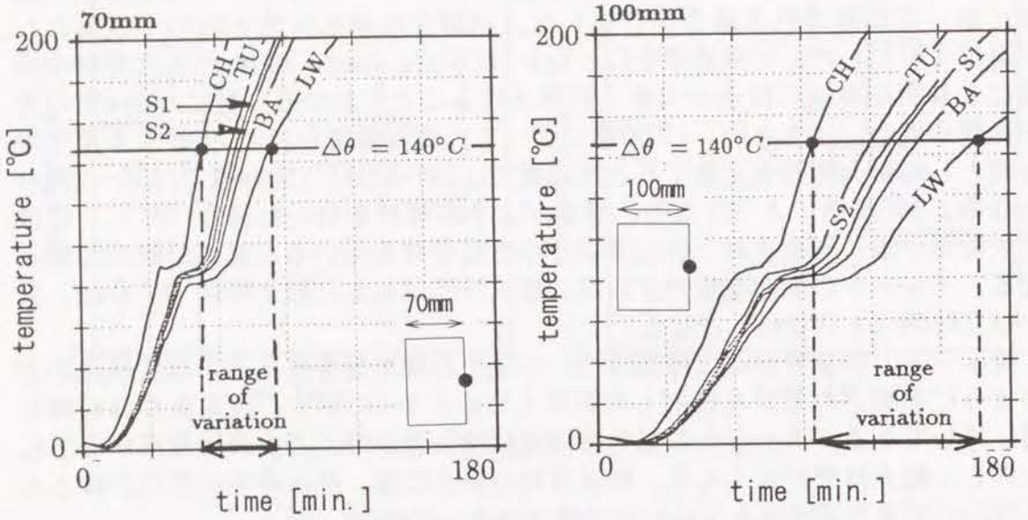


Fig. 2-3-1　骨材の種類と非加熱側表面温度経過の関係

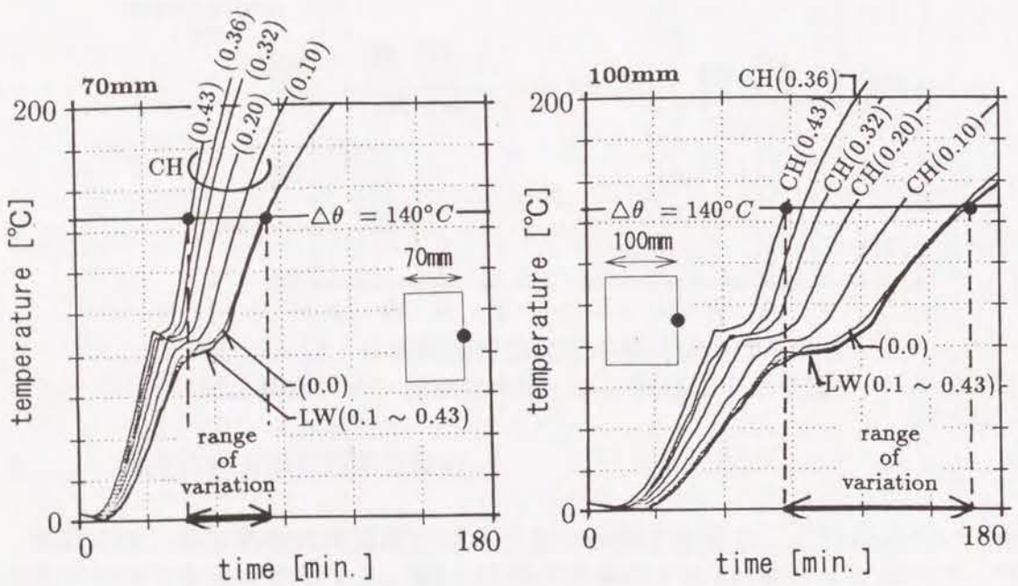


Fig. 2-3-2　骨材使用量と非加熱側表面温度経過の関係

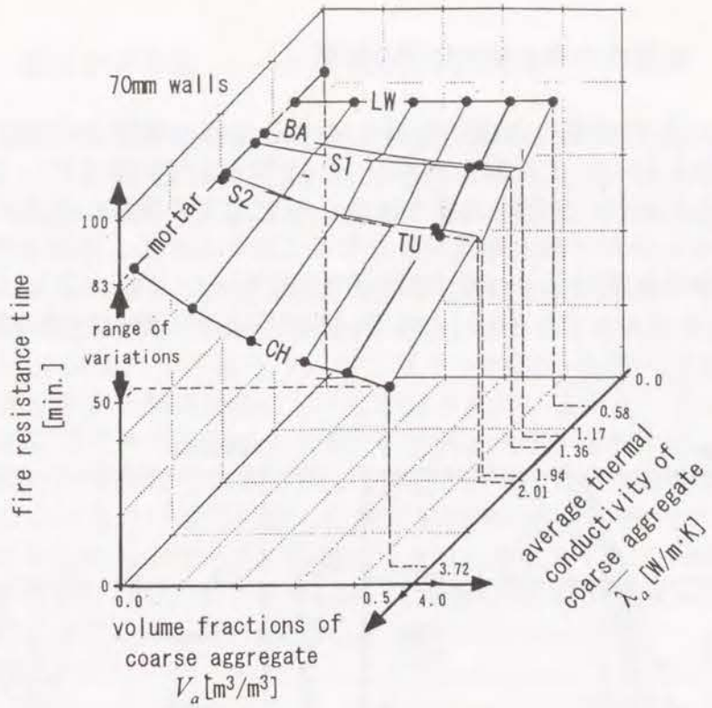


Fig. 2-3-3　コンクリートの調合による耐火時間のばらつき
（７０mm壁）

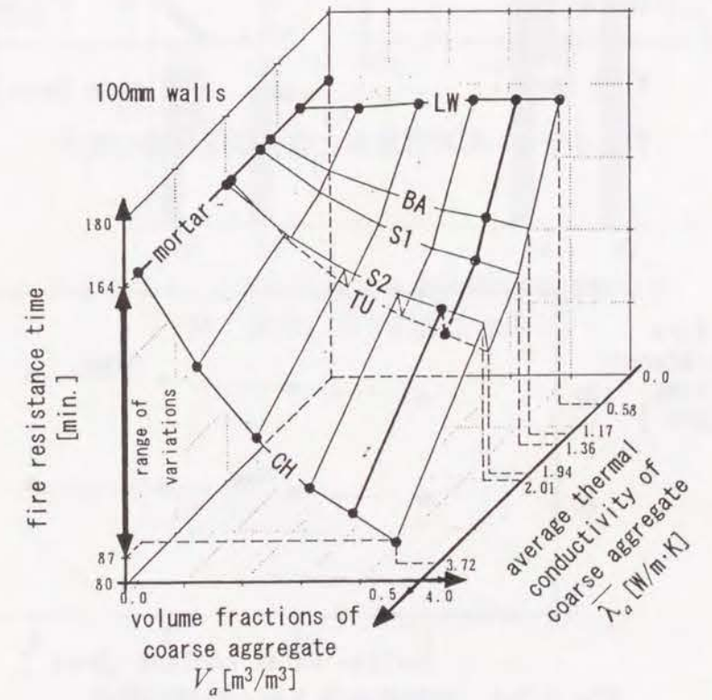


Fig. 2-3-4　コンクリートの調合による耐火時間のばらつき
（１００mm壁）

2．3．2　初期含水率と耐火時間の関係

コンクリートの初期含水率の影響を調べるため、前節と同様に砂岩コンクリート（Ｓ１）について初期含水率が１～４％として計算を行った。計算結果をFig.2-3-5に示す。初期含水率が大きいほど温度の横ばい現象の継続時間が長くなり、その分だけ耐火時間が長くなることがわかる。初期含水率の変動によるばらつきの範囲は７０mm壁で64～74分(2.5[min./(%-wt.)]、１００mm壁で121～140分(4.8[min./(%-wt.)]となる。初期含水率と耐火時間の関係をFig.2-3-6に示す。

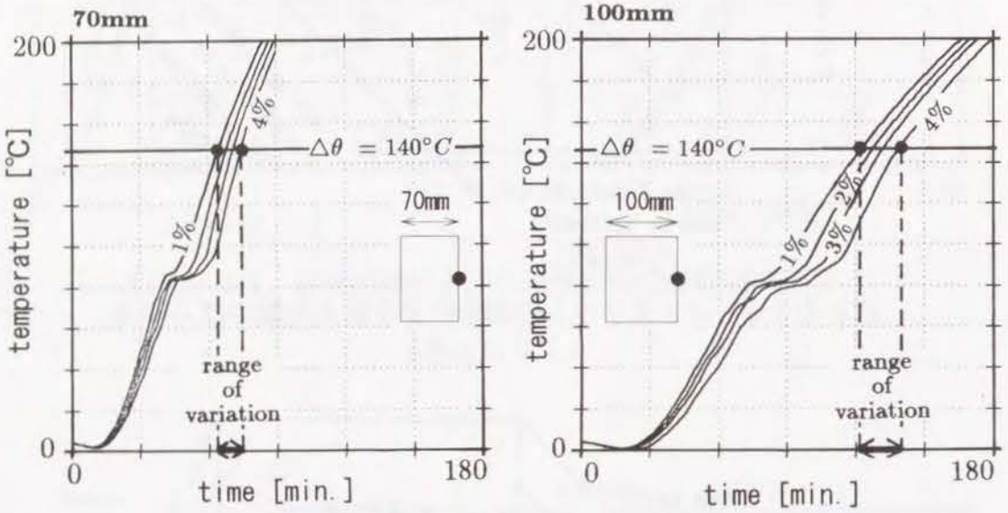


Fig.2-3-5　初期含水率と裏面温度経過の関係

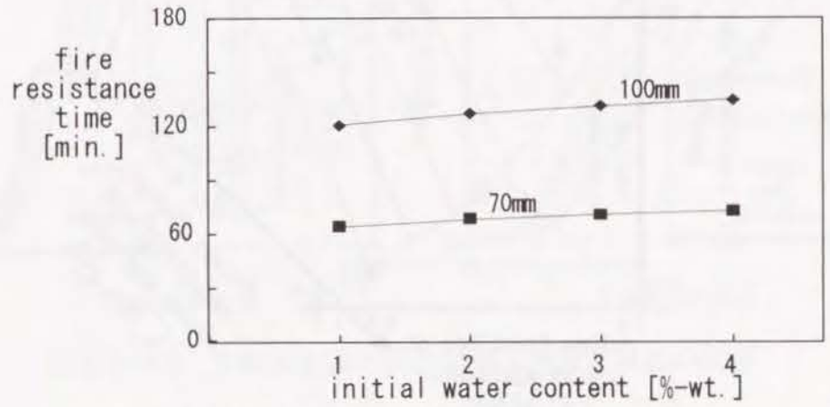


Fig.2-3-6　初期含水率と耐火時間の関係

2．3．3　耐火設計方法

Fig.2-3-7は、調合と含水率の変動による耐火時間のばらつき範囲を示したものである。ＪＩＳ法での検討と同様に、調合によるばらつきが初期含水率によるものよりもかなり大きい。また、１００mmの方がばらつきの範囲が大きくなる。

このばらつきを考慮して必要な耐火時間を得るための方法について考察する。いま仮に70mmの壁に対しては要求耐火時間を１時間とすると、Fig.2-3-3より耐火時間が60分以上となるようなコンクリートの調合を選べば良い。ただし、同図は初期含水率が３％の場合について作成されているので、含水率の変動に対する余裕が必要である。Fig.2-3-7より初期含水率が３％から１％に変動すると耐火時間は約４分短くなる。よってFig.2-3-3にて耐火時間が64分となる範囲の調合ならばＩＳＯ基準に従った耐火１時間の性能を満たす。Fig.2-3-8はこの範囲を示したものである。同様に１００mm壁に対して２時間の要求耐火性能を満たすためには、Fig.2-3-4において耐火時間131分となる範囲の調合を選べば良い。よって、Fig.2-3-9を得る。

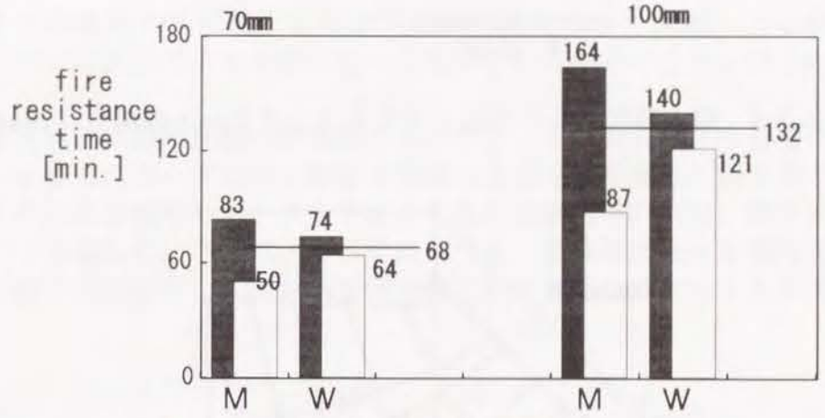


Fig.2-3-7　ＩＳＯ法による耐火時間のばらつき
（M：調合、W：初期含水率）

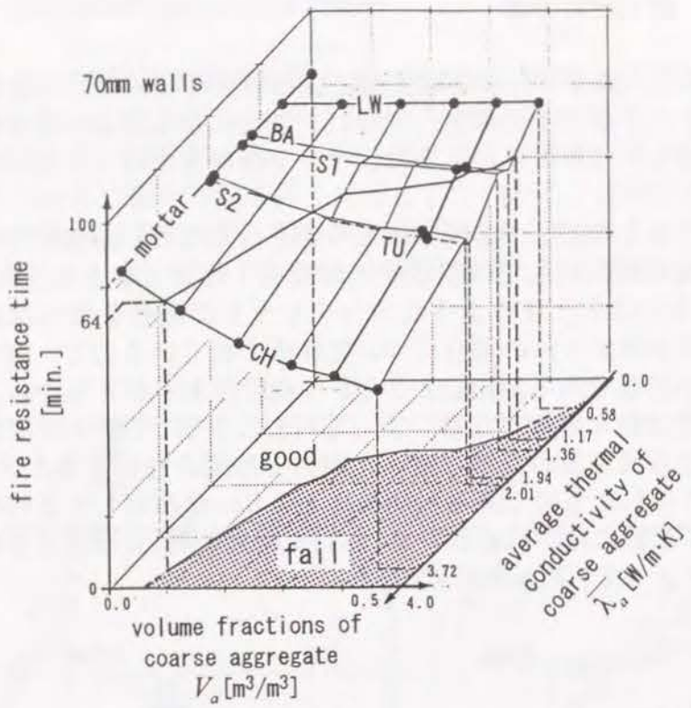


Fig.2-3-8　耐火時間が６０分以上となるコンクリートの調合（70mm壁）

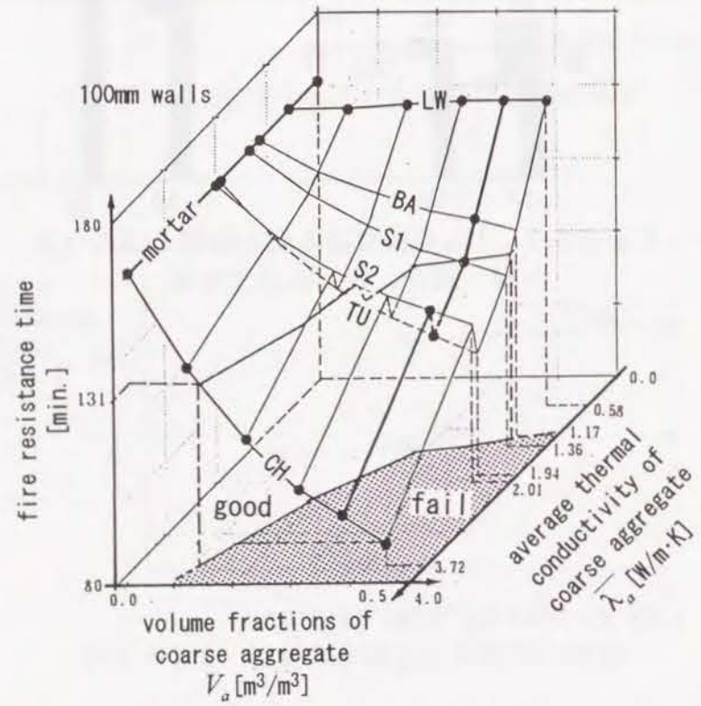


Fig.2-3-9　耐火時間が１２０分以上となるコンクリートの調合（100mm壁）

第２章のまとめ

第１章において定性的に考察した要因（コンクリートの調合、初期含水率、気温）が、耐火試験結果に与える影響を数値計算により定量的に検討した。

コンクリートの調合については、天然骨材５種類と人工軽量骨材１種類について粗骨材の種類と使用量が変わると温度上昇経過がどのように変化するかを調べた。始めに、第一部第２章の方法に基づいて物性値を推算したところ、熱伝導率が骨材の種類に強く依存して変化することが明らかとなった。一般的な砂岩コンクリートと比較すると、チャートコンクリートは約３割大きく、軽量コンクリートは２割程度小さい。

この物性値を用いて数値計算を行ったところ、厚さ70mmの壁のＪＩＳによる１時間加熱試験では非加熱側表面温度の最大値が１５５～２４７℃の範囲で変動した。厚さ100mmの壁の２時間加熱試験では、１４５℃～２５０℃の範囲で変動した。

初期含水率に関しては、１～４％の範囲で変えて計算を行った。その結果、非加熱側表面温度の最大値は、70mm壁では１４℃、100mm壁では１５℃変動した。気温については、５℃～３５℃について計算したところ、70mm、100mmともに２３℃の変動が生じた。このように、初期含水率、気温による変動幅は、コンクリートの調合によるものに比べるとはるかに小さいことが明らかとなった。

初期含水率と気温の変動の影響を、コンクリートの調合による影響に線形で重ねあわせれば、トータルの変動幅と実用上は十分な精度で一致することを示した。この性質を利用して、ＪＩＳによる耐火試験結果の気温、含水率補正方法について言及した。さらに、ＩＳＯに基づき、要求耐火性能を満たすコンクリートの調合の範囲を、初期含水率の不確定性を考慮して決定する方法を示した。

第３章　デッキプレート合成床版に関する検討

これまでは一次元形状の部材について、その耐火性能の基本的な性質について検討してきた。本章では、二次元形状部材としてデッキプレート合成床版を取り上げる。まず始めに、過去に行われた耐火試験と同じ条件を与えて計算を行い、実験結果と計算結果との照合を行うとともに、熱と物質の二次元的な流れを明らかにする。次に、これ以外のより広い範囲の断面形状について計算を行ない、断面形状と耐火性能の一般的な関係を調べる。なお、デッキプレート合成床版では、溝の底部のコンクリートが厚い部分を谷部、溝以外でコンクリートが薄い部分を山部と呼ぶのが慣例となっているので、本章でもそれに従う。

３．１　デッキプレート合成床版の耐火試験のシミュレーション

デッキプレート合成床版は鉄骨構造の床として広く用いられており、２スパン以上の連梁で、梁間や荷重がある一定の条件を満たすものは耐火被覆を施すことなく２時間耐火構造として使用されている[1)]。

Fig.3-1-1に示す形状のデッキプレート合成床版（普通コンクリート）についてはＪＩＳによる２時間耐火試験が行われており、そのデータの一部が公表されている[2)]。本節では、公表データからわかる範囲で同一の条件を与えて計算を行う。リブ高さは５０mm、最小厚さは９０mmであり、上端から３０mmの位置に溶接金網（６φ×@１００mm）が配置されている。

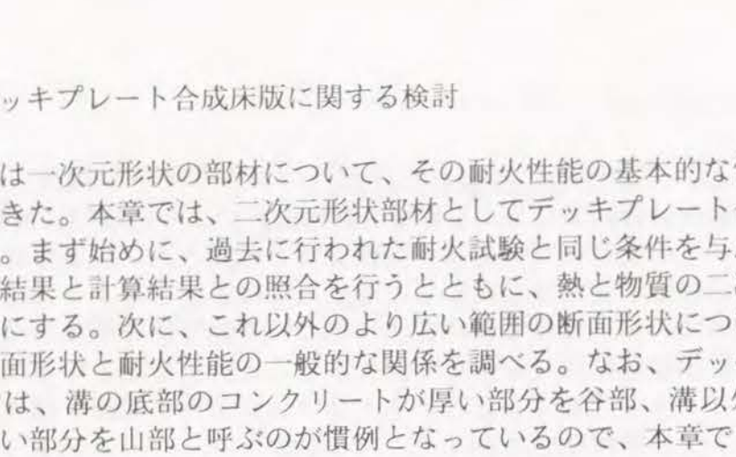


Fig.3-1-1　供試体

３．１．１　計算条件

前章の検討で明らかなように、コンクリートの物性値は調合に大きく依存し

1) 建設省住宅局建築指導課監修、(社)鋼材倶楽部編集、デッキプレート床構造設計・施工基準、技報堂出版、1987
2) （社）鋼材倶楽部、「合成スラブの耐火構造に関する研究報告書」、1984

て変化するので、耐火試験時の温度等を精度良く予測するためにはコンクリートの調合に基づいて物性値を推算することが必要である。しかし、コンクリートの調合は、公表データされたデータを見る限りでは不明であるので、前章の緑簾石質砂岩コンクリートの値(Fig.2-1-2)を用いた。初期含水率は重量比で５．２%、初期温度は３０℃であった。

境界条件は、実験時の条件とできる限り等しく与えた。加熱側の雰囲気温度はＪＩＳの標準加熱曲線の温度とし、加熱炉停止後は炉内温度の典型的な測定値を与えた。加熱側の熱伝達率は表面がデッキプレートで被覆されていることを考慮して与える。デッキプレートがコンクリートに密着していれば、その熱容量および熱抵抗は無視できるオーダーであるが、実験開始後しばらくすると、熱膨張によりデッキプレートがコンクリートから剥離して空洞が生ずるため、対流および輻射に対しての抵抗が増大する。ゆえに、加熱側の対流熱伝達率は12[W/m^2•K]、総合輻射率は0.15[-]とした。これらの値は通常使われている値の半分である。水分に対しては、デッキプレートに隙間がなく完全にシールされているならば、水蒸気伝達率を零とおけばよい。しかし、実験では供試体の木口等からの水蒸気の漏れが多数観察されるので、水蒸気伝達率が零とは考えられない。ここでは、水蒸気伝達率を通常の半分とした。非加熱側の雰囲気温度は30℃とし、熱伝達率は常用値23[W/m^2•K]とした。

計算領域は、デッキプレートの対称性を考慮し、Fig.3-1-1の断面の一部を取り出した。これをFig.3-1-2のように長方形要素に分割して、各要素の重心に節点を設ける。節点数は６０であり、各節点毎に５つの未知数（温度、全圧、水蒸気分圧、物理吸着水および結晶水の含水率）があるため総計３００元の連立方程式となる。

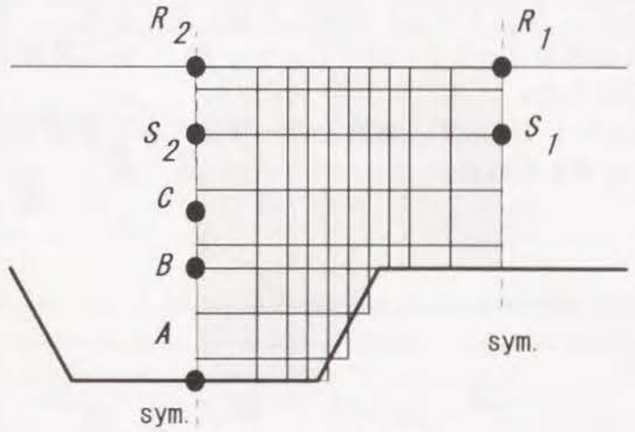


Fig.3-1-2　要素分割

３．１．２　計算結果と実験結果との比較[3)]

上述の条件で、４時間まで計算をおこなった。Fig.3-1-2の各測定点での温度経過を計算値と測定値を比較してFig.3-1-3～Fig.3-1-5に示す。Fig.3-1-3

3) 原田和典、寺井俊夫、「火災時のデッキプレート合成床版内の熱・水分移動の解析」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第33号・計画系、pp.117-120、1993

のコンクリート内部温度のうち、加熱側表面のＡ点では加熱開始後の４０分程度までは実験値のほうが温度が高い。計算では加熱初期からデッキプレートとコンクリートの間に空気層が生ずると仮定しているが、実験では加熱初期にはデッキプレートがコンクリートに密着しているため、炉内からコンクリートまでの熱抵抗が小さいためであろう。実験値では３０分と４５分の間でコンクリート温度の上昇が鈍っており、この時期にプレートがコンクリートから剥離したものと推測される。４５分以降は実験値と計算値の差は次第に少なくなる。Ｂ点、Ｃ点では計算値の方が温度が高めであるが、大略の傾向は良く一致している。

Fig.3-1-4の溶接金網温度は、１つの供試体で数カ所測定されているので、それを山部（S_1）と谷部（S_2）とに分けて測定値の範囲を網掛けにより示している。山部（S_1）の温度は実験値よりもやや高めであるが、谷部（S_2）の温度はほぼ完全に測定値の範囲内に入り、たいへん良く一致した。

Fig.3-1-5に示す非加熱側表面温度の経過は、１００℃の温度の横ばいまでは実験と計算は良く一致するが、それ以降は実験値のほうがかなり高い温度となる。実験時には非加熱側表面の温度を測定するために熱電対の熱接点を厚さ15㎜の杉板で覆っているが、ここで示した計算ではその影響を考慮していない。そのために大きな差が生じたものと予想される。

そこで、実験状況をより正確に模擬するため、杉板の影響を考慮した計算を改めて行なった。本来ならば杉板内部の熱と水分の移動および蓄積を考慮し、コンクリート部分とリンクさせた解析を行うべきであるが、計算が煩雑になる。そこで、Fig.3-1-6に示すように、山部あるいは谷部の一方が杉板で覆われていると仮定し、この部分については杉板の熱抵抗と湿気抵抗を考え、熱伝達率と水蒸気伝達率の値を変更した。対流熱伝達率はもとの値に杉板の熱抵抗（熱伝導率0.11[W/m•K]、厚さ0.015m）を加えた値5.27に変更し、水蒸気伝達速度には杉板の湿気伝導率（$=1.7\times10^{-11}$[kg/m•s•Pa]）から計算した抵抗を加え、1.58×10^{-4}[m/s]とした。

計算結果をFig.3-1-7に示す。実験との一致は大きく改善され、実用上は十分な精度があると考えられる。

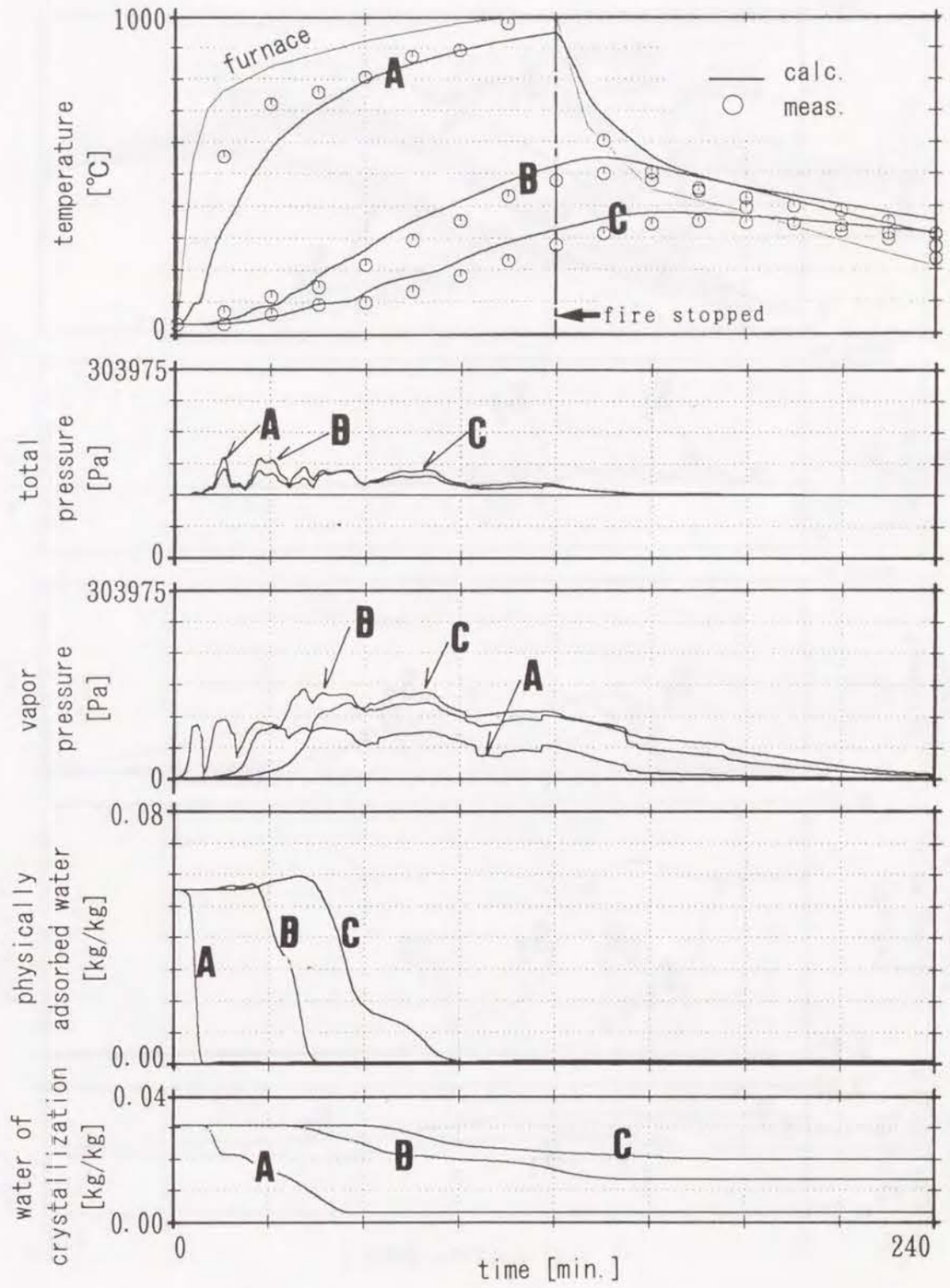


Fig.3-1-3　計算結果と測定値との比較（コンクリート内部）

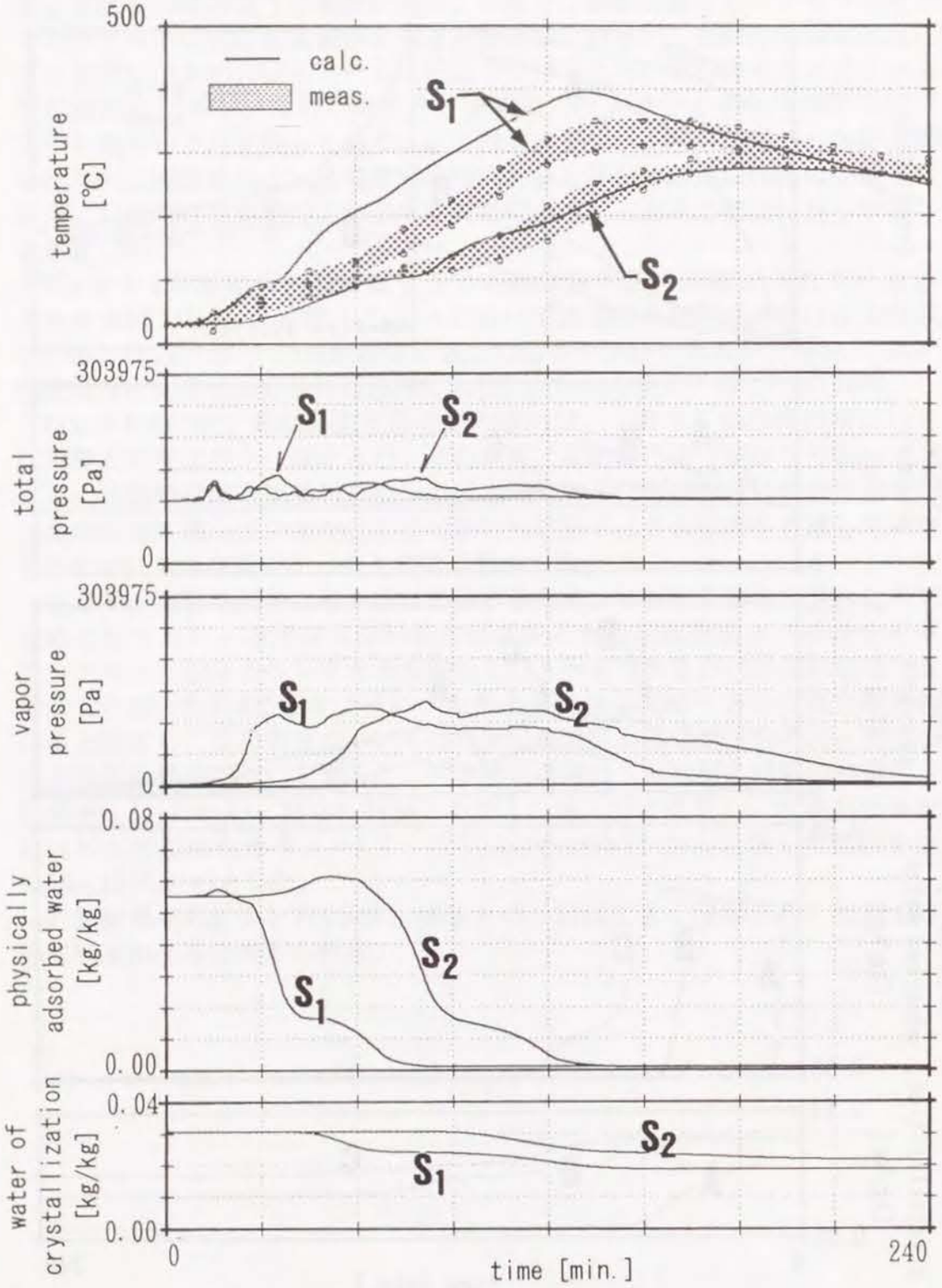


Fig. 3-1-4　計算結果と測定値との比較（溶接金網）

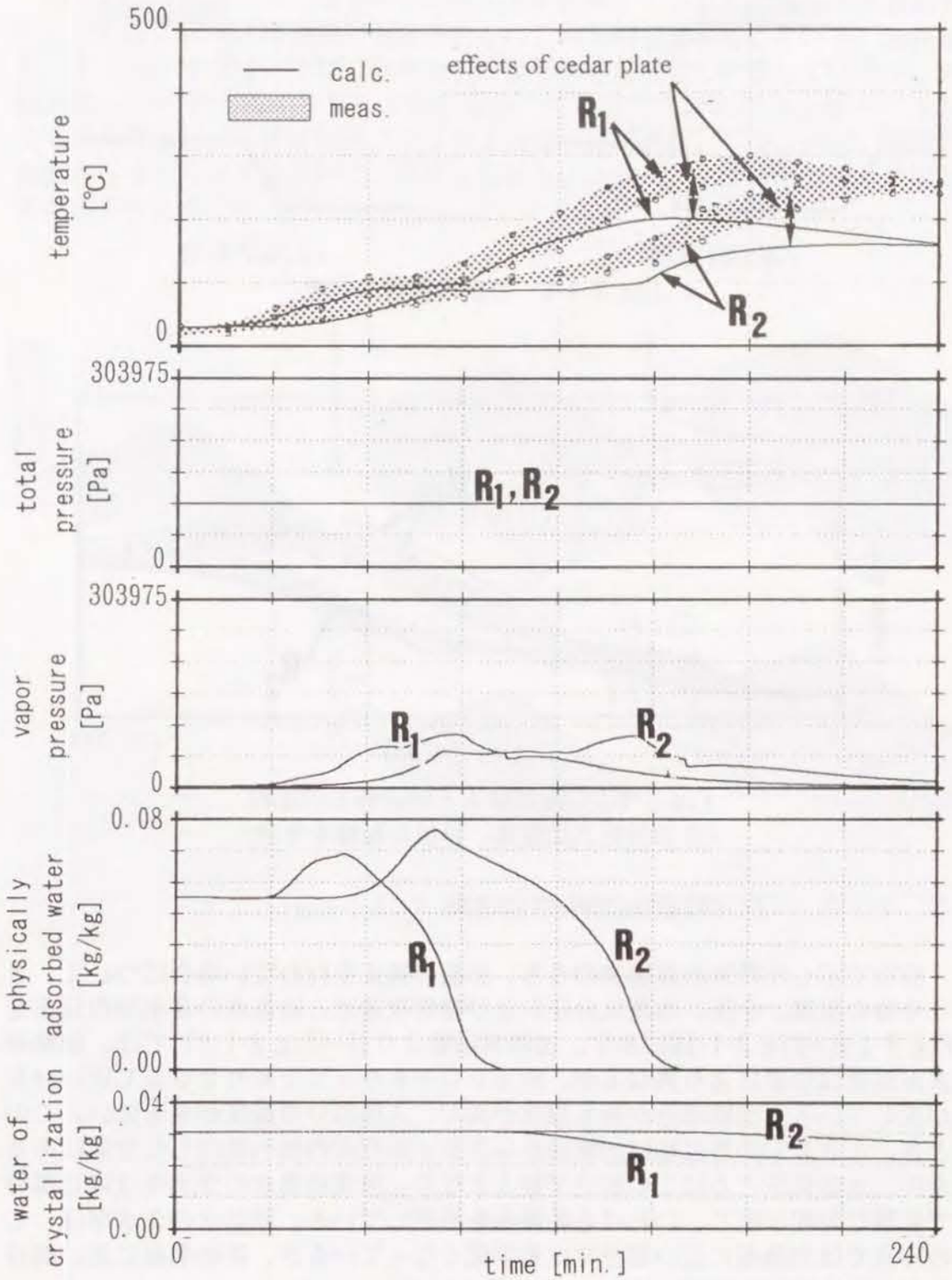
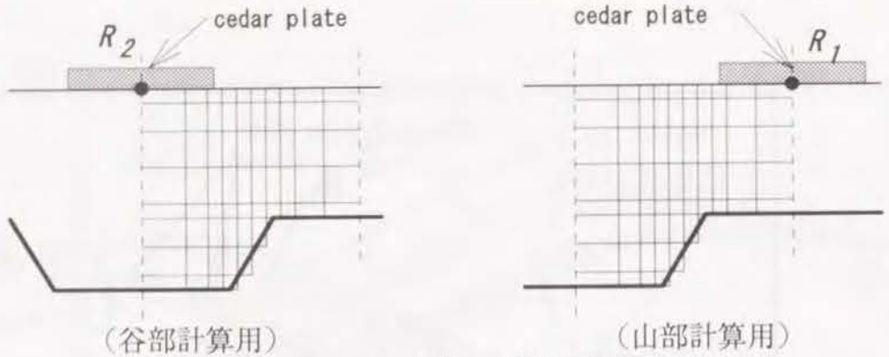


Fig. 3-1-5　計算結果と測定値との比較（非加熱側表面）



（谷部計算用）　　（山部計算用）

Fig. 3-1-6　杉板の影響の考慮

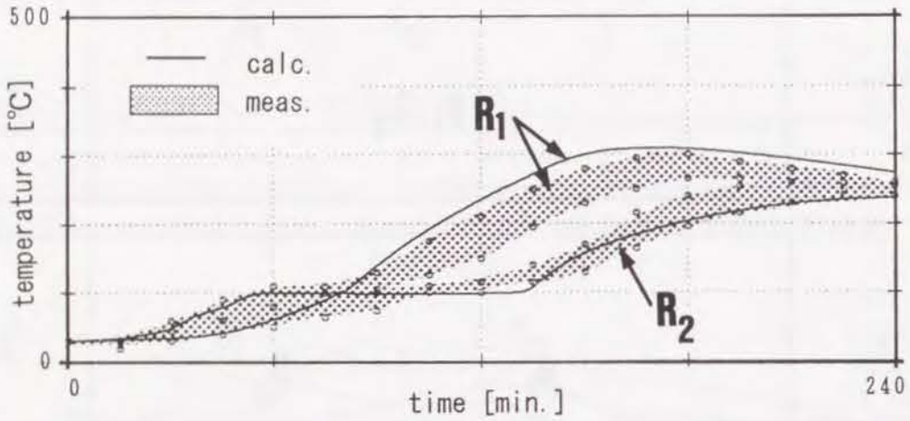


Fig. 3-1-7　計算結果と測定値との比較
（非加熱側表面温度、杉板の影響を考慮）

3．1．3　二次元的過程についての考察

前項で示した計算計算結果のうち、杉板の補正を行わない場合について、３０分毎の温度、全圧、水蒸気分圧および物理吸着水と結晶水の含水率の分布をFig. 3-1-8～Fig. 3-1-16に示す。加熱開始後３０分（Fig. 3-1-9）では、加熱側表面温度は位置により異なるが、約４００～６００℃であり２００℃近い分布が生じている。出隅部分が最も温度が高く、入隅部分の温度が最も低い。このとき、１００℃の等温線は加熱面から３０mm程度内部へ進行した位置にある。全圧、水蒸気圧ともにこの部分で最大となり、物理吸着水の含水率は同じ部分で急激な勾配が生じ、いわゆる乾燥面を形成している。結晶水の含水率は、この時点では加熱面に近い部分では多少低くなっているが、非加熱面に近い部分はまだ熱分解が生じていない。

同様な傾向は、加熱開始後６０分（Fig. 3-1-10）、９０分（Fig. 3-1-11）、１２０分（Fig. 3-1-12）まで続く。１５０分（Fig. 3-1-13）ではすでに加熱炉が停止しているため、加熱側表面温度は１２０分時よりも低下しているが、非加熱側に近い部分の温度は上昇しており、物理吸着水の含水率はほとんど零となっている。これ以降は水蒸気の発生がほとんどないため、１８０～２４０分

（Fig. 3-1-14～Fig. 3-1-16）では全圧および水蒸気圧が徐々に低下してゆく。

以上の計算結果から、３０分毎の乾燥面の位置と１００℃の等温線の位置をFig. 3-1-17に示す。等温線、乾燥面ともに二次元的な進行をしている。加熱初期（３０分、６０分）では、加熱側表面の形状とほぼ同じ形をしているが、時間が経つにつれて図の左側へずれて進行してゆくことがわかる。また、１００℃の等温線のほうが乾燥面よりも早く内部へ進行する。このことは、横ばい温度が１００℃よりも高いことを示しており、コンクリート内部の水蒸気圧が大気圧よりも高くなっている。

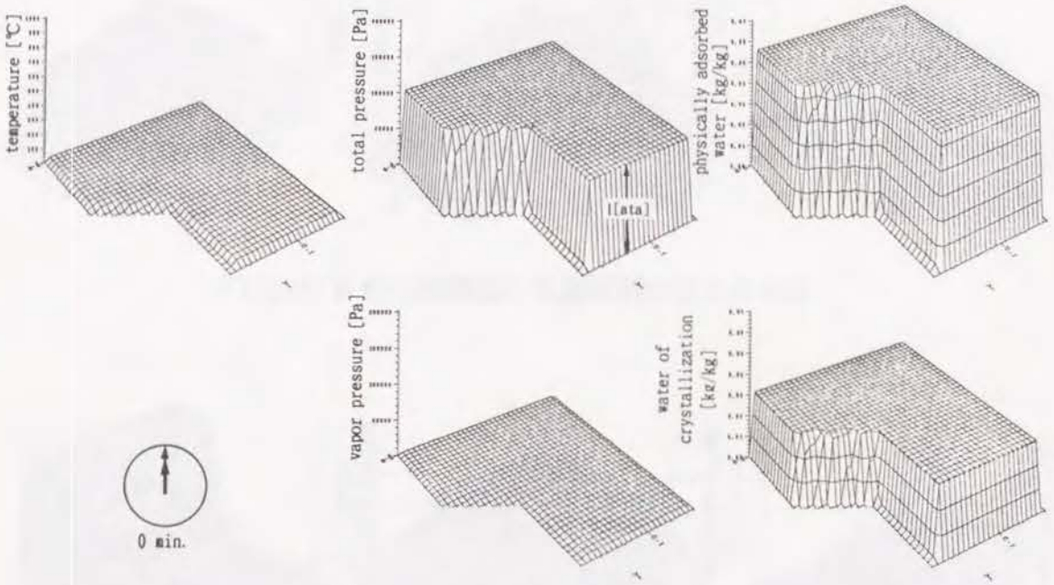


Fig. 3-1-8　計算結果（加熱開始前）

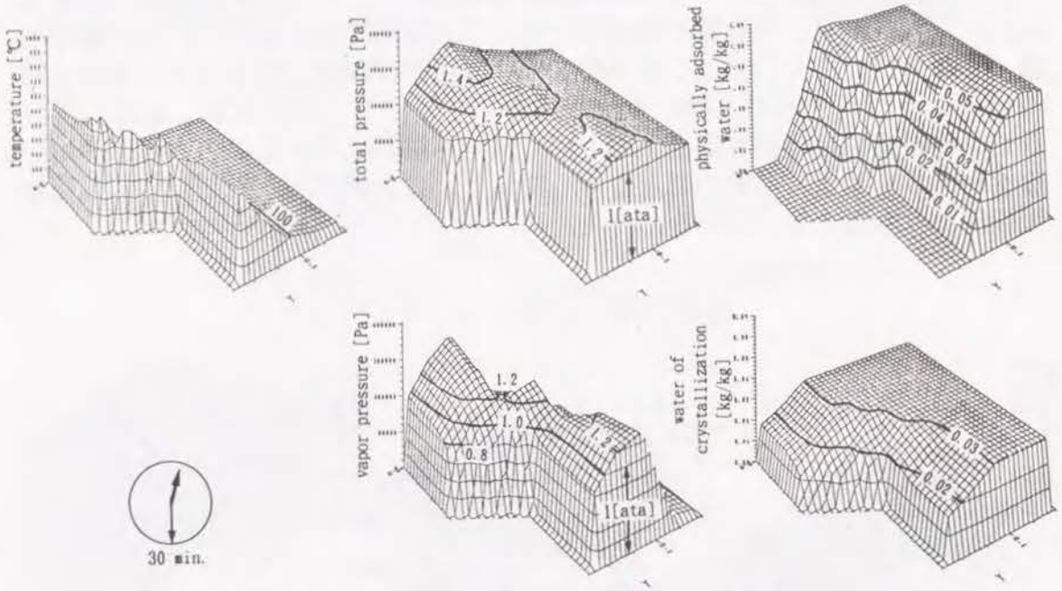


Fig. 3-1-9　計算結果（加熱開始後３０分）

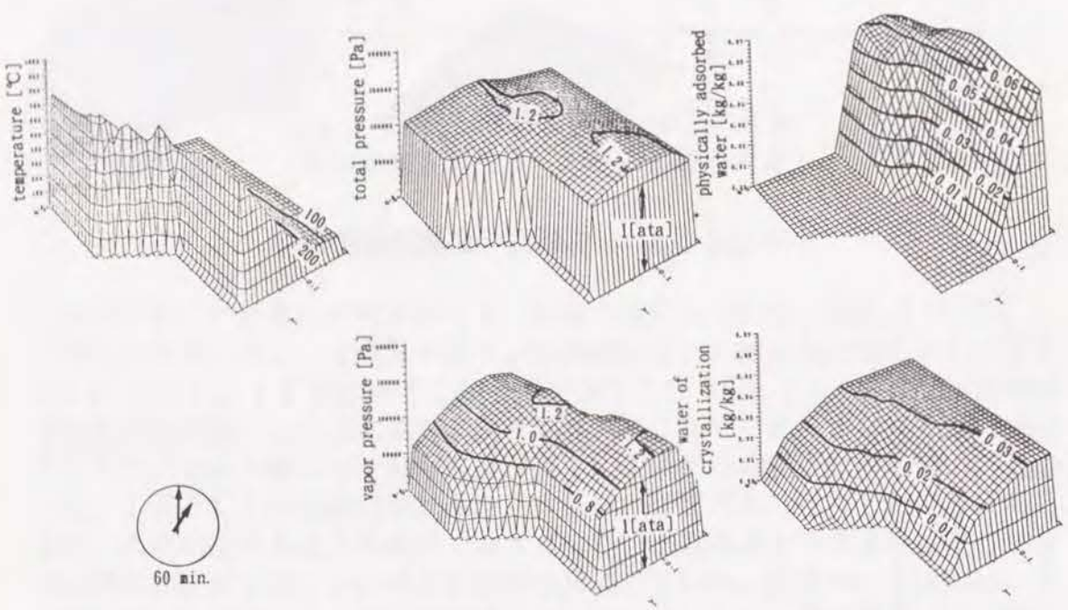


Fig. 3-1-10　計算結果（加熱開始後６０分）

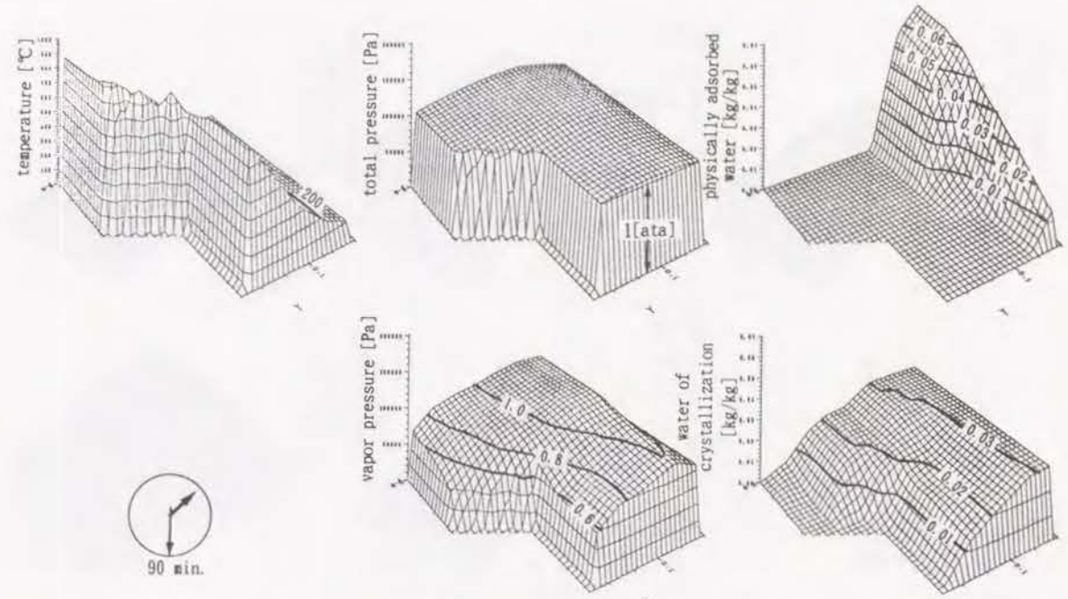


Fig. 3-1-11　計算結果（加熱開始後９０分）

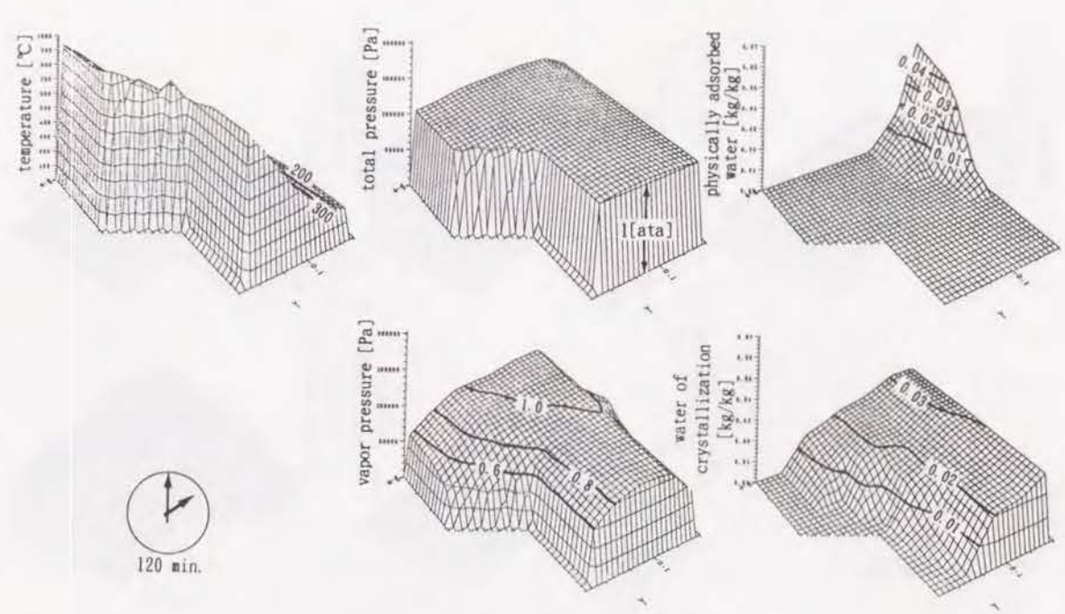


Fig. 3-1-12　計算結果（加熱開始後１２０分）

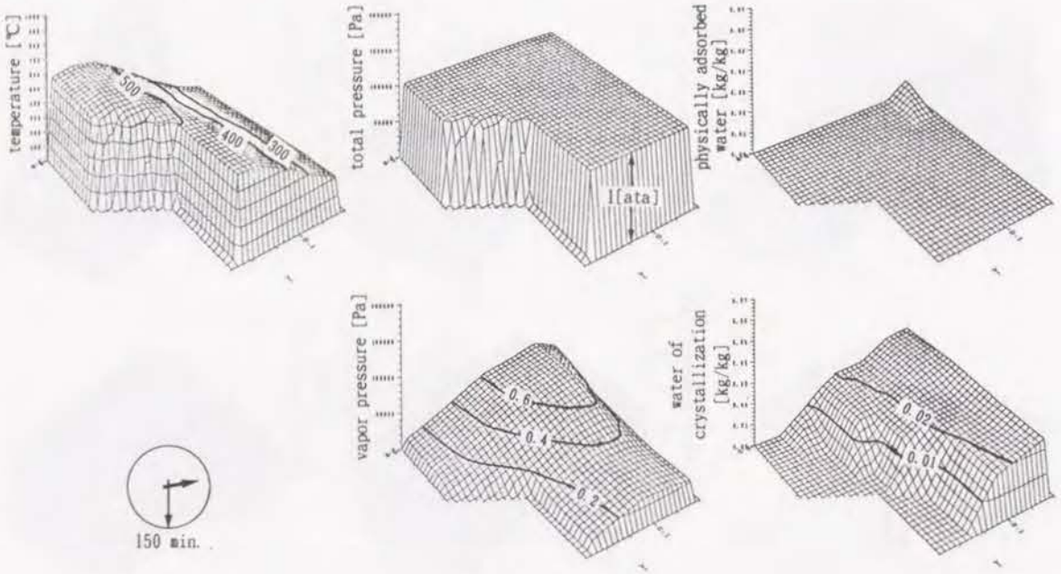


Fig. 3-1-13　計算結果（加熱開始後１５０分）

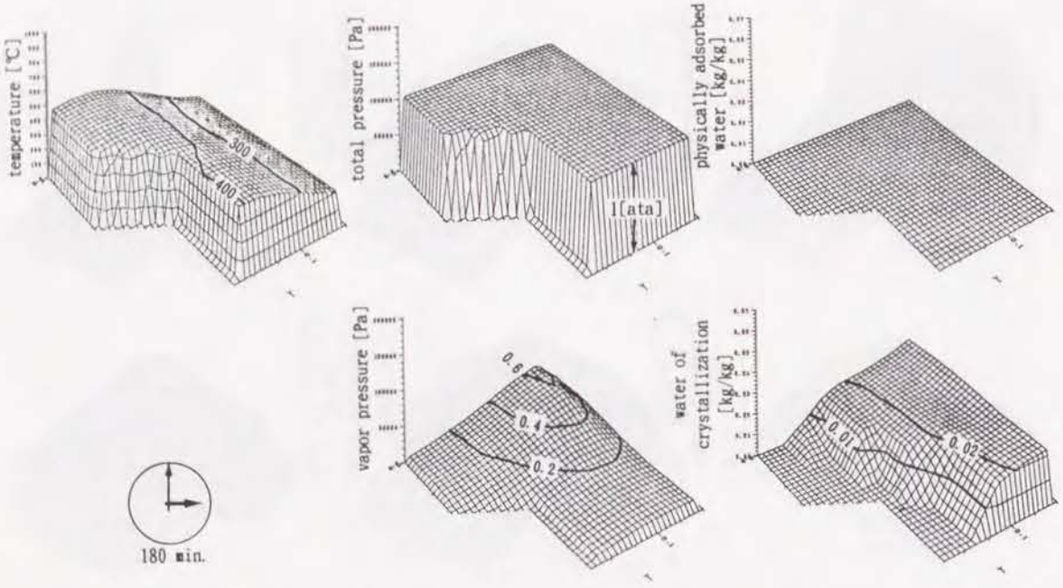


Fig. 3-1-14　計算結果（加熱開始後１８０分）

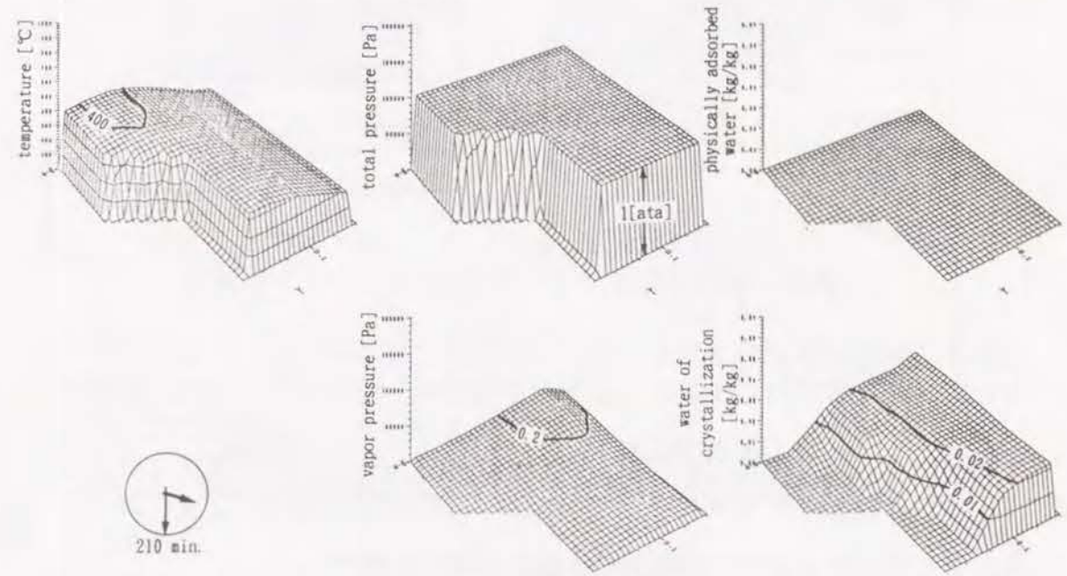


Fig. 3-1-15　計算結果（加熱開始後２１０分）

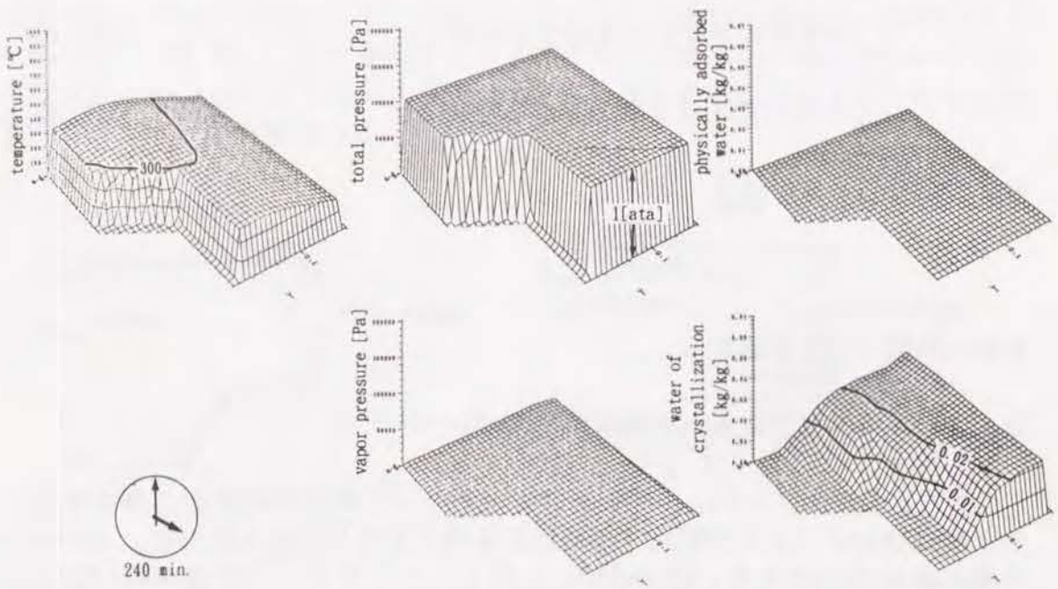
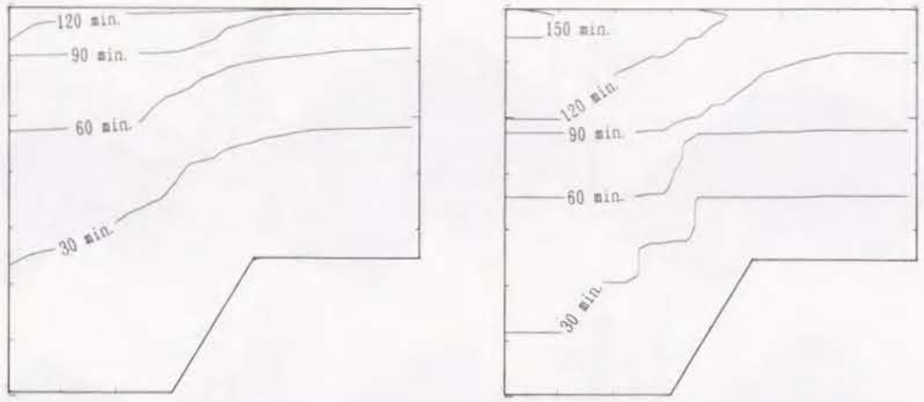


Fig. 3-1-16　計算結果（加熱開始後２４０分）



（１００℃等温線）　　（乾燥面）

Fig.3-1-17　乾燥面と１００℃等温線の進行過程

３．２　デッキプレートの断面形状設計に関する検討[4)]

本節では、デッキプレートの断面形状と耐火時間の関係を定量的に導き、デッキプレートの断面設計に関する方針を導く。ここでの耐火性能の評価基準はＩＳＯ　８３４とし、非加熱側表面の温度が

t_{ave}＝平均で１４０℃上昇する時間[min.]　　(3.2.1)

t_{max}＝最大で１８０℃上昇する時間[min.]　　(3.2.2)

の２つのうち、短いほう

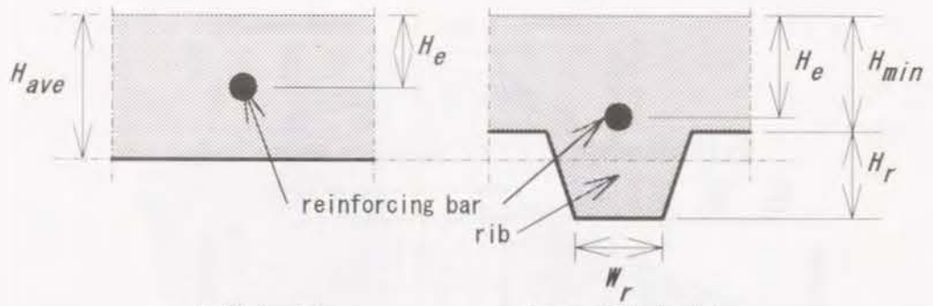
$$t_{fr} = \min(t_{ave}, t_{max}) \qquad (3.2.3)$$

を耐火時間として定義する。

３．２．１　リブ寸法と耐火時間の関係

Fig.3-2-1に示すように、デッキプレートのリブは鉄筋のかぶり厚さを増やし、常温時および火災時の荷重支持性能を向上させる役割を果たす。この点から考えるとリブは大きいほど良い。しかし、コンクリート体積が同じならば、最小厚さ（H_{min}）が減少し熱的な弱点となる。よって、リブの大きさは無制限に大きくできるものではない。

4) Harada,K.,Terai,T., "Dependence of Thermal Responses of Composite Slabs Subjected to Fire on Cross Sectional Shapes", accepted for publication in Fire Safety Science, Vol.4, (Proceedings of the fourth International Symposium on Fire Safety Science), 1994



a) flat slab　　b) profiled slab

Fig.3-2-1　平版とデッキプレート合成床版の比較

そこで、コンクリート体積を一定に保ったままリブ形状を変化させた形状について計算を行い、耐火時間との関係を求める。粗骨材は砂岩とし、初期含水率は３％、初期温度は２０℃とする。

検討を行った断面形状をFig.3-2-2およびFig.3-2-3に示す。これらの形状では、平均厚さH_{ave}はどれも同一で１１５ｍｍである。タイプＳは前節のものと同一形状である。

シリーズａ）では、リブ高さ(H_d)を標準（タイプＳ）の５０ｍｍから３０ｍｍに減じた場合（タイプＬ）と反対に７０ｍｍに増やした場合（タイプＨ）の２つを考える。コンクリート体積を一定としたので、リブ高さが大きいほど最小厚さが小さくなり、熱的に不利になることが予想される。

シリーズｂ）ではリブ幅（W_r）を変えて検討を行う。標準の１２０ｍｍから、２０ｍｍ（タイプＮＮ）、７０ｍｍ（タイプＮ）に減じた場合と、反対に１７０ｍｍ（タイプＷ）、２２０ｍｍ（タイプＷＷ）に増やした場合について計算を行う。このシリーズでも、リブ幅さが大きいほど最小厚さが小さくなるため、不利になることが予想される。

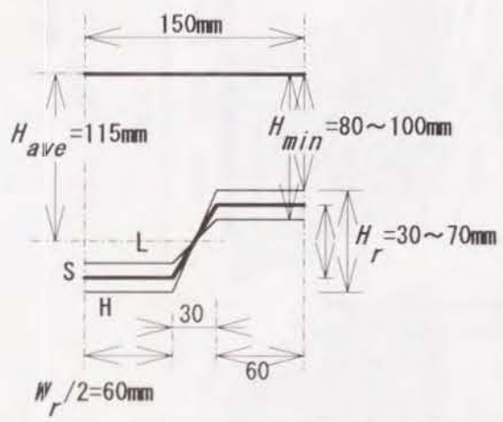


Fig.3-2-2　a)リブ高さ(H_r)の変更

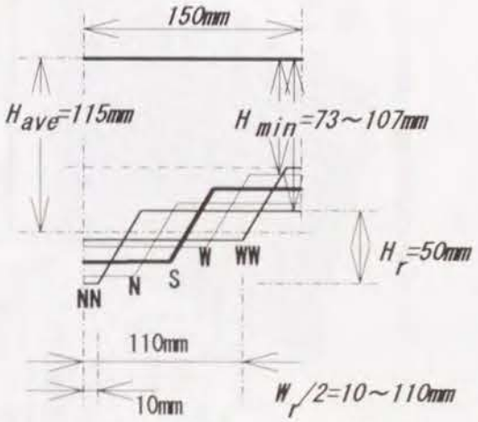


Fig.3-2-3　b)リブ幅(W_r)の変更

シリーズａ）の計算で得られた結果のうち、非加熱側表面温度の分布形の時間的な変化をFig.3-2-4に示す。タイプＬはフラットな形状に近いため、非加熱側表面の温度分布は比較的小さい。それゆえ、耐火時間は平均温度上昇で決

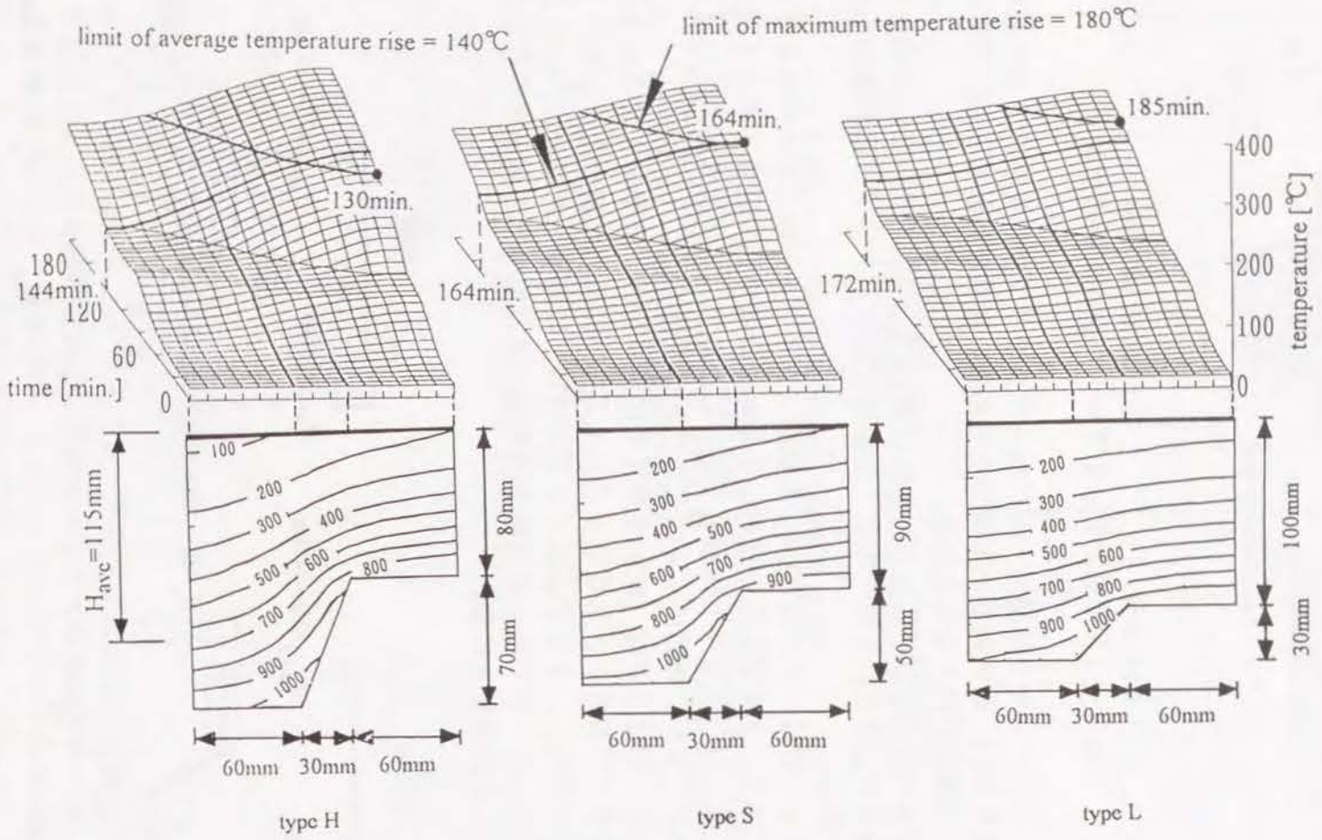


Fig. 3-2-4　非加熱側表面温度分布の時間変化（上）と
耐火時間（$t = t_{fr}$）での断面内温度分布（下）
シリーズａ）

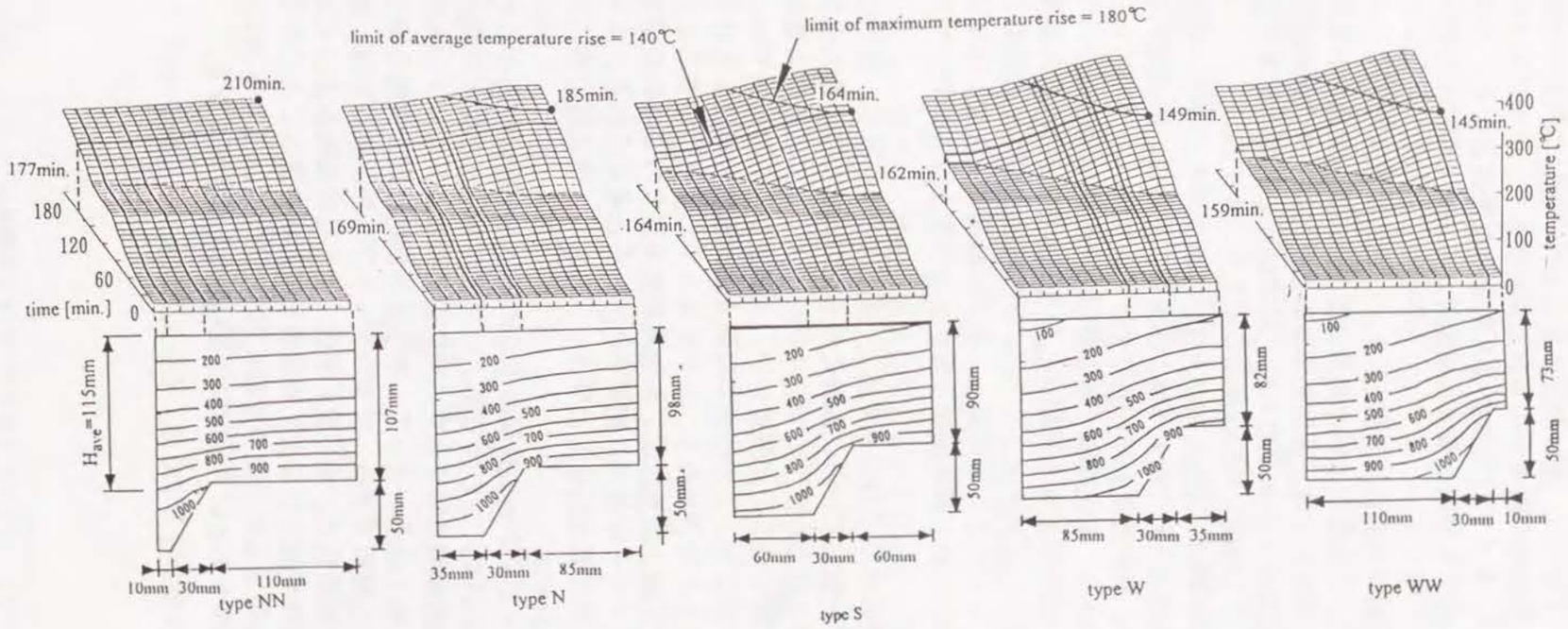


Fig. 3-2-5　非加熱側表面温度分布の時間変化（上）と
耐火時間（$t = t_{fr}$）での断面内温度分布（下）
シリーズｂ）

まる。反対にタイプHでは、薄い部分の温度上昇が早いため耐火時間は最大温度上昇で決まる。断面内の温度分布も同じ傾向があり、タイプLでは等温線がほぼ水平であるが、タイプHではかなり湾曲した形状となる。タイプSでは、平均温度上昇から決まる時間と最大温度上昇から決まる時間とがちょうど一致している。

シリーズb）の結果をFig.3-2-5に示す。一般的な傾向として、リブ幅が大きくなるに従って、平均温度上昇と最大温度上昇により定義される時間はともに減少する。タイプNNでは、非加熱側表面温度にはリブの影響はほとんど現れない。等温線もほとんど水平であり、最少厚さの平版と同等と考えて良い。ゆえに、このタイプでは耐火時間は平均温度上昇で決まる。

反対にタイプWWでは、温度分布が大きい。最少厚さが小さいので薄い部分が弱点となり、大温度上昇で耐火時間が決まる。さらに、弱点部から二次元的に熱が伝わるため、平均温度上昇も他のタイプより早い。

以上の計算結果から、耐火時間と断面形状の一般的な関係について考察する。平均温度上昇が１４０℃となる時間（t_{ave}）をFig.3-2-6に、最大温度上昇が１８０℃となる時間（t_{max}）をFig.3-2-7に、リブ幅W_rと高さH_rの関数として示す。平均温度上昇が１４０℃となる時間は、リブが極端に大きなものを除外すればあまり変わらない。一方、最大温度上昇が１８０℃となる時間はリブ形状に大きく依存する。

上記２つの時間の差をプロットすると、Fig.3-2-8を得る。図中の太線上では、２つの時間が一致している。太線よりも下の形状では、最大温度上昇により耐火時間が制限されてしまうので、リブを小さくして弱点部の補強のためにコンクリートを配置することが望ましい。太線よりも上の形状では、平均温度上昇で耐火時間が決まり、この時点では弱点部の温度上昇は１８０℃に達していない。熱的にはまだ余力があり、リブをもう少し大きくすることが可能である。この意味で、太線上の形状は、非加熱側表面温度の２つの要求を同時に満たすためにコンクリートが最適に配置されていると考えられる。よって以下では、この形状を「熱的最適形状」と呼ぶ。（ただし、構造耐力的にも最適と言う意味ではない。）

式(3.2.3)に従って、２つの時間のうちの短い方を耐火時間として定義した結果をFig.3-2-9に示す。この図でも、リブが大きいほど耐火時間が短くなっている。太線が熱的最適形状を表す。熱的最適形状よりもリブが大きくなると、耐火時間が急激に短くなる。よって、熱的最適形状は耐火性能を損なわない限界のリブの大きさと解釈できる。現実のデッキプレート設計では、熱的最適形状よりも小さいリブ形状で、他の設計要因（例えば常温時および火災時の荷重支持性能、変形性能や施工性など）を考慮して形状を選ぶことになるであろう。たとえば火災時の荷重支持性能や変形に関しては、Fig.3-2-4 および Fig.3-2-5 の断面内の温度をもとに力学的な計算[5)]を行えば予測できる。

5) 田次伸也、「デッキプレートを用いた床スラブの火災時挙動について」、JSSC,1993

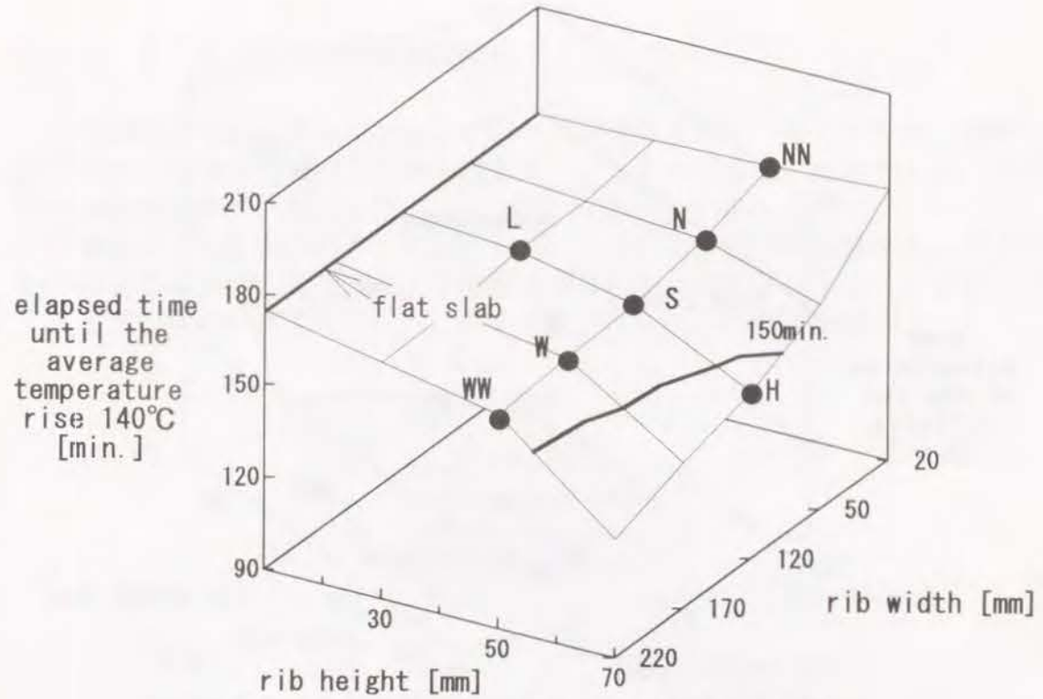


Fig. 3-2-6　平均温度上昇が１４０℃に達する時間

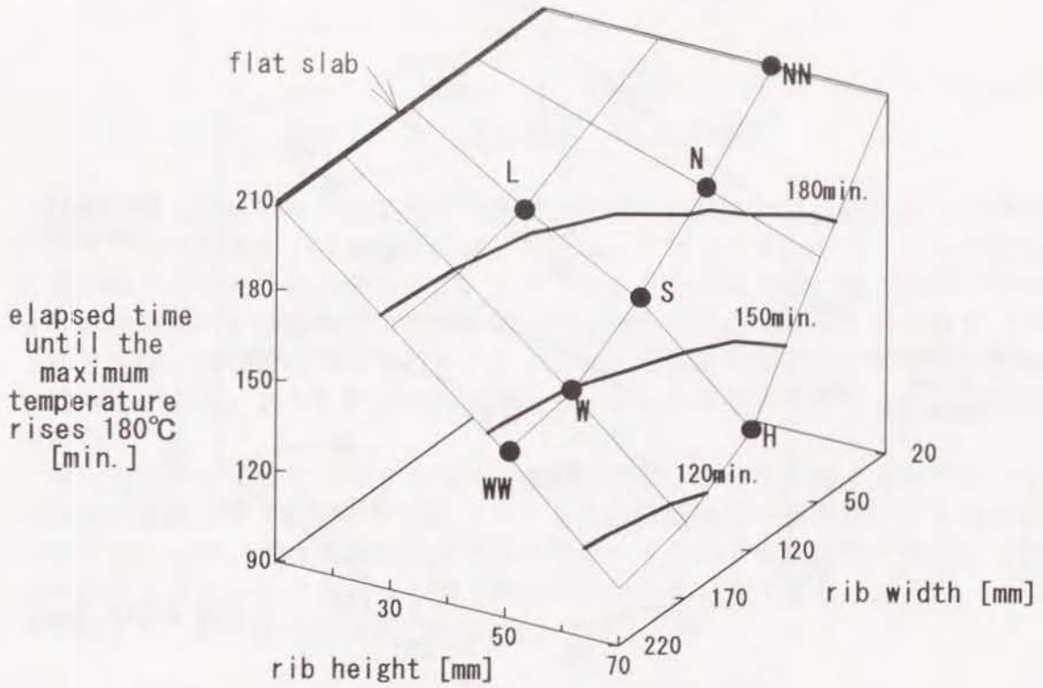


Fig. 3-2-7　最高温度上昇が１８０℃に達する時間

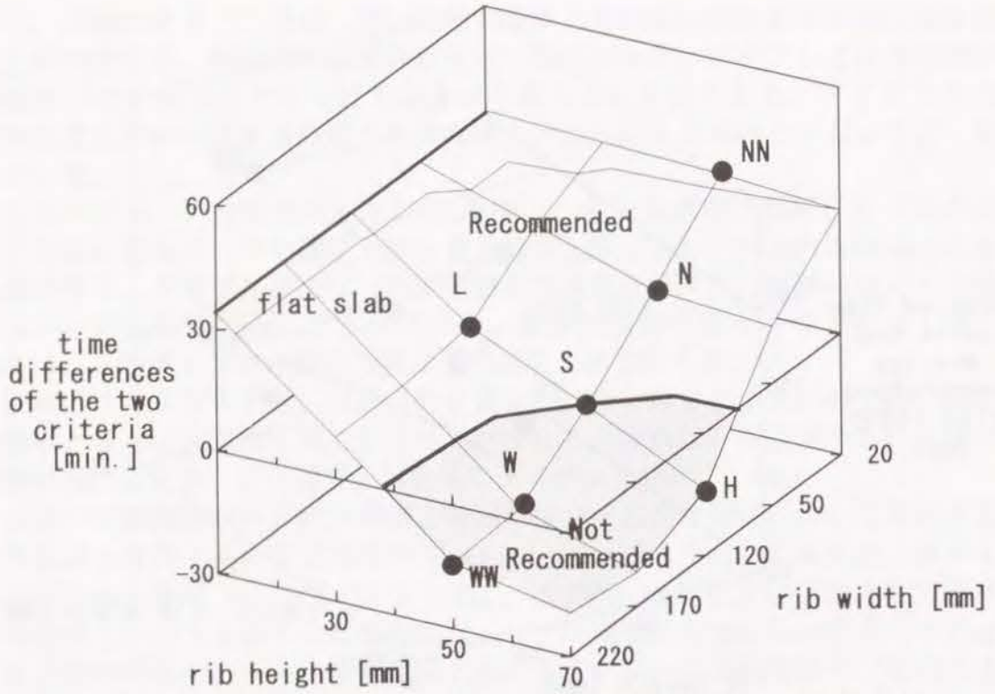


Fig. 3-2-8　平均温度上昇と最大温度上昇により決まる時間の差
（太線上の形状が熱的最適形状である）

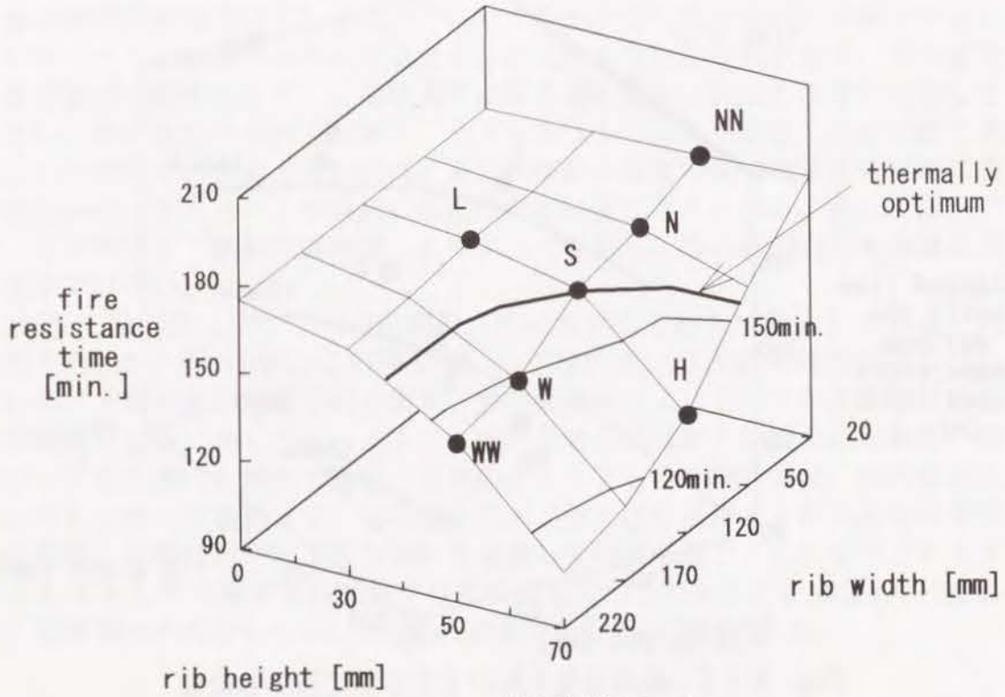


Fig. 3-2-9　耐火時間[min.]

3．2．2　コンクリート体積の変更

以上の検討では、コンクリートの体積（平均厚さ）を一定としたが、現実の設計では平均厚さを決めることも重要なファクターである。そこで、デッキプレート形状をタイプＳに固定し、平均厚さを変更してみる。

計算を行った断面形状を、Fig.3-2-10に示す。タイプＳの形状から、厚さを均一に２０mmづつ変化させ、平均厚さ７５mm（タイプＳ７５）、９５mm（タイプＳ９５）、１３５mm（タイプＳ１３５）の３種類を検討した。

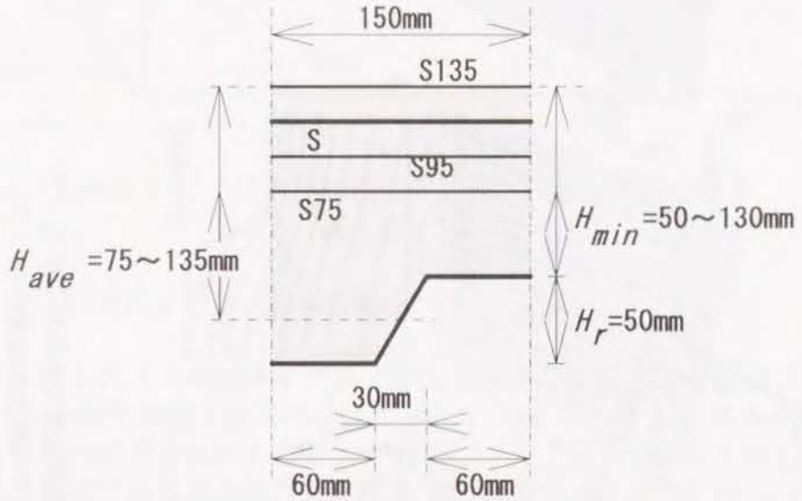


Fig.3-2-10　平均厚さ（H_{ave}）の変更

計算により得られた非加熱側表面温度分布を、Fig.3-2-11にこれまでと同様に示す。平均厚さが小さい場合には、相対的にリブが大きいのでリブに比較して最小厚さが不足する。それゆえ、７５mmと９０mmでは、最大温度上昇により耐火時間が制限される。これらの形状では、リブをもう少し小さくして最小厚さを増やすことが推奨される。１３５mmでは最小厚さがリブ厚さに比較して余裕がある。よって、この形状ではもう少しリブを大きくすることが可能である。

平均温度が１４０℃上昇する時間と最大温度が１８０℃上昇する時間を、平均厚さの関数としてFig.3-2-12に示す。２本の曲線は平均厚さが１１５mmの位置で交わっている。耐火時間は２本の曲線のうちの小さいほうであり、平均厚さが１１５mmと９５mmの間で耐火時間が大きく変化する。よって、１１５mmよりも薄いものは推奨できない。

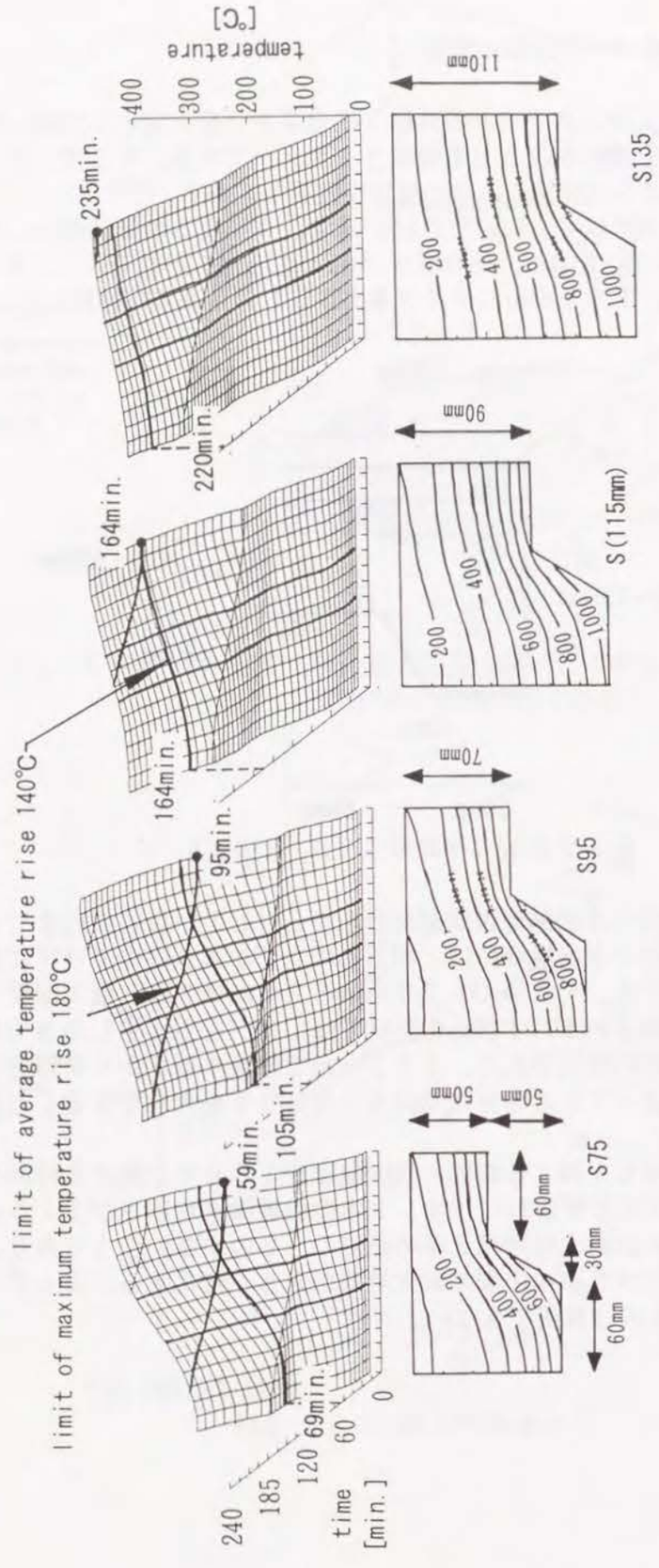


Fig. 3-2-11 非加熱側表面温度分布の時間変化（上）と
耐火時間（$t=t_r$）での断面内温度分布（下）
タイプS（平均厚さ７５～１３５㎜）

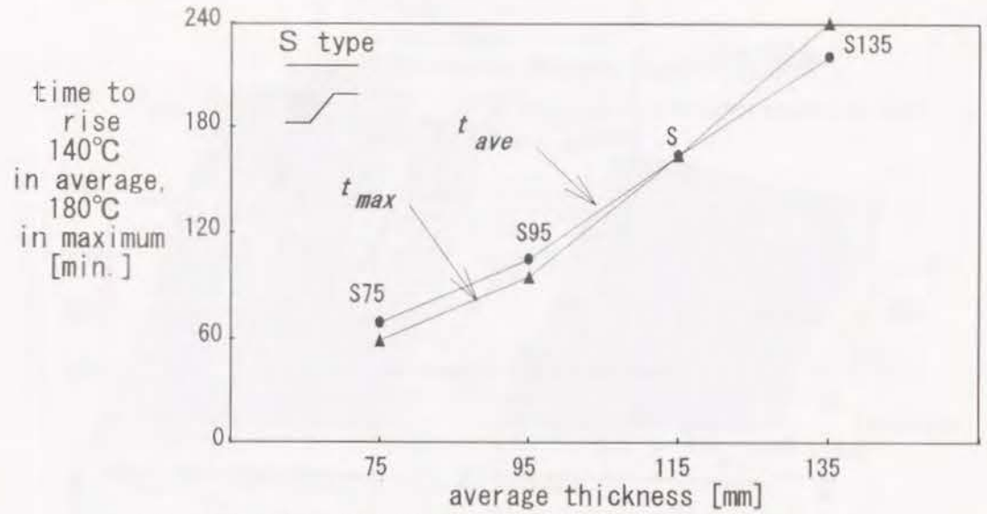


Fig. 3-2-12 平均厚さと温度上昇に要する時間の関係
（Sタイプ）

3．2．3 調合による耐火時間の変化

以上で検討したように、タイプS（平均厚さ１１５mm）が砂岩コンクリートについては熱的最適形状である。しかし、コンクリートの調合が変わると熱・水分的な物性値が変わるため、一般のコンクリートの調合すべてに対しても熱的最適形状である保証はない。そこで、本項ではタイプSについて骨材の種類を変えた場合について検討する。

前章の一次元の壁での検討により、チャートコンクリートが最も耐火時間が短く、軽量コンクリートが最も耐火時間が長いことが明らかになった。実用のコンクリートはこの両者の間にあるので、チャートと軽量コンクリートの２種類について計算を行う。

計算結果をFig. 3-2-13に示す。前章と同様に、耐火時間は骨材の種類により大きく変動し、チャートでは１１９分、軽量骨材では１９４分となる。両者とも平均温度上昇により耐火時間が決まるが、最大温度上昇が１８０℃となる時間との差はあまり大きくない。よって、タイプSは厳密には熱的に最適ではないが、チャートと軽量コンクリートに対してもかなり熱的に最適な形状に近いことがわかる。

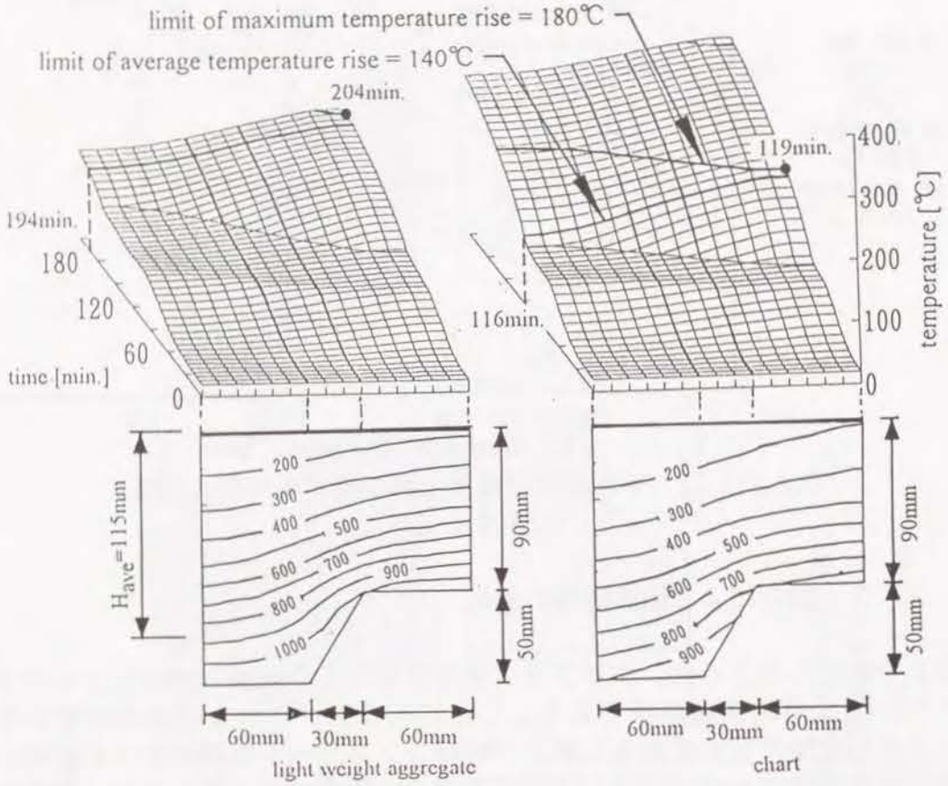


Fig. 3-2-13　骨材が変わることによる影響（タイプＳ）

3．2．4　他のデッキ形状についての検討

本節では、前節までで検討を行った以外の形状のデッキプレートについて検討を行う。Fig. 3-2-14およびFig. 3-2-15に示す形状のものはあまり一般的ではないが諸外国では使用されているようである[6)]。特に、Fig. 3-2-14の形状は、システム天井の釣り金具のフックを兼ねているため施工性の点で有利である。

以下ではFig. 3-2-14の形状を台形リブタイプ、Fig. 3-2-15の形状を長方形リブタイプと呼び、前節のタイプを標準タイプと呼ぶ。図中の太線で示した厚さが使用例の存在する形状であり、その他の厚さについては、計算のため設定した。また、Fig. 3-2-16に示すフラットタイプについても比較のため計算を行った。計算条件等は前節までと全く同一とした。

6) ECCS TC3, Calculation of the Fire Resistance of Composite Slabs with Profiled Steel Sheet Exposed to the Standard Fire, ECCS-CECM-EKS, Publication No.32, 1983

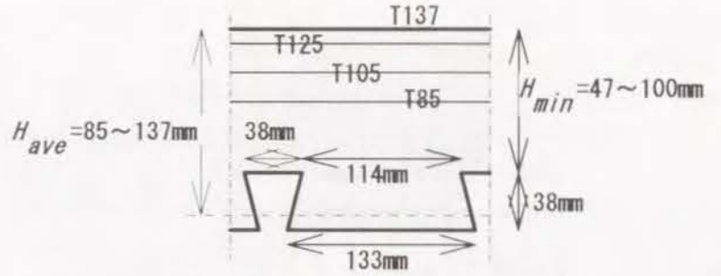


Fig. 3-2-14　台形リブタイプ

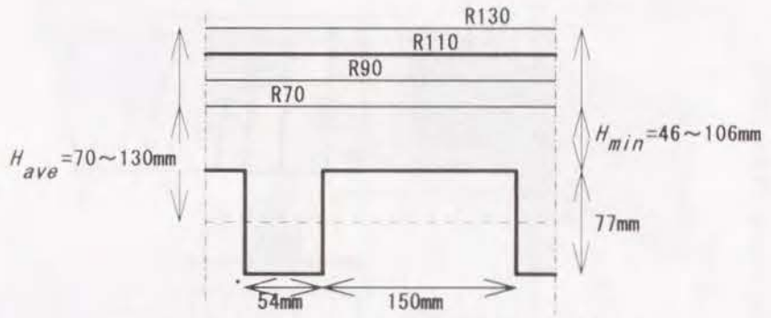


Fig. 3-2-15　長方形リブタイプ

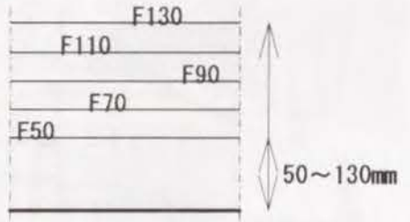


Fig. 3-2-16　フラットタイプ

台形リブタイプの計算結果をFig. 3-2-17に示す。このタイプでは、リブの高さが比較的小さく、薄い部分の幅が極端に小さいため、非加熱側表面温度の分布は小さい。平均厚さが最も薄い場合（Ｔ８５）でも、最大温度上昇から決まる時間と、平均温度上昇から決まる時間とが最も近い。平均厚さが増えるに従って、温度分布が平坦になる。計算した範囲の厚さでは、何れも平均温度上昇により耐火時間が決まる。また、断面内の温度分布を見ると、リブ内部で等温線が曲がっており鉄筋が入ると予想される位置の温度は低く押さえられている。ただし、非加熱側表面温度から考えると、最小厚さには余裕があり、その分リブを高くすることが可能である。

長方形リブタイプの計算結果をFig. 3-2-18に示す。このタイプでも、平均温度上昇により耐火時間が決まる。しかし、耐火時間は他のタイプと比べるとかなり短い。リブ幅が狭いため、最小厚さの平版と同じ程度の耐火性能しかない。さらに、鉄筋が入ると予想される位置の温度は高くなり、鉄筋の保護という意味でもリブの効果は非常に少ない。

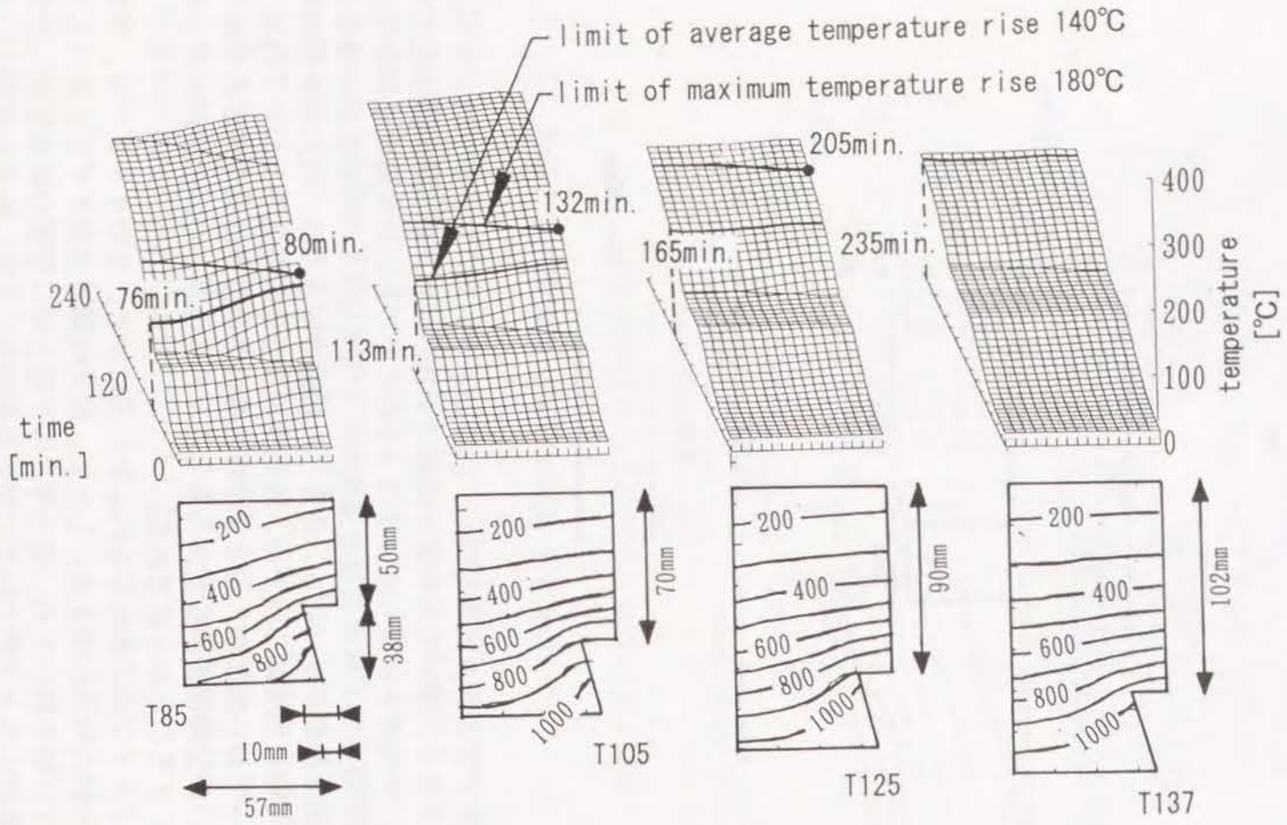


Fig. 3-2-17　非加熱側表面温度分布の時間変化（上）と
耐火時間（$t = t_{fr}$）での断面内温度分布（下）
（台形リブタイプ）

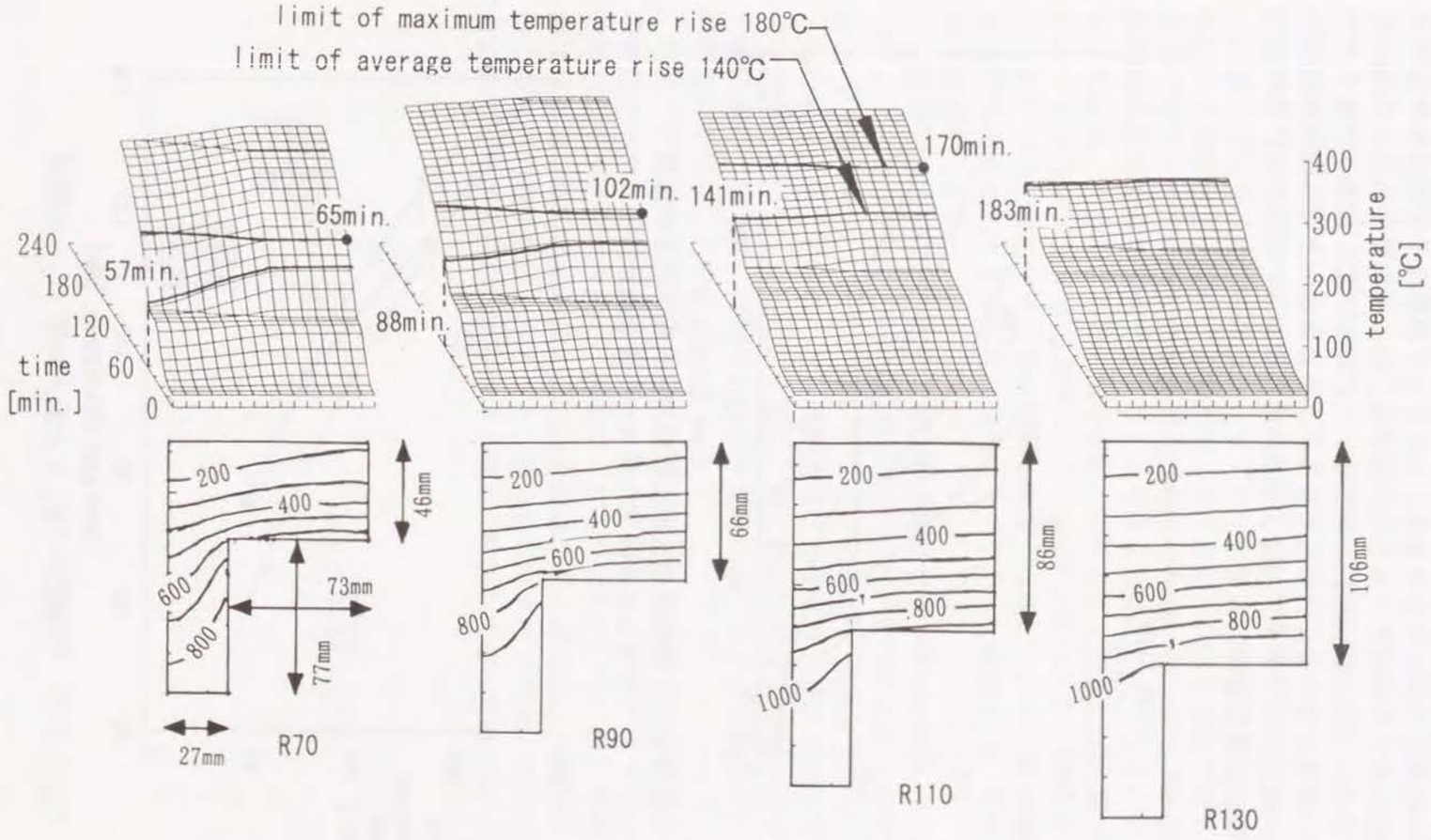


Fig. 3-2-18　非加熱側表面温度分布の時間変化（上）と
耐火時間（$t = t_{fr}$）での断面内温度分布（下）
（長方形リブタイプ）

以上の計算で得られた耐火時間（t_{fr}）をFig.3-2-20に平均厚さ（H_{ave}）の関数として示す。比較のため、Fig.3-2-19に示すフラットタイプ、Fig.3-2-12の標準タイプの結果もプロットしてある。これより、標準タイプが最も平板に近く、耐火性能において優れていることがわかる。特に平均厚さが１１５㎜以上では平版とほとんど同じ耐火時間を有する。これに比べて、台形リブタイプでは、最も厚い場合には平板にほぼ近くなるが、１２５㎜以下では耐火時間は急に短くなる。長方形リブタイプでは、９０mmと１１０㎜の間で急に変化しているが、平板にはほど遠い。

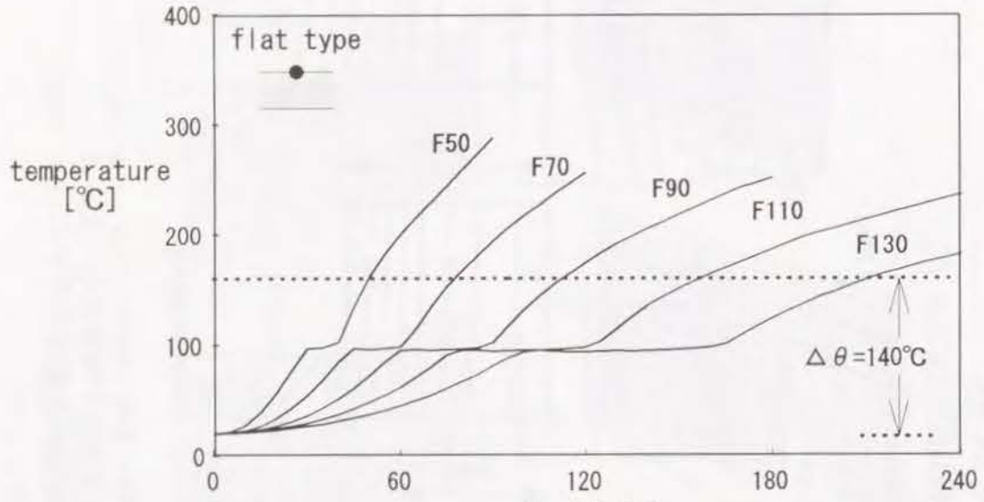


Fig.3-2-19　非加熱側表面温度経過とスラブ厚さの関係
（フラットタイプ、５０～１３０㎜）

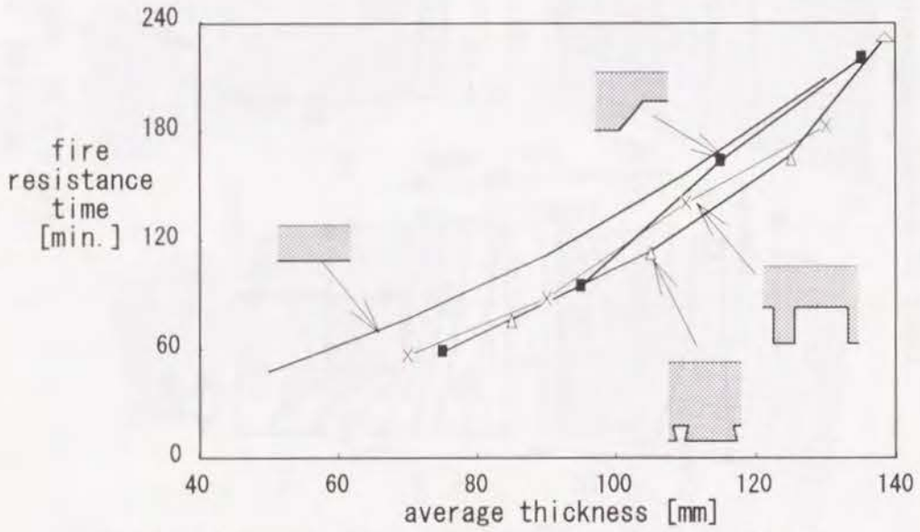


Fig.3-2-20　平均厚さ（H_{ave}）と耐火時間（t_{fr}）の関係

第３章のまとめ

熱と水分の移動のモデルを、デッキプレート合成床版に適用し、二次元的な熱と水分の流れを明らかにした。計算結果と耐火試験結果との比較を行ったところ、床版内部の温度は良好な一致を得た。非加熱側表面の温度についても、ＪＩＳで用いられている温度測定用の塞板（厚さ１５mmの杉板）の熱抵抗を計算の上で考慮すれば、実用上十分な精度で解が得られることを示した。

床版の断面形状設計の観点からリブ形状と耐火性能の関係について検討した。床版の平均厚さを一定にする条件で、リブの幅と高さを実現可能と考えられる範囲で変化させて、非加熱側表面温度の変化を調べた。ＩＳＯの基準に基づき、非加熱側表面温度が平均で１４０℃上昇する時間と最大で１８０℃上昇する時間とを求め、両者のうち短いほうを耐火時間として定義した結果、リブ幅あるいはリブ高さが大きすぎる形状では、スラブの最小厚さ（最も薄い部分の厚さ）が不十分となるため、薄い部分の温度が急速に上昇し、耐火時間が最大温度上昇で決まることを示した。反対にリブが小さい場合には、平均温度上昇で耐火時間が決まる。

上述の２つの時間が一致する形状を平均厚さ１１５mmのスラブについて求めた。この形状では、スラブの最小厚さとリブの寸法とが熱的な性能としてちょうど釣り合っており、コンクリートの配分に無駄が無い。この意味で、「熱的最適形状」と定義した。熱的最適な形状よりもリブ寸法が大きいと、耐火時間が急速に短くなることを示し、熱的最適な形状よりも小さな寸法のリブで他の要件（施工性、常温時および火災時の耐力および変形など）を考慮して断面設計を行うことを提案した。

現状で使用されている各種のデッキプレートについて、平均厚さと耐火時間の関係を求め、熱的最適の観点から得失を論じた。台形のリブの山谷が等間隔で繰り返すタイプ（一般に、溝広タイプと呼ばれている）は、平均厚さ１１５mm以上では熱的最適形状に近い。台形リブタイプでは、平均厚さが８５mm位の時に熱的最適形状となること、長方形リブタイプでは、実用的な平均厚さの範囲では熱的最適形状からはほど遠く、断面形状としては劣ることを示した。

第４章　コンクリート柱に関する検討

本章では、ＲＣ柱の耐火試験のシミュレーションを行い、測定データとの比較を行なう。その結果に基づき、鉄筋のかぶり厚さと耐火性能の関係について言及する。

４．１　コンクリート柱の耐火試験のシミュレーション[1)]

コンクリート柱の耐火試験は過去に行われているが、実験条件が良く記述されたデータはあまり多くない。ここでは、文献に現れた実験結果のうち、実験条件が比較的よく記述されているものについて実験を模擬した解析を行い、実験値と比較する。

４．１．１　計算条件

305㎜×305㎜のコンクリート柱のASTM規格による４時間加熱実験はLeeらにより行われ[2)]、Fig.4-1-1に示す図中の１～３およびＳの位置での温度経過が測定されている。このうちＳの位置には25㎜φ相当の異径鉄筋が配置されている。計算結果と測定結果との比較はこれらの４点での温度経過により行う。

コンクリートの調合は不明であるが、粗骨材には砂岩を使用している。よって、物性値は前節のデッキプレートの検討と同じくFig.2-1-2の値を用いた。

初期温度は２０℃であった。初期含水率は正確には不明であるが、材令が約２年であり、相対湿度５％の空気と平衡していたとの記述が有るので、高々１%wt.程度であったと推測される。また、境界条件は、対流熱伝達率を23[W/m^2•K]、総合輻射率を0.3[-]とした。

断面の対称性を利用して４分の１を計算領域とし、Fig.4-1-1に示すように８×８の不等間隔メッシュにより６４要素に分割した。

1) 原田和典、寺井俊夫、「火災時のコンクリート柱内の熱・水分移動の解析」、日本建築学会大会（関東）、学術講演梗概集Ａ、1993

2) Lie,T.,T.,Lin,T.,D.,"Fire performance of reinforced concrete columns", Proceedings of the Symposium on Application of Fire Science to Fire Engineering, Denver, pp.176-205, 1984

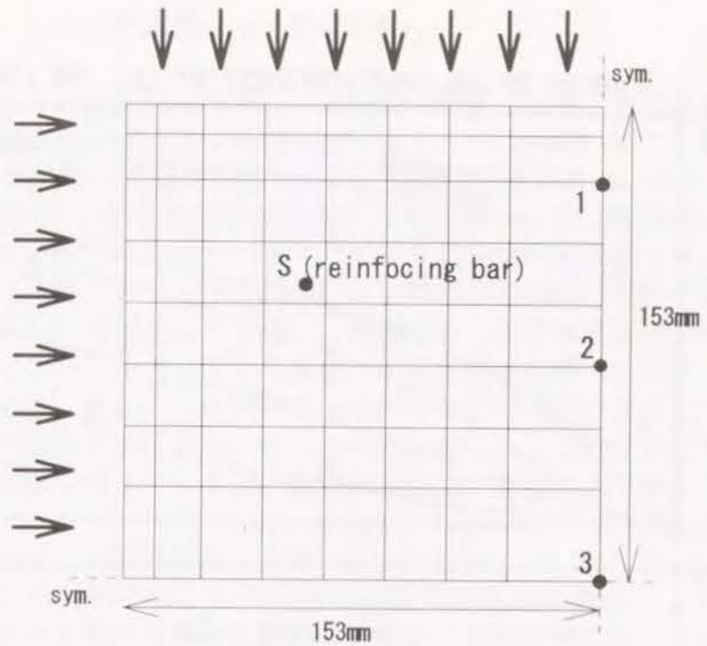


Fig.4-1-1　計算対象

４．１．２　実験値との比較

計算結果のうち、Fig.4-1-1の点Ｓおよび１～３での温度、空隙内の全圧、水蒸気分圧、物理吸着水および結晶水の含水率の経過をFig.4-1-2に示す。温度経過を実験値と比較すると加熱面に近い点１では良く一致しているが、点２、３およびＳでは計算値は実験値よりも遅い変化となった。この誤差は計算に用いた物性値や含水率が不正確なためであると考えられる。温度の横ばい現象は加熱面に近い点１、２ではあまり明確でないが、点３では明確に現れている。

全圧および水蒸気分圧は加熱面に近い位置から順番に上昇している。上昇時期は温度の横ばい時期とほぼ一致している。圧力の値は内部ほど高くなり、柱中心の点３では約1.6[ata] となった。それに伴い、点３での温度の横ばいは約120℃で生じている。

物理吸着水の含水率は、点１、２では僅かに上昇した後に零となる。点３ではより明確にこの現象が現れており、含水率が約1.5%wtまで上昇した後に減少している。点３の温度の横ばいは含水率の上昇が終了する直前から生じ、含水率が零となる直前に終了する。含水率の上昇量は、前章のデッキプレート合成床版の場合よりも少ない。柱では加熱により生じた水蒸気が外部へ放出されやすく、内部への再吸着量が少なくなるためである。

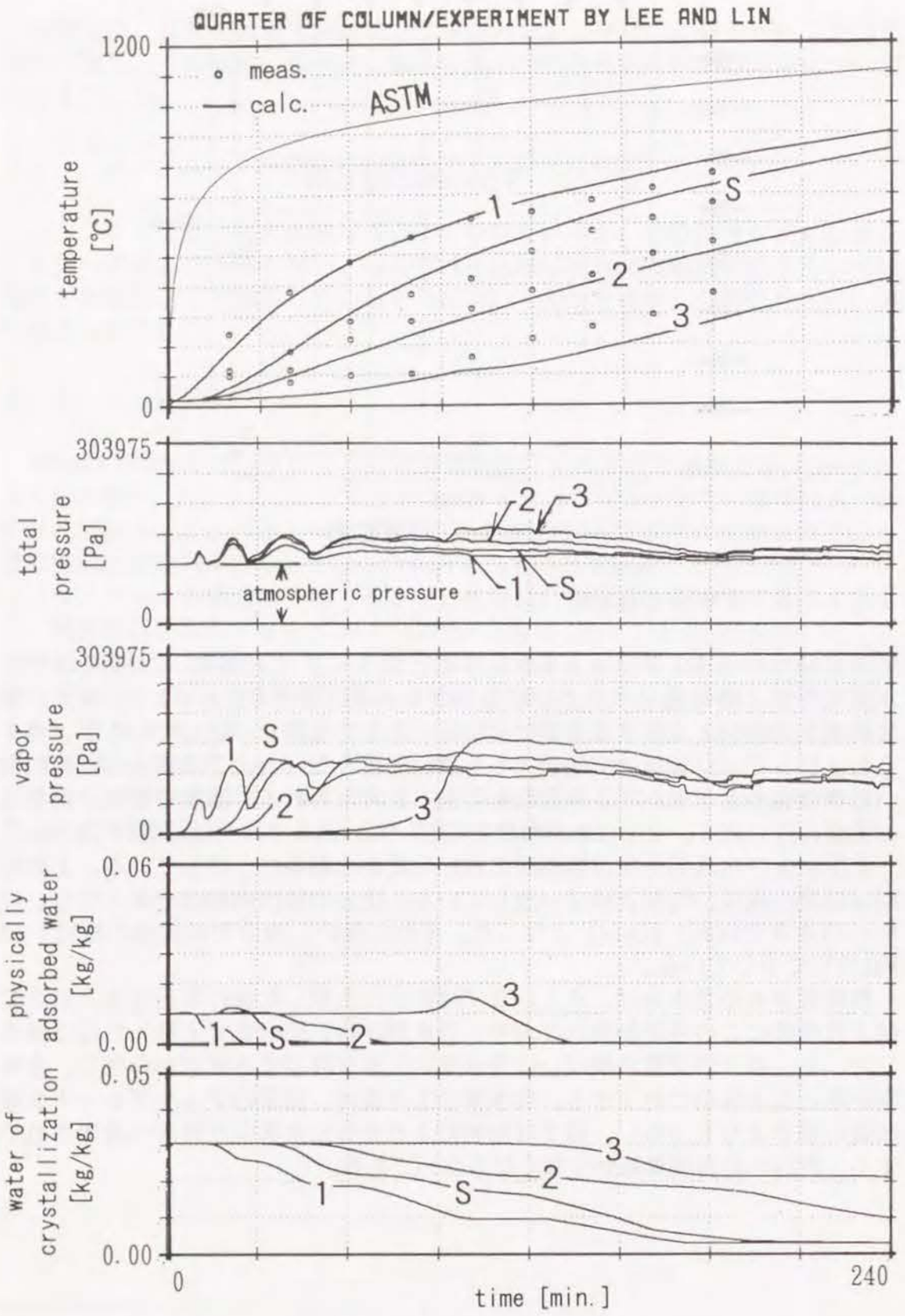


Fig.4-1-2. 計算結果と実験結果の比較

4．1．3　二次元的過程についての考察

前項で示した計算結果のうち、３０分毎の温度、全圧、水蒸気分圧および物理吸着水と結晶水の含水率の分布をFig.4-1-3～Fig.4-1-11に示す。全ての時刻において出隅部分の温度が最も高い。加熱開始後３０分（Fig.4-1-4）では、出隅部分で760℃となるが加熱側表面でも対称面付近では約590℃となり170℃の差が生じている。このとき、１００℃の等温線は加熱面から５０mmまで内部へ進行した位置にある。水蒸気分圧は加熱面から25mmの位置で最大で、この位置は１００℃の等温線よりも浅い。物理吸着水の含水率は加熱面から35mmの位置まで零となり、１００℃の等温線と水蒸気分圧の最大の位置との中間に乾燥面が位置する。また、この段階では乾燥面が表面に近い位置にあるので内部の全圧の上昇はわずかである。結晶水の含水率は、この時点では加熱面に近い部分では多少低くなっているが、非加熱面に近い部分はまだ熱分解が生じていない。

同様な傾向は、加熱開始後６０分（Fig.4-1-5）、９０分（Fig.4-1-6）まで続く。これらの時間では、柱中心での水蒸気分圧はそれほど上昇しておらず、加熱開始前から空隙内にあった空気の一部がいまだに封じ込められている。この点が前章のデッキプレート合成床版と異なる。１５０分（Fig.4-1-8）よりも早く乾燥面が柱中心に到達し、物理吸着水はこの時点では全て失われている。

１８０～２４０分（Fig.4-1-9～Fig.4-1-11）では、水蒸気の発生は結晶水の分解によるものだけになるため、水蒸気分圧は低下し全圧および水蒸気圧が徐々に低下してゆく。

以上の結果をもとに、物理吸着水の脱着と結晶水の熱分解について考察する。物理吸着水に関しては、その乾燥面の進行度合いを調べるため、３０分毎の乾燥面の位置と１００℃の等温線の位置をFig.4-1-12に示す。等温線、乾燥面ともに二次元的な進行をしている。加熱初期（３０分、６０分）では、加熱側表面の形状とほぼ同じ形をしているが、時間が経つにつれて角がとれた形状となる。また、１００℃の等温線のほうが乾燥面よりも早く内部へ進行する。このことは、横ばい温度が１００℃よりも高いことを示しており、コンクリート内部の水蒸気圧が1[ata]よりも高いことと等価である。

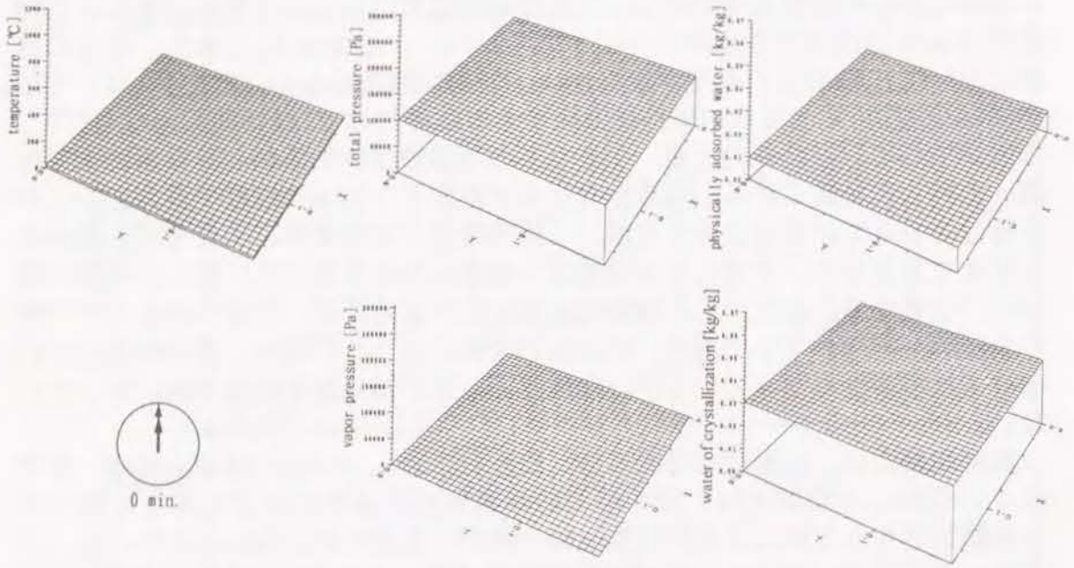


Fig. 4-1-3　計算結果（加熱開始前）

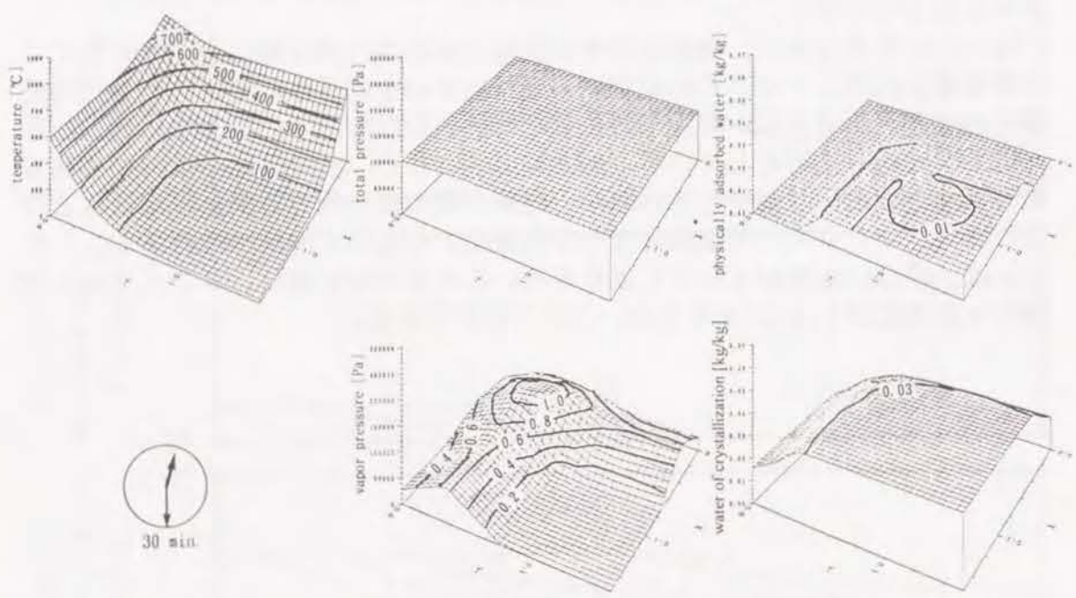


Fig. 4-1-4　計算結果（加熱開始後３０分）

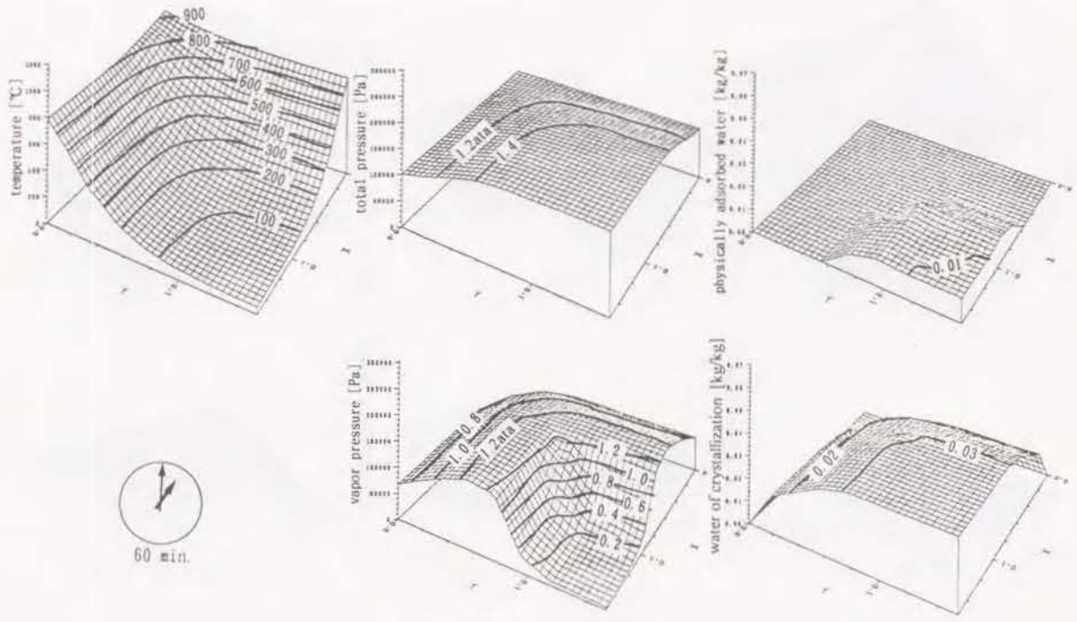


Fig. 4-1-5　計算結果（加熱開始後６０分）

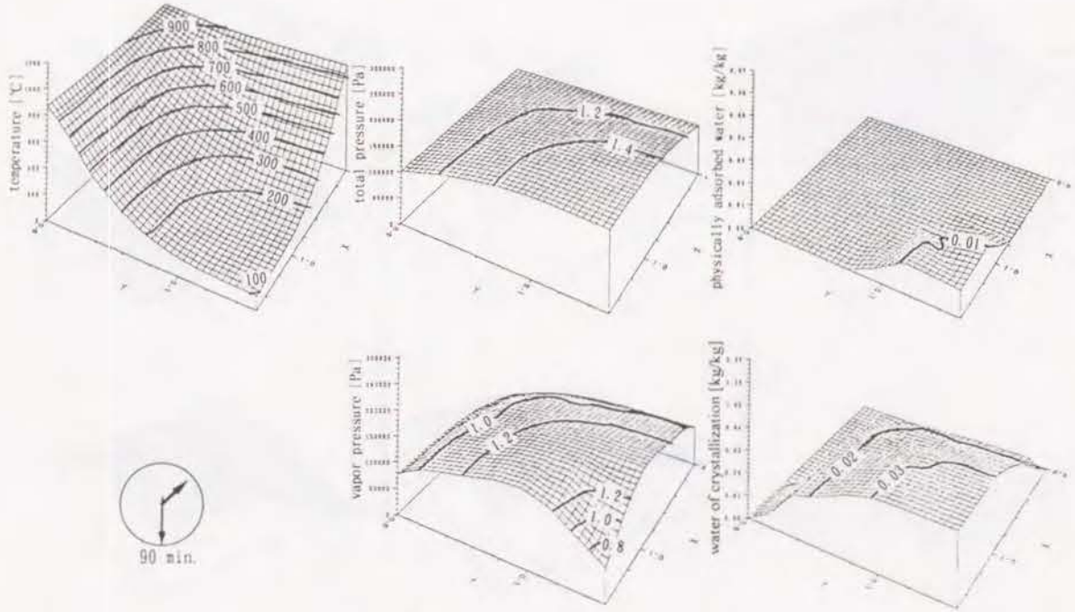


Fig. 4-1-6　計算結果（加熱開始後９０分）

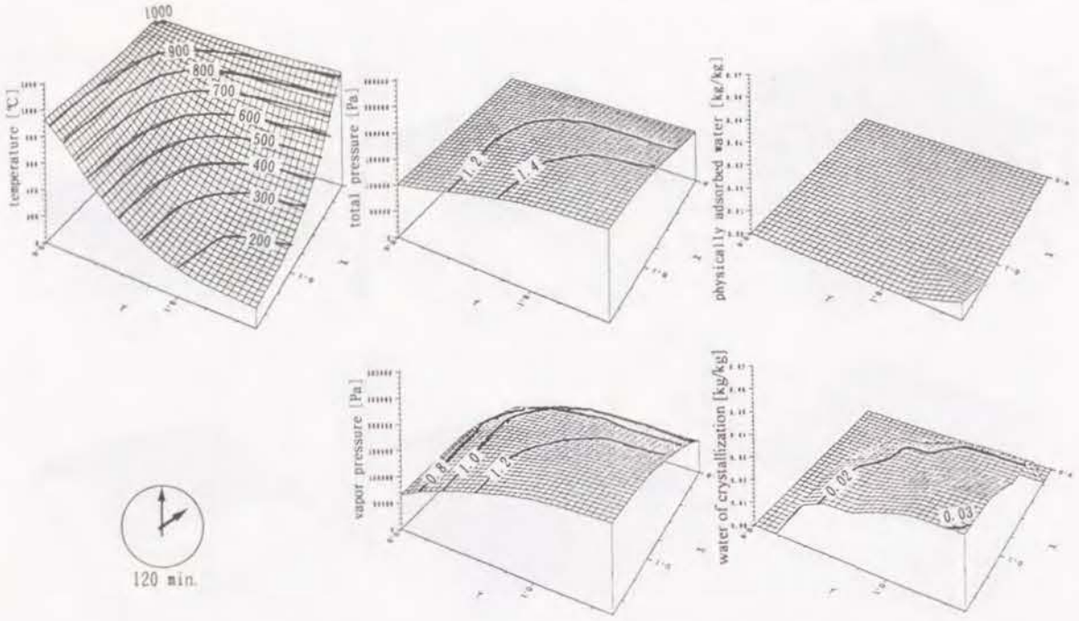


Fig. 4-1-7　計算結果（加熱開始後１２０分）

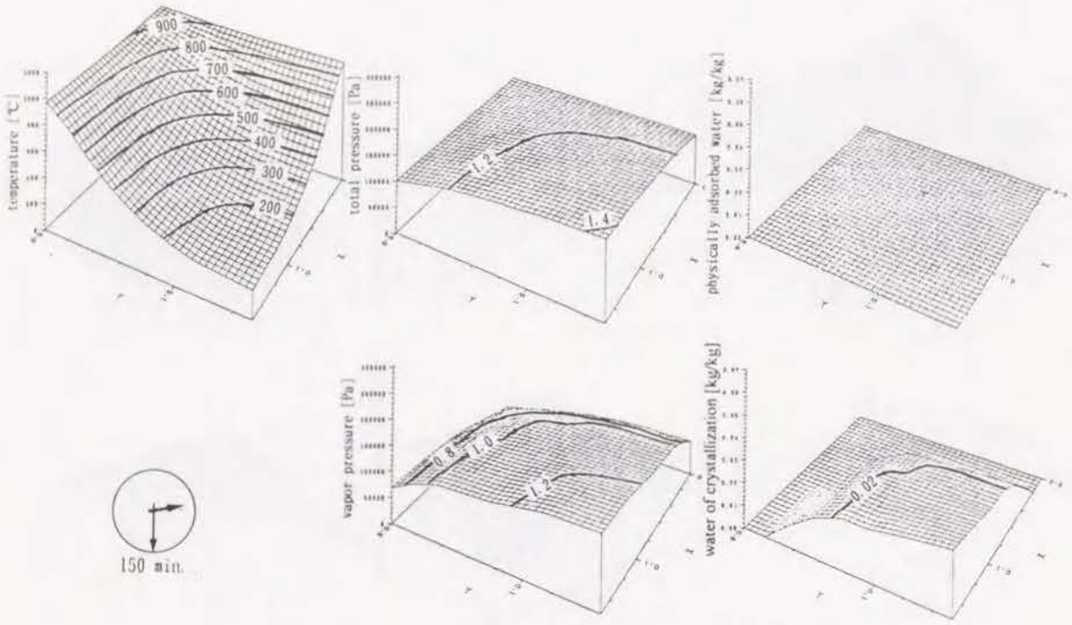


Fig. 4-1-8　計算結果（加熱開始後１５０分）

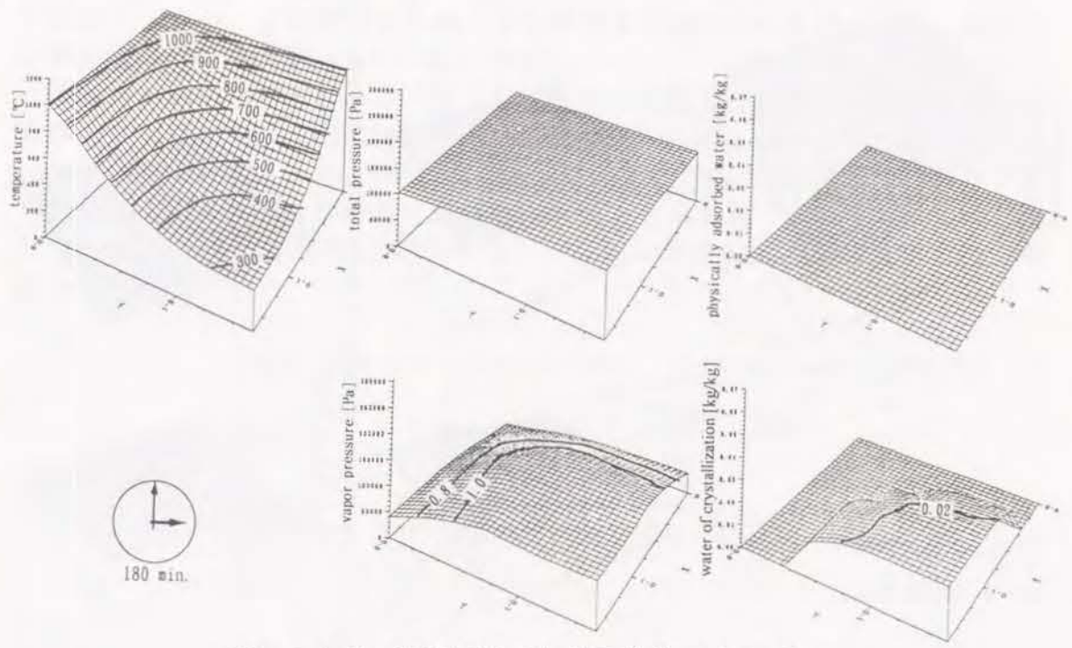


Fig. 4-1-9　計算結果（加熱開始後１８０分）

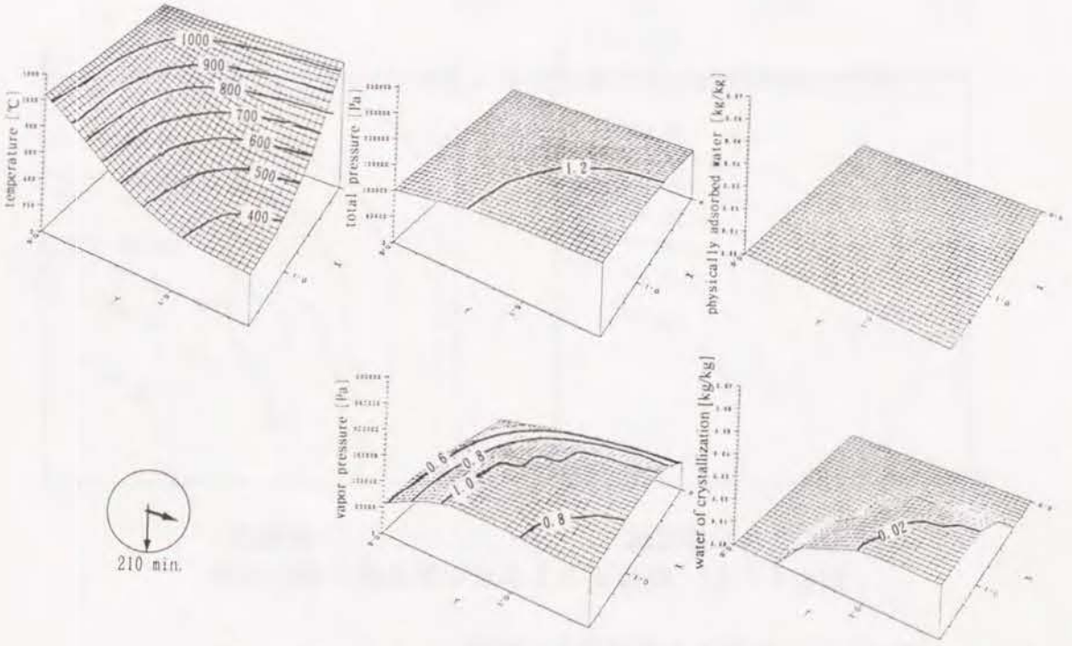


Fig. 4-1-10　計算結果（加熱開始後２１０分）

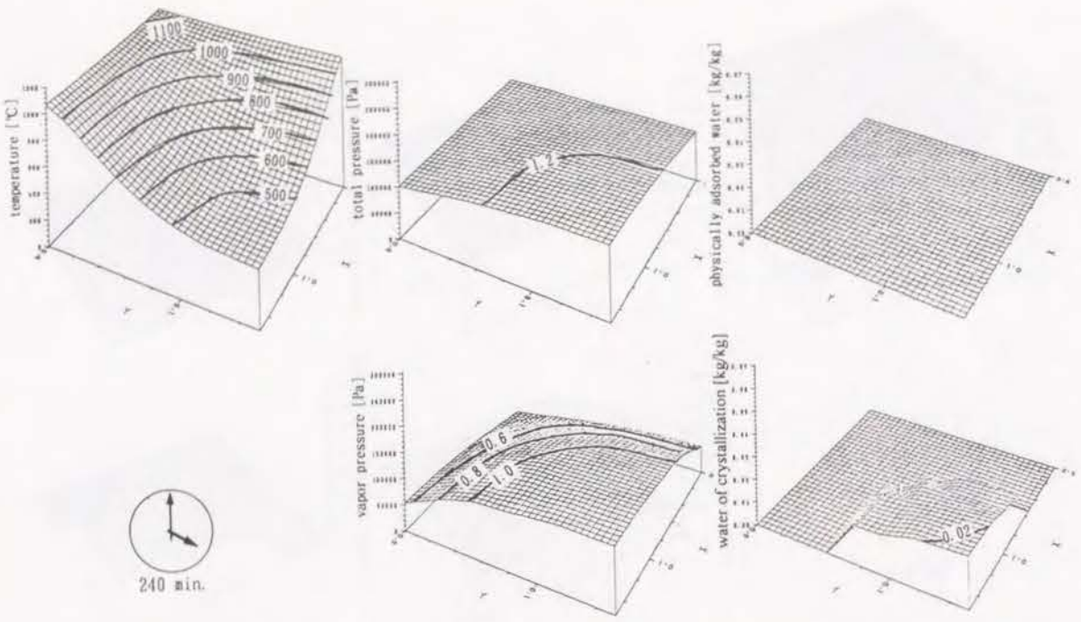
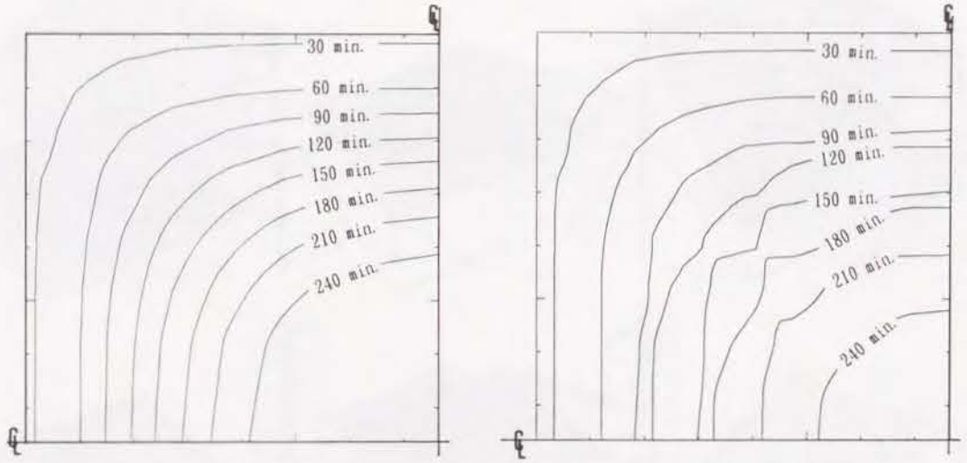


Fig. 4-1-11　計算結果（加熱開始後２４０分）



（１００℃等温線）　　（乾燥面）

Fig. 4-1-12　乾燥面と１００℃等温線の進行過程

４．２　鋼材のかぶり厚さと鋼材温度の関係

本節では、前節で得られた温度分布をもとに、耐火性能を評価する。コンクリート部材では、主筋などの構造上主要な鋼材の温度を許容値（建設省告示では５５０℃）以下におさえることが要求される。ここでは、この基準をもとに耐火性能を評価して、かぶり厚さと耐火時間の関係を求める。かぶり厚さについては、濱田により検討が行われた結果[3]が現在の法令基準[4]となっており、１時間で３０㎜、２時間で５０㎜、３時間で６０㎜が要求されている。その後、この問題についての進展はないようである。

一般に、かぶり厚さが小さくなると、鋼材の温度上昇が早期に生ずるので耐火性能が劣る。前節の供試体では、かぶり厚さが48mmであっが、これを仮に10mmずつ少なくして、38、28、18、8mmとすると鋼材温度はFig. 4-2-1に示すような経過となる。550℃を鋼材温度の許容値と考えれば、かぶり厚が8mmでは、30分、48mmでは115分が耐火時間となる。これらの数値は、法令基準とほぼ一致している。

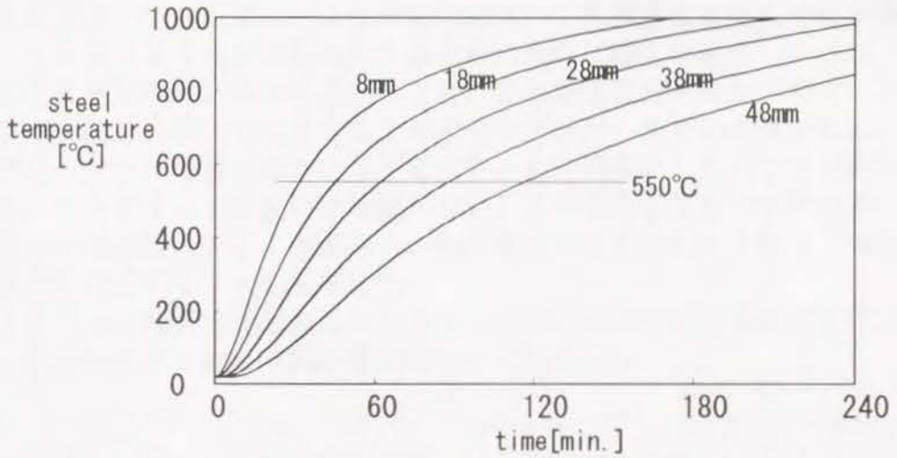


Fig. 4-2-1　かぶり厚さの相違による鋼材温度経過の変動

3) 濱田稔、東洋一、鉄筋コンクリート建物火災時のコンクリート内部の温度及び鉄筋の安全性、火害の研究、pp.178-181、1947

4) 昭和３９年建設省告示第１６７５号、「建築基準法施行令第１０７条第１号及び第２号の規定に基づき、耐火構造を指定する件」

第４章のまとめ

四面から加熱を受ける鉄筋コンクリート柱についての計算を行い、二次元的な熱と物質の流れを明らかにした。柱では、外周部から温度が上昇し水蒸気が発生するが、発生した水蒸気のほとんどが外へ放出される。そのため前章のデッキプレートと比べると、柱内部での再吸着量が少なく、含水率の上昇過程があまり起こらない。また、加熱前に空隙内に存在していた空気の一部が、柱の中心部に閉じこめられて圧縮される現象が現れた。

計算結果をもとに、コンクリートのかぶり厚さと鉄筋の温度上昇の関係を示した。現在の法令に基づく設計基準と鉄筋の温度が５５０℃に達する時間がほぼ一致することを確認した。

第二部のまとめ

第１章では、既存の耐火試験データを分析し、コンクリートの調合、含水率、気温などの要因により試験結果が大きくばらつくことを示した。それらの要因に対して、第２章ではそれぞれの要因が試験結果に及ぼす度合を定量的にしめした。その結果、コンクリートの調合、すなわち骨材の種類と量により耐火性能が大幅に変化することが明らかとなった。気温と含水率の影響はそれに比べるとかなり小さく、調合による変動に線形に重ねあわせれば全体の変動を予測できることを示した。この性質を利用して、耐火性能を満足するため許容されるコンクリートの調合の範囲を求める方法を示した。

第３章では、デッキプレート合成床板について断面形状と耐火性能の関係を調べ、ＩＳＯ８３４の要求を満足するために熱的に最も無駄のない形状（熱的最適形状）を求めた。熱的最適形状とは、非加熱側表面温度が平均で１４０℃上昇する時間と、最大で１８０℃上昇する時間とが一致する形状である。この形状では、スラブの最小厚さとリブ寸法とが熱的性能としてちょうど釣り合っており、コンクリートの配分に無駄がない。この形状よりもリブが大きいと耐火時間が急激に短くなること示され、熱的最適形状よりも小さなリブの範囲で断面形状を決定することを提案した。

第４章では、載荷加熱されるコンクリート柱にもモデルを適用できることを示し、かぶり厚さと耐火時間の関係について言及した。

結語

本研究の結果より、火災時のコンクリート内の熱および水分の移動過程、物理吸着水の脱着および再吸着、結晶水の熱分解などを考慮してコンクリートの熱的な応答を予測することが可能となった。

モデルに現れる物性値はコンクリートの調合と関連して推算できるので、正確な値が不明でも耐火性能を予測することが可能である。このことは実用上大きな利点であり、部材断面を決めるといったような初期の開発段階での検討にも利用できる。このとき、コンクリートの調合による耐火性能の変化まで含めて検討が可能であり、現状の設計法よりも一歩進んだ合理的な設計が可能となる。例えば、調合を限定する代わりに部材寸法を小さくするといったトレードオフも可能である。

一例として、デッキプレート合成床版の耐火設計を示したが、原理的にはどのような部材であっても本研究で示したアプローチが適用可能である。

今後の研究課題

コンクリート以外の含水性耐火被覆材料（石膏ボード、湿式吹き付け材料）には、本研究で用いたモデルがほぼそのまま使用可能である。また、木材のくん焼の物理的な過程は本研究のモデルと共通点が多いので、化学反応のモデルを組み込めば適用可能な問題も多いと考えられる。

一方、加熱に伴う形状変化を考慮した予測手法の確立も求められている。コンクリートでも、加熱に伴いクラックの発生や場合によっては爆裂が生じ、材料形状が変化する。クラックの発生とその拡大過程は材料力学的な場と熱・水分的な場が相互に影響を及ぼし合いながら決定されるものである。現状では、有害な変形や爆裂が起こらないことを実験で確認しているだけであり、この問題をどのように解析し、設計プロセスへフィードバックするか今後の課題としたい。

本研究に関連した発表論文（発表年次順）

A．審査付き論文

[A-1]Harada,K.,Terai,T., "Numerical Simulations of Fire Resistance Test of Concrete Slab", Fire Safety Science, Vol.2, (Proceedings of the second International Symposium on Fire Safety Science) pp.901-911, 1988

[A-2]Harada,K.,Terai,T., "Heat and Mass Transfer in an Intensely Heated Mortar Wall", Fire Safety Science, Vol.3, (Proceedings of the third International Symposium on Fire Safety Science) pp.781-780, 1991

[A-3]Harada,K.,Terai,T., "Fire Resistance of Concrete Walls", Fire Science and Technology (Proceedings of the First Asian Conference on Fire Science and Technology), pp.215-230, 1992

[A-4]Harada,K.,Terai,T., "Dependence of Thermal Responses of Composite Slabs Subjected to Fire on Cross Sectional Shapes", accepted for publication Fire Safety Science, Vol.4, (Proceedings of the fourth International Symposium on Fire Safety Science), 1994

B．シンポジウム論文

[B-1]原田和典、寺井俊夫、「火災時のコンクリートの温度・含水率変化」、日本建築学会第20回熱シンポジウム、pp.103-112、1990

[B-2]Terai,T., Harada,K., "Fire Behavior of Concrete Members taking into account Simultaneous Transfer of Heat and Moisture", 93' Asian Fire Seminar, Science University of Tokyo, 1993

C．口頭発表

[C-1]寺井俊夫、原田和典、「火災時のコンクリート床の温度上昇について」、日本建築学会大会（関東）大会学術講演梗概集D、pp.665-666、1984

[C-2]寺井俊夫、原田和典、「セメントモルタルの高温時の熱物性値の測定－熱伝導率及び化学吸着水の脱水の活性化エネルギー」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第25号・計画系、pp.185-188、1985

[C-3]原田和典、寺井俊夫、「火災を受けるコンクリートスラブ中の温度および水分の分布について（熱－水分移動方程式による数値計算および考察）」、日本火災学会研究発表会概要集、pp.39-42、1985

[C-4]原田和典、寺井俊夫、「火災時のコンクリート床の温度上昇について（第２報）」、日本建築学会大会（東海）大会学術講演梗概集D、pp.185-188、1985

[C-5]原田和典、寺井俊夫、「火災時のコンクリート壁体内の熱水分移動の積分方程式による解析」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第26号・計画系、pp.113-116、1986

[C-6]原田和典、寺井俊夫、「火災時のコンクリート壁体内の熱水分移動の積分方程式による解析」、日本建築学会大会（北海道）大会学術講演梗概集Ｄ、pp.915-916、1986

[C-7]藤川慧、寺井俊夫、正法院陽三、三田村茂雄、吉田正友、田坂茂樹、原田和典、「既往耐火試験におけるコンクリート床の温度測定結果の実態について（その１ 裏面温度の相違の実態について）」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第27号・計画系、pp.61-64、1987

[C-8]三田村茂雄、寺井俊夫、正法院陽三、藤川慧、吉田正友、田坂茂樹、原田和典、「既往耐火試験におけるコンクリート床の温度測定結果の実態について（その２ 裏面温度に及ぼす要因について）」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第27号・計画系、pp.65-68、1987

[C-9]田坂茂樹、寺井俊夫、正法院陽三、藤川慧、三田村茂雄、吉田正友、原田和典、「火災時における合成床版のコンクリート内部温度に関する研究（その１ 温度測定結果）」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第27号・計画系、pp.49-52、1987

[C-10]吉田正友、寺井俊夫、正法院陽三、藤川慧、三田村茂雄、田坂茂樹、原田和典、「火災時における合成床版のコンクリート内部温度に関する研究（その２ 重量減少および内部圧力の測定結果）」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第27号・計画系、pp.53-56、1987

[C-11]原田和典、寺井俊夫、正法院陽三、藤川慧、三田村茂雄、吉田正友、田坂茂樹、「火災時における合成床版のコンクリート内部温度に関する研究（その３ 理論式による計算と実験値の比較）」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第27号・計画系、pp.57-60、1987

[C-12]藤川慧、寺井俊夫、正法院陽三、三田村茂雄、吉田正友、田坂茂樹、原田和典、「既往耐火試験におけるコンクリート床の温度測定結果の実態について（その１ 裏面温度の相違の実態について）」、日本建築学会大会（近畿）学術講演梗概集Ａ、pp.773-774、1987

[C-13]三田村茂雄、寺井俊夫、正法院陽三、藤川慧、吉田正友、田坂茂樹、原田和典、「既往耐火試験におけるコンクリート床の温度測定結果の実態について（その２ 裏面温度に及ぼす要因について）」、日本建築学会大会（近畿）学術講演梗概集Ａ、pp.775-776、1987

[C-14]田坂茂樹、寺井俊夫、正法院陽三、藤川慧、三田村茂雄、吉田正友、原田和典、「火災時における合成床版のコンクリート内部温度に関する研究（その１ 温度測定結果）」、日本建築学会大会（近畿）学術講演梗概集Ａ、pp.761-762、1987

[C-15]吉田正友、寺井俊夫、正法院陽三、藤川慧、三田村茂雄、田坂茂樹、原田和典、「火災時における合成床版のコンクリート内部温度に関する研究（その２ 重量減少および内部圧力の測定結果）」、日本建築学会大会（近畿）学術講演梗概集Ａ、pp.763-764、1987

[C-16]原田和典、寺井俊夫、正法院陽三、藤川慧、三田村茂雄、吉田正友、田坂茂樹、「火災時における合成床版のコンクリート内部温度に関する研究（その３ 理論式による計算と実験値の比較）」、日本建築学会大会（近畿）学術講演梗概集Ａ、pp.765-766、1987

[C-17]原田和典、寺井俊夫、「耐火試験時のコンクリート床版内の熱、水分移動に関する研究」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第28号・計画系、pp.173-176、1988

[C-18]田坂茂樹、寺井俊夫、原田和典、藤川慧、吉田正友、表弘、「火災時における合成床版のコンクリート内部温度に関する研究（その１）実験概要と測定結果」、日本建築学会大会（関東）学術講演梗概集Ａ、pp.771-772、1988

[C-19]吉田正友、寺井俊夫、原田和典、藤川慧、田坂茂樹、表弘、「火災時における合成床版のコンクリート内部温度に関する研究（その２）測定結果」、日本建築学会大会（関東）学術講演梗概集Ａ、pp.773-774、1988

[C-20]藤川慧、寺井俊夫、原田和典、吉田正友、田坂茂樹、表弘、「火災時における合成床版のコンクリート内部温度に関する研究（その３）異なる骨材を用いた小型供試体の加熱実験結果」、日本建築学会大会（関東）学術講演梗概集Ａ、pp.775-776、1988

[C-21]原田和典、寺井俊夫、藤川慧、吉田正友、田坂茂樹、表弘、「火災時における合成床版のコンクリート内部温度に関する研究（その４）耐火試験結果に影響を及ぼす各種要因の感度解析」、日本建築学会大会（関東）学術講演梗概集Ａ、pp.777-778、1988

[C-22]原田和典、寺井俊夫、早崎伸一、「高温時のコンクリートの熱物性値に関する研究」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第29号・計画系、pp.29-32、1989

[C-23]原田和典、寺井俊夫、「各種骨材を用いたコンクリートの耐火性能」、日本建築学会大会（九州）学術講演梗概集Ａ、pp.1055-1056、1989

[C-24]原田和典、寺井俊夫、安達匡、「セメントモルタルの耐火性に関する研究」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第30号・計画系、pp.137-140、1990

[C-25]原田和典、寺井俊夫、「モルタル版の加熱実験の数値計算によるシミュレーション」、日本建築学会大会（中国）学術講演梗概集Ａ、pp.1053-1054、1990

[C-26]原田和典、寺井俊夫、「水分移動を考慮したコンクリート部材の温度予測に関する研究」、日本火災学会研究発表会概要集、pp.107-110、1991

[C-27]原田和典、寺井俊夫、「セメントペーストの熱分解速度について」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第31号・計画系、pp.73-76、1991

[C-28]原田和典、寺井俊夫、「火災時のモルタル版内の熱・水分移動の解析（結晶水の熱分解速度の影響）」、日本建築学会大会（東北）学術講演梗概集Ａ、pp.1163-1164、1991

[C-29]寺井俊夫、原田和典、「火災時のコンクリートの熱伝導とそのモデル」、第12回日本熱物性シンポジウム、pp.181-184,1991

[C-30]原田和典、寺井俊夫、「コンクリートの高温時の熱伝導率推算方法に関する研究」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第32号・計画系、pp.157-160、1992

[C-31]原田和典、寺井俊夫、「コンクリートの調合と耐火性能の関係についての考察」、日本建築学会大会学術講演梗概集A、pp.1391-1392、1992

[C-32]原田和典、寺井俊夫、「火災時のデッキプレート合成床版内の熱・水分移動の解析」、日本建築学会近畿支部研究報告集、第33号・計画系、pp.117-120、1993

[C-33]原田和典、寺井俊夫、「火災時のコンクリート柱内の熱・水分移動の解析」、日本建築学会大会学術講演梗概集A、pp.1353-1354、1993

D．協会誌等

[D-1]吉田正友、田坂茂樹、原田和典、「火災時における合成床版のコンクリート内部温度に関する研究」、ＧＢＲＣ（財団法人日本建築総合試験所機関誌）、第47号、pp.36-47、1987

[D-2]寺井俊夫、原田和典、「合成床版の耐火性と耐火試験方法について」、季刊カラム（新日本製鐵株式会社機関誌）、第109号、pp.60-64、1988

[D-3]原田和典、寺井俊夫、「コンクリート壁の耐火性能」、ＧＢＲＣ（財団法人日本建築総合試験所機関誌）、第71号、pp.4-9、1993

謝辞

本研究の開始時、当時私が全くの初学者であった頃より、京都大学教授・寺井俊夫博士には熱と水分の移動の初歩より懇切にご指導いただき、現在にいたっても数知れぬ有益なご指導、助言をいただいておりますこと心から御礼申し上げます。

摂南大学教授・松浦邦男博士、京都大学教授・中村泰人博士、京都大学助教授・古江嘉弘博士、同・吉田治典博士、神戸大学助手・松下敬幸氏にはゼミ等の場で様々な有益な助言を頂いた。京都大学教授・岡崎守男博士、同助手・生駒博信博士には熱分解反応のモデル化や移動現象一般に関して乾燥工学の立場よりの有益な示唆をいただきました。また、数値解析方法に関しては、日本建築学科温度場解析ＷＧ*の場で討論頂きました。住金鋼材工業(株)の田治伸也氏にはデッキプレート合成床版の設計法について広く助言していただきました。

学会等においては、神戸大学教授・松本衛博士、京都工芸繊維大学助教授・新田勝通氏、近畿大学助教授・池田哲朗博士、京都大学助教授・鉾井修一博士、同助手・芝池英樹氏、石川工専助手・佐藤眞奈美氏、東京理科大学教授・川越邦男博士、同・若松孝旺博士、千葉大学助教授・上杉英樹博士、建設省建築研究所・長谷見雄二博士、をはじめとする数多くの方々より有益な示唆を得た。

本研究のデータの一部は、昭和６１～６２年度に文部省科学研究費補助金を受け、（財）日本建築総合試験所と共同で実施した「耐火試験時のコンクリート床内の熱及び水分移動に関する研究（研究代表者：寺井俊夫京都大学教授）」の成果である。この共同研究を行うにあたり、(財)日本建築総合試験所所長若林實博士、副所長正法院陽三氏には共同研究の計画を快諾していただき、さまざまなご配慮をいただきました。第１部第２章のデータの一部（平衡含水率曲線、液状水拡散係数、熱伝導率の一部）は同所の音熱動風圧試験室（現、環境試験室）の十倉毅博士、上田哲夫氏、小南和也氏、行貝光史氏、石原毅氏らの尽力によるところが大きい。既往の耐火試験データの処理およびコンクリート床版の耐火試験については、耐火・防火試験室（現、環境試験室）の藤川慧氏、三田村茂雄氏、吉田正友氏、田坂茂樹氏、園部敬氏、表弘氏（現、旭システム）の甚大なるご協力をいただいた。

京都大学工学部建築学科卒論生であった早崎伸一氏（現：長谷工コーポレーション）にはコンクリートの高温時の熱伝導率測定にご尽力いただき、安達匡氏（現：旭化成工業）にはモルタル版の加熱実験を精力的にしていただいた。

京都大学助手・堀之内吉成氏、福山大学助手・上谷芳昭博士、九州共立大学講師・松沢朋子氏、京都大学技官・木内隆子氏らをはじめとする皆様には研究生活上多くの支援を得た。

*）委員会設置期間：１９８８年４月～１９９０年３月、構成メンバー（敬称略）：主査、寺井俊夫（京都大学）、（以下五十音順、所属は委員会当時のもの）、赤坂裕（鹿児島大学）、伊丹清（滋賀県立短期大学）、奥山博康（清水建設）、小林陽一（安井建築設計事務所）、芝池英樹（京都工芸繊維大学）、鉾井修一（神戸大学）