



建築壁体の熱・湿気性状の解析と防湿設計法に関する研究

佐藤, 真奈美

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

1995-04-28

(Date of Publication)

2012-07-02

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

乙1928

(JaLCD0I)

<https://doi.org/10.11501/3105528>

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D2001928>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



神戸大学博士論文

建築壁体の熱・湿気性状の解析
と防湿設計法に関する研究

1995年3月

佐藤真奈美

神戸大学博士論文

建築壁体の熱・湿気性状の解析
と防湿設計法に関する研究

1995年3月

佐藤真奈美

目次

第1章 序論	
1-1 はじめに	1
1-2 従来の研究	2
1-3 研究概要	6
第2章 多孔質建築材料内での含水率挙動解析の基礎式	
2-1 はじめに	9
2-2 基礎式	9
2-3 第2章のまとめ	21
第3章 対流を生じない建築壁体の含水率挙動	
3-1 はじめに	23
3-2 基礎式	23
3-3 単層壁体の含水率挙動	25
- 1 壁体内含水率変動への外気温日変動の影響	27
- 2 まとめ	31
3-4 内断熱多層壁体の含水率挙動	32
- 1 壁体内含水率変動への外気温日変動の影響	33
- 2 壁体内含水率変動への室温日変動の影響	42
- 3 外乱の定常計算による壁体結露に対する性能評価の可能性	48
- 4 まとめ	49
3-5 第3章のまとめ	50
第4章 建築壁体の結露・再蒸発過程の周期的定常解	
4-1 はじめに	53
4-2 離散状態方程式の周期解法	54
- 1 はじめに	54
- 2 基礎式	54
- 3 数値計算による周期的定常解を与える初期値決定法	55
- 4 計算法の検討	57
- 5 まとめ	64
4-3 結露・再蒸発過程の周期的定常解の性状	64
- 1 はじめに	64
- 2 周期的定常解の調和解析	65
- 1 内断熱多層壁体への外界入力成分の影響	65
- 2 材料の水分伝導率の影響	79
- 3 まとめ	81

4 - 4	周期的定常解の直接解法 (解のフーリエ近似による方法)	83
- 1	はじめに	83
- 2	解法の概要	83
- 3	周期的定常解法としての妥当性の検討	88
- 1	外界条件が年周期 1 入力で与えられる場合	88
- 2	外界条件が年周期と日周期の 2 入力の重ね合わせで与えられる場合	92
- 4	まとめ	93
4 - 5	第 4 章のまとめ	95
第 5 章 対流を生じる壁体の含水率挙動		
5 - 1	はじめに	97
5 - 2	多孔質断熱材の流れと熱・湿気性状	98
- 1	はじめに	98
- 2	計算対象と基礎式	98
- 3	壁体表面温度差の影響	100
- 4	壁体の高さの影響	106
- 5	材料透気率の影響	114
- 6	吸放湿性の影響	124
- 1	計算対象と基礎式	124
- 2	κ 、 ν 基準値の場合	126
- 3	κ 、 ν 基準値の 10 倍の場合	129
- 7	まとめ	132
5 - 3	対流を考慮した建築多層壁体の含水率挙動	134
- 1	はじめに	134
- 2	計算対象と基礎式	134
- 3	壁体内含水率挙動への対流の影響	138
- 4	壁体内に通気が生じた場合の壁体内含水率挙動	146
- 1	はじめに	146
- 2	計算対象と数値計算法	146
- 3	通気口高さの影響	148
- 5	まとめ	158
5 - 4	第 5 章のまとめ	158
第 6 章 結論		
		163
記号説明		
		169
引用文献		
		173
謝 辞		
		177

第 1 章

序 論

1-1 はじめに

人間の居住空間での熱環境の質的向上を目的に、建物の高断熱・高気密化を実現する材料や壁体工法の開発が進められてきた。少ないエネルギー（省エネルギー）で、居住空間の高品位な熱的快適性を維持するため、建物の高断熱・高気密化の質の向上は克服すべき設計目標となっている。建物の高断熱・高気密化は室内空間から流出する熱エネルギーを小さくすると同時に、人間生活で発生する様々な状態の水分の外気への排出も小さくするものである。その結果、効果的除湿が行われなければ室内空気は24時間高湿で維持される。このような環境の下、室内空気の水分容量を遙かに越える湿度条件が発生するとか、室内空気より低温部分が生じればそこで自由水の発生（いわゆる結露）、蓄積が生じるであろう事は容易に予測される。

壁体での自由水の発生、壁体での水分蓄積（含水率増加）は様々な事例として身近に体験する事も多い。冬期の開口部金属サッシやガラス等の壁体表面での水滴の発生は壁体表面温度とその壁体に接する空気の含有水分量の単純な関係で説明できる直接目に見える事例である。

一方でひとたび発生すれば被害が大きいと言われる壁体内部での水分発生及びその蓄積（含水率増加）のメカニズムは複雑であると同時に、直接観察できる事は殆ど無い。このような現象は外気温が上がり始める春先に突然壁面一面にかびの発生が観察されたり、床下構造材での腐朽菌の繁殖による構造耐力の減少による建物の変形など甚だしい被害が見えるまで認識できない。この被害の発生には数年、数十年を要する場合もある。

このような壁体内での水分発生とその蓄積を防ぐための壁体の結露防止計算法として、定常状態を仮定し、壁体を蒸気拡散支配の状態に維持する計算法は良く知られ、現在広く用いられている。定常状態の条件が満足され、また壁体の全ての場所での相対湿度が適当な値以下、例えば80%以下に維持されるならば、適切な湿気伝導率を用いたこの計算結果は壁体内水分（水蒸気圧）分布を正確に記述する。

しかし、壁体内で許容し得る相対湿度を高くし、例えば実際に行われているように飽和に近い値まで用いるならば、蒸気拡散支配の条件は成立せず、従って計算結果は正しい値を与えない。

壁体内相対湿度を十分低く維持するように設計すれば、壁体の状態は正確に記述され、かつ防湿の立場から安全な結果を与える。一方、この方法によれば安全に過ぎる設計を行う場合が生じ、結果として建築的常識を越えた防湿（水）層が要求されたり、あるいはコストパフォーマンスの観点から妥当でない設計を強いる場合が生じる。

このような問題を考慮して「実害の無い”結露”を許す壁体の防湿設計法」、あるいは結露害防止設計法がドイツ等で提案され¹⁾²⁾、実際に用いられている。この方法は年周期での含水率の増加がなければ”結露”は許容するとするものであり、具体的には冬期の”結露”水分が夏期にすべて再蒸発するならば実害はないと見なすものである。過大な防湿設計を避ける立場からは合理的と言える。

しかし、これらの計算法は、基本的には水分移動は蒸気拡散と仮定した簡易計算法であり、対象とする材料に無関係に安易に適用することは危険であろう。特にこの方法は含水率の予測が出来ない、あるいは目的としない点に最大の欠点を有する。

実害の無い防湿設計は、物理的に明確でない内部”結露”の概念を用いず、壁体内の含水（湿）率を材料固有の許容含水率以下に維持することと考えるべきである。すなわち、合理的防湿設計を行うためには、含水率の予測、少なくとも最大含水率の予測が可能なものでなくてはならない。本研究では、壁体内含水率変動を評価指標とする、合理的な防湿設計計算法の検討を目的とする。

1-2 従来の研究

防湿設計の評価指標となる材料の含水率は周囲空気の状態に平衡した壁体内温度と水分活性によって決まる材料固有値である。材料内水分活性は、蒸気拡散のみでなく、毛管水等物理的には液水の状態でも移動する水分流によって決まる。またその水分移動は温度勾配によっても生じる。材料内温度分布は、伝導、対流、放射による顕熱移動と同時に水分移動に伴う潜熱移動の結果生じる。

海外における、変動する非等温場での水分移動解析とモデル化についてはLuikov

³⁾、Krischer⁴⁾の研究が最初と言われている。

Luikovは多孔質材料の概念を導入し、個体内水分移動現象のモデル化を行った。同時に、異種材料間では含水率の平衡関係が成り立たない事から熱移動のポテンシャルであるエンタルピーに相当する水分移動のポテンシャルの導入の必要性を示した。フィルターペーパーを基準材料とし、この材料の含水率を水分移動のポテンシャルと設定したが、基準材料の定義の不明確さから一般化されていない。また解析解を求めるために潜熱移動項の適切でない線形化を行ったため現象を記述するモデルに物性値ではない不明確な係数の導入を行った。従って、このモデルの適用範囲は限られたものであるにも関わらず、線形化されたモデルのみが注目され、適用範囲を無視した計算が行われている⁵⁾。

Krischerのモデルでは水分移動の液水移動と蒸気拡散の相互関係が示されておらず、モデルの計算に必要な水分移動係数の測定方法が不明確である。水分移動係数の定義が曖昧なままの物理的に不明確なモデルの適用が行われている⁶⁾。

土壌内熱及び水分移動の非定常問題の研究を行ったPhilipとde Vries⁷⁾は上記研究とは独立に含水率を変数とした材料内熱、水分場を記述するモデルを示した。

このモデルの計算に必要な水分の移動係数である水分伝導率の測定とモデルの検討はKooi⁸⁾、Sandberg⁹⁾によって行われた。このモデルの検証では、材料は低い含水状態を対象としており、高含水状態での検証までには至っていない。

国内においては、非可逆過程の熱力学に従い、圧力差によるbulkな水分流をも考慮した熱水分同時移動解析モデル¹⁰⁾が松本によって示されている。同時に、Gibbsの自由エネルギーである自由水基準の化学ポテンシャル（水分化学ポテンシャル）を異種材料間の平衡関係を保持する水分ポテンシャルとして採用した¹⁰⁾¹¹⁾。この水分化学ポテンシャルの導入によって広範囲な含水率状態での壁体内水分移動現象を記述するモデルである熱・水分同時移動方程式が示された。また、解析モデルに応じる妥当な熱及び、水分の移動係数が測定できる形で定義された。

この熱・水分同時移動方程式の妥当性について検討され、この方程式を用いた壁体内含水率予測計算が可能なる事が示唆された¹²⁾¹³⁾。

壁体内含水率変動予測を解析的に行おうとするならば、数多くの材料について、計算モデルに対し十分な精度の水分伝導率等測定物性値の蓄積が必要である。水分伝導率の測定には材料内含水率分布測定の困難さや長時間を要する測定の困難さを

伴う。そのため軽量気泡コンクリート（ALC）⁸⁾⁹⁾¹⁰⁾、繊維板¹⁴⁾、木材¹⁵⁾¹⁶⁾、砂¹⁷⁾、グラスウール¹⁸⁾等限られた材料の測定値が僅かにあるばかりである。

本研究の含水率変動を評価指標とする防湿設計法の確立には上記材料物性値の蓄積が不可欠であり、より多くの材料の物性値蓄積が望まれる。

前述のごとく、建築壁体材料の含水率は周囲空気との平衡関係によって決定され、平衡する過程においての水分の伝導率や水分容量の含水率依存性のため、含水率挙動は非線形過程である。含水率予測を精度良く行うには、外乱の変動に応じて、この非線形方程式を解く必要がある。

しかしながら、建築壁体内材料の含水率が材料固有の限界値以下に維持されているなら、材料内では蒸気拡散による水分移動が支配的となる。この状態を Hygroscopicと呼び、水分流はFickの法則及びStefanの法則に従い、解析されるべき記述方程式が導かれる。これが定常結露防止設計法である。

このHygroscopic領域での非定常計算法はHenry¹⁹⁾、前田²⁰⁾によって示された。

この領域では水分の伝導率の含水率依存性は小さく、これを一定値として扱う事ができる場合が多い。同時に材料の水分容量も一定と見なせば線形の変化方程式での記述が可能となる。この場合の解法には多くの研究^{21)~25)}があり、モデルの妥当性の検討、検証がなされた²⁶⁾²⁷⁾²⁸⁾。

この様にHygroscopic領域内での解析計算は、系の線形性のために非Hygroscopic領域を扱うのに比較し非常にやり易くなる。防湿設計の許容すべき材料固有の含水率の限界値をHygroscopic領域の値にとどめるなら、簡易な計算方法でこの設計は出来る事になる。しかしこの様な設計法では前述のごとく、一般に安全に過ぎる結果を与える。

本報告で検討しようとする合理的防湿設計は最大含水率の値と最大含水率が生じる時期が正確に予測できるものでなくてはならない。そのためには、Hygroscopic領域も含む非Hygroscopic領域での含水率予測計算が必要となる。壁体含水率予測計算の可能性が示唆された¹²⁾¹³⁾熱・水分同時移動方程式を基礎式とした、非線形方程式の非定常計算による防湿設計法を検討することで、合理的防湿設計法の有効性を示す事が出来よう。

壁体内含水率は、外気温・湿度、室内温・湿度の変動に応じて変化する。一般に、外界条件は設計の目的に応じ、周期的変動を仮定できるとして建築の湿気問題への

周期解法の導入が前田³⁵⁾によって示された。松本¹⁰⁾はラプラス変換平面上の解を用いた周期解法を示し、壁体がHygroscopic領域でのこの解析の妥当性と許容条件を実験によって示している。この解法を用いて、Hygroscopic領域での多層壁体を対象とした周期的定常解が得られ、得られた解の挙動についても報告²²⁾²³⁾されている。

壁体材料の耐久性をも含めた熱、湿気性状である含水率に関する評価を行う防湿設計法では、壁体はHygroscopic領域を含む非Hygroscopic領域として扱う必要が有ろう。非Hygroscopic領域では、壁体内含水率挙動は非線形非定常過程であるので周期的定常解が常に存在するとは言えない。系の非線形性の為に壁体含水率挙動の周期的定常解を解析的に求める事は出来ない。防湿設計法として適切な精度の周期的定常解法の確立が必要である。

周期的定常解では任意の初期状態量と系の1周期後の状態量が一致する。この性質を利用する事で、非線形計算の繰り返しによらない周期解を求める方法が可能であろう。この性質を利用した周期解法としては、2点境界値問題におけるshooting method^{例えば36)}があり、線形熱伝導問題における、離散状態方程式を用いた同様の方法が中沢³⁷⁾によって示されている。

もし、壁体の含水率挙動が予め予測できるとすれば、適当な近似解を設定する事で、速やかに周期解を得る方法も可能であろう。例えば、電気回路の解析法に見られる、対象とする系への入力周波数に応じた解の応答周波数を有限項のフーリエ級数で近似し解を得る方法³⁸⁾等が挙げられる。

本来外界気象条件はランダムな変化過程であり、その確率的特性を取り扱う必要性に関する議論が最近活発に行われている。外界気象条件のランダム性を考慮した防湿設計法に関する研究は銚井³⁹⁾によって進められている。防湿設計の目的によっては壁体含水率変動の周期的定常状態での評価の上に、外界条件のランダム性に応じる含水率変動の評価が必要となろう。

建築壁体で対流が生じる事は、熱、湿気性状にとってマイナスの要素が大きいと言われている。多孔質材料中での自然対流にDarcy流れを仮定した熱性状解析モデルは、Boriesら⁴⁷⁾によって示された。

Burnsら⁴⁸⁾は、多孔質断熱材で対流が生じる場合の熱性状を数値解析によって定量的検討を行っている。

銚井⁴⁹⁾は、断熱材内では対流により壁体内温度分布性状は大きく影響を受け、そ

の結果壁体内結露性状への影響も大きくなる可能性を定量的に示した。

対流が生じる材料での熱、湿気挙動解析において、水分場は乾燥状態か飽和（飽水）状態を仮定し、熱及び湿気性状は独立して扱われている場合が多い。しかし、外界条件に応じ壁体の含水率は広い範囲で変化しており、対流を生じる材料についてもその含水率変化に応じる適当な解析法が必要となろう。

1-3 研究概要

本研究は松本¹⁰⁾の研究を基礎とし、壁体内含水率予測計算法の精度の検討と、適用条件を明らかにする事を目的としている。

ここでは、年周期変動する外界気象条件に応じる建築壁体の正確な含水率変動予測を目的に、熱・水分同時移動方程式の非定常計算による防湿設計用計算法の精度の検討を行う。外界気象条件のランダム性とランダム性に応じる壁体含水率変動予測に関しては言及していない。

第2章では非可逆過程の熱力学にもとづく松本の熱・水分同時移動方程式を用いた、防湿設計用計算法を整理する。

第3章では、2章で示した計算法を検証するために、軽量気泡コンクリート（ALC）壁体を例として、外界気象条件に応じる非定常計算による年オーダーでの含水率変動予測を試みる。また得られる含水率挙動性状と壁体の結露に対する許容条件についても検討を行う。

第4章は、建築壁体の結露過程の周期的定常解の数値解法と解の性状を検討する。

周期的定常解なら周期の初期状態量と1周期後の状態量は一致する。この性質を利用し、4章2節では非定常計算の繰り返しによらず周期的定常解を求める方法を示す。初期状態量に対する1周期後の状態量の感度を差分法により離散化された熱・水分同時移動方程式の時変線形化式で示す。この時変線形化式の数値計算結果の感度解によって周期的定常解を探索する方法を示す。時変線形式の導出は基礎式をTaylor展開する事で行う。ここで示した方法の計算精度の検討を具体的壁体を対象として行う。

4章3節では、2節の方法で得られた壁体結露・再蒸発過程の周期的定常解の挙動を周波数領域で詳述する。周波数領域での解の挙動特性の整理によって計算

手順の少ない周期的定常解法の可能性を検討する。

4章4節では、壁体への入力周波数に応じる解の応答周波数を前もって設定し、壁体の周期的定常解を直接求める方法を検討する。

第5章では壁体内対流性状と対流を生じる壁体の熱・湿気性状を検討する。壁体内での対流が含水率変動に及ぼす影響を把握し、壁体防湿設計での壁体内対流の扱いを検討する。

基礎資料を得るために、5章2節ではグラスウール内の、自然対流性状を検討する。対流性状は、材料物性、形状、境界条件により大きく変化する^{例えは50°}。グラスウールの対流性状には、材料物性では透気率、境界条件では壁体表面温度差及び湿度差と共に壁体表面の温度分布及び湿度分布、形状については壁体高さの変化が影響すると予想される。まず、材料が定常状態の場合を対象に検討を行う。境界条件として相対湿度一定の場合について、壁体表面温度差と壁体高さについて検討し、材料内の流れの性状に大きく影響を与える材料の透気率に関する検討を行う。また材料の吸放湿性に関する検討も合わせて行う。

5章3節では対流を考慮した建築多層壁体の解析を試みる。

密閉型の断熱材での対流が多層壁体の含水率変動へ及ぼす影響を定量的に検討する。また壁体結露に対し危険性が予測される、対流が生じる材料への高温高湿空気の流入が生じた場合の壁体含水率挙動を検討する。

6章では本論分ので得られた結果をまとめ、建築壁体の防湿設計法に関する知見をまとめる。

第 2 章

多孔質材料内での含水率挙動解析の基礎式

2-1 はじめに

ここでは、防湿設計法として妥当な壁体内含水率の正確な予測計算法に用いるべき基礎式を整理する。

建築壁体の含水率予測計算法としての妥当性が既に示唆されている¹²⁾¹³⁾熱・水分同時移動方程式¹⁰⁾を基礎式とする。

はじめに、材料内での空気の対流が生じにくい比較的密度の大きな材料に用いるべき基礎式を整理し示す。

次に、空気の対流が生じ易い密度の小さな繊維性材料例えば断熱材であるグラスウール等の解析に用いるべき基礎式を整理し示す。

2-2 基礎式

建築壁体材料は空隙と固体実質部で構成されている多孔質材と見なせる。空隙及び実質部は材料厚さに対して十分homogeneousであり、isotropicであるとする。

材料内で結水が生じるような場合を除き、常温での材料内構成成分は吸着及び毛管凝縮した液水(w)、水蒸気(v)、湿り空気(av)である。

材料内水分移動は蒸気による拡散ばかりでなく、毛管水等物理的には液水の状態でも生じる。この水分移動は温度勾配によっても生じる。

材料内温度分布は伝導、対流、放射による顕熱移動と同時に水分移動にともなう潜熱移動の結果生じている。

材料密度の比較的大きな一般建築材料では、材料内での放射熱移動量は伝導および対流による熱移動量に比較し小さく無視し得る。密度の小さな材料については、放射熱移動を無視し得ない場合も生じようが、このような場合は別途検討する事とし、放射熱移動に関しては無視して扱う事とする。

壁体材料を構成する各成分の質量収支は、次式のごとく表現できる¹⁰⁾。

【液水収支】

$$\frac{\partial \phi \cdot \rho_w}{\partial t} + \nabla (\phi \cdot \rho_w \cdot V_w) = -W \quad (2-1)$$

【水蒸気収支】

$$\frac{\partial \Phi \cdot \rho_v}{\partial t} + \nabla (\Phi \cdot \rho_v \cdot V_v) = W \quad (2-2)$$

【湿り空気収支】

$$\frac{\partial \Phi \cdot \rho_{av}}{\partial t} + \nabla (\Phi \cdot \rho_{av} \cdot V_{av}) = W \quad (2-3)$$

また熱収支は各成分のエンタルピーを用いて表現すると

【熱収支】

$$\frac{\partial \Phi \cdot \rho_{av} \cdot H_{av}}{\partial t} + \frac{\partial \phi \cdot \rho_w \cdot H_w}{\partial t} + \frac{\partial \rho_s \cdot H_s}{\partial t} + \nabla (\Phi \cdot \rho_{av} \cdot V_{av} \cdot H_{av}) + \nabla (\phi \cdot \rho_w \cdot V_w \cdot H_w) = \nabla (\lambda \nabla T) \quad (2-4)$$

Φ_s : 最大空隙率 (vol/vol) Φ : 空隙率 (vol/vol)
 ϕ : 含水率 (vol/vol) $\phi = \Phi_s - \Phi$ T : 温度 (K)
 ρ_i : i 成分の密度 (Kg/m³) H_i : i 成分のエンタルピー (W·s/kg)
[添え字 i s; 材料実質、w; 液水、v; 水蒸気、av; 湿り空気]
 V_w : 液水の真の速度 (m/s) V_v : 水蒸気の真の速度 (m/s)
 V_{av} : 材料内平均速度 (m/s) t : 時間 (s)
 λ : 材料実質部の熱伝導率 (W/m·K)
W : 水蒸気→液水の相変化水分量 (kg/m³·s)

ここで、i 成分のエンタルピーは定圧比熱 c_p を用いて $H_i = c_{p_i} \cdot dT$ と表せるので、

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \Phi \cdot \rho_{av} \cdot c_{p_{av}} \nabla (T \cdot V_{av}) + \phi \cdot \rho_w \cdot c_{p_w} \nabla (T \cdot V_w) = \nabla (\lambda \nabla T) - r \cdot W \quad (2-5)$$

ここで、 $c_p = \Phi \cdot \rho_{av} \cdot c_{p_{av}} + \phi \cdot \rho_w \cdot c_{p_w} + \rho_s \cdot c_{p_s}$

$$r = H_{av} - H_w$$

c_{p_i} : i 成分の定圧比熱 (W·s/kg·K)

[添え字 i s; 材料実質、w; 液水、v; 水蒸気、av; 湿り空気]

r : 水蒸気→液水の相変化熱 (J/kg)

【運動方程式（材料内平均速度 V_{av} ）】

$$V_{av} = -\frac{K}{\Phi \cdot M_{av}} (\nabla P_{av} + \rho_{av} \cdot g) \quad (2-6)$$

P_a : 乾燥空気分圧 (Pa) P_v : 水蒸気分圧 (Pa)

P_{av} : 湿り空気圧力 (Pa) { = $P_a + P_v$ }

K : Darcyの透気率 (m^2) g : 重力加速度 (m/s^2)

M_{av} : 湿り空気の粘性係数 ($Pa \cdot s$)

【状態方程式】

$$\rho_v = \frac{P_v}{R_v \cdot T}, \quad \rho_v = \rho_v(\mu, T) = \rho_v(P_v, T) \quad (2-7)$$

$$\rho_{av} = \frac{P_{av}}{R_{av} \cdot T} \quad (2-8)$$

$$\rho_w : \text{一定} \quad (2-9)$$

μ : 自由水基準の水分化学ポテンシャル (J/kg)

R : 一般ガス常数 ($N \cdot m / Kmol \cdot K$) m_a : 乾燥空気の分子量 ($kg / Kmol$)

m_v : 水蒸気の分子量 ($kg / Kmol$)

$$m_{av} = \frac{P_v}{P_{av}} (m_v - m_a) + m_a$$

m_{av} : 湿り空気分子量 ($kg / Kmol$)

$$R_v = \frac{R}{m_v}$$

R_v : 水蒸気のガス常数 ($N \cdot m / kg \cdot K$)

$$R_{av} = \frac{R}{m_{av}}$$

R_{av} : 湿り空気のガス常数 ($N \cdot m / kg \cdot K$)

含水率 ϕ は相対湿度の値によって決まり、相対湿度は温度、水分化学ポテンシャルまたは水蒸気圧によって表される。

$$\phi = \phi(RH) = \phi(\mu, T) = \phi(P_v, T) \quad (2-10)$$

RH : 相対湿度 (Pa/Pa)

壁体の含水率挙動を記述する方程式は水分（液水＋水蒸気）収支式(2-11)、湿り空気収支式(2-3)、熱収支式(2-5)、運動方程式(2-6)の組合せで表現できる。

【水分収支】

$$\frac{\partial \phi \cdot \rho_w}{\partial t} + \frac{\partial \Phi \cdot \rho_v}{\partial t} = -\nabla(\phi \cdot \rho_w \cdot V_w) - \nabla(\Phi \cdot \rho_v \cdot V_v) \quad (2-11)$$

【湿り空気収支】

$$\frac{\partial \Phi \cdot \rho_{av}}{\partial t} + \nabla(\Phi \cdot \rho_{av} \cdot V_{av}) = W \quad (2-3)$$

【熱収支】

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \Phi \cdot \rho_{av} \cdot c_{p_{av}} \nabla(T \cdot V_{av}) + \phi \cdot \rho_w \cdot c_{p_w} \nabla(T \cdot V_w) = \nabla(\lambda \nabla T) - r \cdot W \quad (2-5)$$

【運動方程式（材料内平均速度 V_{av} ）】

$$V_{av} = -\frac{K}{\Phi \cdot M_{av}} (\nabla P_{av} + \rho_{av} \cdot g) \quad (2-6)$$

各収支式の流量項は材料内平均速度による対流成分と各成分間の拡散成分に分離できる。

A. 一般的建築材料内での熱及び水分移動を記述する基礎式

常温下の低含水率状態の壁体では水蒸気拡散による水分移動が支配的であり、含水率が増えるに従って、水分移動全体での液水移動の比率が増加する。この様に壁体の防湿設計法では、壁体内での水分移動現象の多様性を対象とする必要がある。この移動現象の多様性に応じるためには水分の移動ポテンシャルに自由水基準の化学ポテンシャルを用いるのが適当と考える。この化学ポテンシャルは水分のGibbsの自由エネルギーを示すものである。

【状態方程式】

$$\rho_v = \rho_v(\mu, T) \quad (2-7-1)$$

$$\phi = \phi(\mu, T) \quad (2-10-1)$$

水蒸気流量は湿り空気内での水蒸気の拡散係数を D_v (m^2/s) と記号すると次式のごとく対流成分と拡散成分に分離できる。ただし温度差による水蒸気の拡散は小さいので無視した。

$$\Phi \cdot \rho_v \cdot V_v = \Phi \cdot \rho_v \cdot V_{av} - D_v \nabla(\Phi \cdot \rho_v) \quad (2-12)$$

状態方程式(2-7-1)式、(2-10-1)式より、(2-12)式は次式のように書き換えられる。

$$\Phi \cdot \rho_v \cdot V_v = \Phi \cdot \rho_v \cdot V_{av} - D_v \frac{\partial \Phi \cdot \rho_v}{\partial \mu} \nabla \mu - D_v \frac{\partial \Phi \cdot \rho_v}{\partial T} \nabla T = \Phi \cdot \rho_v \cdot V_{av} - \lambda'_{\mu g} \nabla \mu - \lambda'_{Tg} \nabla T$$

(2-12-1)

ここで、(2-12-1)式の水蒸気的水分化学ポテンシャル勾配に関する水分伝導率 $\lambda'_{\mu g}$ (kg/m·s·J/kg)、温度勾配に関する水分伝導率 λ'_{Tg} (kg/m·s·K) は以下のよう
に定義される移動係数である。

$$\lambda'_{\mu g} = D_v \frac{\partial \Phi \cdot \rho_v}{\partial \mu} \quad , \quad \lambda'_{Tg} = D_v \frac{\partial \Phi \cdot \rho_v}{\partial T}$$

一方、液水流量は、毛細管内での液水のDarcy流れを仮定すると、圧力差及び重力
による流れと、液水の含水率勾配に比例する拡散（比例係数は $D_{ww} \text{ m}^2/\text{s}$ ）と温度勾
配に比例する拡散（比例係数は $D_{wT} \text{ m}^2/\text{s} \cdot \text{K}$ ）による流れの成分として記述できる。

$$\Phi \cdot \rho_w \cdot V_w = -\frac{\rho_w \cdot K_w}{M_w} (\nabla P_{av} + \rho_w \cdot g) - \rho_w \cdot D_{ww} \nabla \phi - \rho_w \cdot D_{wT} \nabla T$$

(2-13)

K_w : 透水率 (m^2) 《材料が飽和状態では透水率 K は $K=K_w$ 》

M_w : 液水の粘性係数 ($\text{Pa} \cdot \text{s}$)

状態方程式(2-10-1)より(2-13)式は、水分化学ポテンシャル勾配による液水の拡
散係数を $D_{\mu 1}$ ($\text{m}^2/\text{s} \cdot \text{J}/\text{kg}$)、温度勾配による液水の拡散係数を D_{T1} ($\text{m}^2/\text{s} \cdot \text{K}$) と
定義すると(2-13-1)式と表現できる。

$$\Phi \cdot \rho_w \cdot V_w = -\rho_w \cdot D_{\mu 1} \left(\frac{\nabla P_{av}}{\rho_w} + g \right) - \rho_w \cdot D_{ww} \frac{\partial \phi}{\partial \mu} \nabla \mu - \left(\rho_w \cdot D_{ww} \frac{\partial \phi}{\partial T} + \rho_w \cdot D_{wT} \right) \nabla T$$

$$= -\rho_w \cdot D_{\mu 1} \left(\frac{\nabla P_{av}}{\rho_w} + g + \nabla \mu \right) - \rho_w \cdot D_{T1} \nabla T$$

$$= -\lambda'_{\mu 1} \left(\nabla \mu + g + \frac{\nabla P_{av}}{\rho_w} \right) - \lambda'_{T1} \nabla T$$

(2-13-1)

ここで、液水（液相水分）の水分化学ポテンシャル勾配に関する水分伝導率 $\lambda'_{\mu 1}$
(kg/m·s·J/kg)、温度勾配に関する水分伝導率 λ'_{Tg} (kg/m·s·K) は以下のごとく
定義される移動係数である。

$$\lambda'_{\mu 1} = \rho_w \cdot D_{\mu 1} \quad , \quad \lambda'_{T1} = \rho_w \cdot D_{T1}$$

$$D_{\mu 1} = \frac{K_w}{M_w} = D_{ww} \frac{\partial \phi}{\partial \mu} \quad , \quad D_{T1} = D_{ww} \frac{\partial \phi}{\partial T} + D_{wT}$$

各水分伝導率には以下の関係がある。

$$\lambda'_{\mu} = \lambda'_{\mu 1} + \lambda'_{\mu g} \quad , \quad \lambda'_{T} = \lambda'_{T1} + \lambda'_{Tg}$$

式(2-12-1)、式(2-13-1)より、水分収支(2-11)式は(2-14)式と表現できる。

$$\begin{aligned} & (\rho_w - \rho_v) \frac{\partial \phi}{\partial t} + \phi \frac{\partial \rho_v}{\partial t} \\ & = -\nabla(\phi \cdot \rho_v \cdot V_{av}) + \nabla(\lambda'_{\mu g} \nabla \mu + \lambda'_{Tg} \nabla T) + \nabla(\lambda'_{\mu 1} (\nabla \mu + g + \frac{\nabla P_{av}}{\rho_w}) + \lambda'_{T1} \nabla T) \end{aligned} \quad (2-14)$$

式(2-5)、熱収支は水分の相変化量Wに水蒸気収支式(2-2)を用いると(2-15)と表現できる。

$$\begin{aligned} c_p \frac{\partial T}{\partial t} + r \frac{\partial \Phi \cdot \rho_v}{\partial t} & = -\Phi \cdot \rho_{av} \cdot c p_{av} \nabla(T \cdot V_{av}) - \phi \cdot \rho_w \cdot c p_w \nabla(T \cdot V_w) \\ & + \nabla((\lambda + r \cdot \lambda'_{Tg}) \nabla T) + r \nabla(\lambda'_{\mu g} \nabla \mu) \end{aligned} \quad (2-15)$$

以上、水分収支式(2-14)、熱収支式(2-15)、湿り空気収支式(2-3)と運動方程式(2-6)によって壁体材料の広範囲な含水状態における、熱・水分同時移動現象は記述される。

通常、内装材や一般的構造材料中では対流は起こりにくく、材料内熱・水分移動は拡散支配系と見なせる。

壁体が飽水状態になっているような場合を除き、高含水状態でも一般の建築材料では重力による水分移動は無視できる場合が多い。

故に、一般の建築材料では対流を無視しても壁体の熱、湿気性状を精度良く解析できよう。

従って解析に用いるべき基礎式は式(2-14)、式(2-15)より液水及び空気の対流による項を無視出来るので

$$(\rho_w - \rho_v) \frac{\partial \phi}{\partial t} + \phi \frac{\partial \rho_v}{\partial t} = \nabla(\lambda'_{\mu E} \nabla \mu + \lambda'_{TE} \nabla T) + \nabla(\lambda'_{\mu 1} \nabla \mu + \lambda'_{T1} \nabla T) \quad (2-14-1)$$

建築材料で、常温下において液水移動に比較し水蒸気によるbulkな流れは小さく無視し得るから、上記水分収支式の左辺容量項は以下のように近似し得る。

$$\rho_w - \rho_v \doteq \rho_w, \quad \rho_w \frac{\partial \phi}{\partial t} \gg \phi \frac{\partial \rho_v}{\partial t}$$

ゆえに

$$(\rho_w - \rho_v) \frac{\partial \phi}{\partial t} + \phi \frac{\partial \rho_v}{\partial t} \doteq \rho_w \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

言い替えれば、材料内の水分は全て液水の形で蓄積されると見なした事に一致する。故に水分収支式は式(2-16)と表現できる。

【水分収支】

$$\begin{aligned} \rho_w \frac{\partial \phi}{\partial t} &= \nabla(\lambda'_{\mu E} \nabla \mu + \lambda'_{TE} \nabla T) + \nabla(\lambda'_{\mu 1} \nabla \mu + \lambda'_{T1} \nabla T) \\ &= \nabla((\lambda'_{\mu E} + \lambda'_{\mu 1}) \nabla \mu) + \nabla((\lambda'_{TE} + \lambda'_{T1}) \nabla T) \\ &= \nabla(\lambda'_\mu \nabla \mu) + \nabla(\lambda'_T \nabla T) \end{aligned} \quad (2-16)$$

熱収支式(2-15)で、一般の建築材料では材料個体実質部の熱容量が水蒸気の相変化量に比較し極めて大きいので、水蒸気の容量を無視すれば以下のごとく近似できる。

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} + r \frac{\partial \phi \cdot \rho_v}{\partial t} \doteq c\rho \frac{\partial T}{\partial t}$$

故に熱収支式は

【熱収支式】

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda_e \nabla T) + r \nabla(\lambda'_{\mu E} \nabla \mu) \quad (2-17)$$

ここで $\lambda_e = \lambda + r \cdot \lambda'_{TE}$

以上、水分収支(2-16)式、熱収支(2-17)式が一般的建築材料の熱及び水分移動の解析に用いる基礎式となる。

B. 対流が生じ易い建築材料の熱及び水分移動を記述する基礎式

ここでは、グラスウールを代表とする多孔質断熱材等のように一般に気相対流が生じる建築材料での熱及び水分移動を記述する基礎式を整理する。

この様な材料では、結露の進行による飽水に近い高含水状態であっても、壁体内に蓄積される液水は、通常孤立した状態で存在すると考えられる。故に、材料中は蒸気拡散が支配的であり、液水による拡散は無視して扱えよう。つまりグラスウールのごとき断熱材では水分移動は蒸気拡散支配の系として扱えると考えられる。気相水分の移動係数の水分化学ポテンシャル依存性は大きく、また対流による水分移動を水分化学ポテンシャルを用いて記述するのは極めて煩雑である。このような場合を取り扱うとき、水分移動のポテンシャルには水蒸気分圧を用いるのが移動現象を記述するのに便利であり、解析も容易に行える。

水分収支式(2-11)、湿り空気収支式(2-3)、熱収支式(2-5)、運動方程式(2-6)を水分の移動ポテンシャルに水蒸気圧を用いて書き直す。

水蒸気密度と含水率を水蒸気圧及び温度で表現すると

$$\rho_v = \rho_v(P_v, T) \quad (2-7-2)$$

$$\phi = \phi(P_v, T) \quad (2-10-2)$$

この関係を用いると、水分収支式(2-11)の容量項は

$$\frac{\partial \phi \cdot \rho_w}{\partial t} + \frac{\partial \Phi \cdot \rho_v}{\partial t} = (\rho_w - \rho_v) \frac{\partial \phi}{\partial t} + \Phi \frac{\partial \rho_v}{\partial t}$$

ここで、 $\rho_w \gg \rho_v$ なので $\rho_w - \rho_v \approx \rho_w$ とみなし、空隙率 Φ 、含水率 ϕ と材料の最大空隙率 Φ_s の関係 $\Phi = \Phi_s - \phi$ を考慮すると上記容量項は

$$\begin{aligned} \rho_w \frac{\partial \phi}{\partial t} + \Phi \frac{\partial \rho_v}{\partial t} &= \rho_w \frac{\partial \phi}{\partial P_v} \cdot \frac{\partial P_v}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial \phi}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} + \Phi \frac{\partial \rho_v}{\partial P_v} \cdot \frac{\partial P_v}{\partial t} + \Phi \frac{\partial \rho_v}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \\ &= \left(\frac{\Phi}{R_v \cdot T} + \kappa \right) \frac{\partial P_v}{\partial t} + \left(\Phi \frac{\partial \rho_v}{\partial T} + \nu \right) \frac{\partial T}{\partial t} \end{aligned}$$

ここで、

$$\kappa = \rho_w \frac{\partial \phi}{\partial P_v}, \quad \nu = \rho_w \frac{\partial \phi}{\partial T}$$

(2-11)式右辺第2項の流量項は

$$\Phi \cdot \rho_v \cdot V_v = \Phi \cdot \rho_v \cdot V_{av} - D_v \frac{\partial \Phi \cdot \rho_v}{\partial P_v} \nabla P_v - D_v \frac{\partial \Phi \cdot \rho_v}{\partial T} \nabla T = \Phi \cdot \rho_v \cdot V_{av} - \lambda'_{Pv} \nabla P_v - \lambda'_{Tg} \nabla T$$

(2-12-2)

ここで、

$$\lambda'_{Pv} = D_v \frac{\partial \Phi \cdot \rho_v}{\partial P_v}$$

λ'_{Pv} (kg/m·s·Pa) は上記式で定義される、水蒸気圧勾配に関する水分伝導率である。

液水移動は無視して扱えるので

$$\phi \cdot \rho_w \cdot V_w = 0 \quad (2-13-2)$$

従って気相対流はあるが水分移動が無視できる場合の水分収支式は

$$\left(\frac{\Phi}{R_v \cdot T} + \kappa \right) \frac{\partial P_v}{\partial t} + \left(\Phi \frac{\partial \rho_v}{\partial T} + \nu \right) \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\Phi}{R_v \cdot T} \nabla (P_v \cdot V_{av}) + \nabla (\lambda'_{Pv} \nabla P_v) + \nabla (\lambda'_{Tg} \nabla T) \quad (2-18)$$

ここで、水蒸気密度の温度依存性は小さく、 $\nu \gg \Phi \cdot \partial \rho_v / \partial T$ なので、この項の水分収支への寄与は小さく無視できる。また、蒸気拡散支配の系では水分移動での温度勾配によるものは水蒸気圧勾配によるものに比較し十分小さく、無視して扱っても適当な精度の計算が出来る。

【水分収支】

$$\left(\frac{\Phi}{R_v \cdot T} + \kappa \right) \frac{\partial P_v}{\partial t} + \left(\Phi \frac{\partial \rho_v}{\partial T} + \nu \right) \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\Phi}{R_v \cdot T} \nabla (P_v \cdot V_{av}) + \nabla (\lambda'_{Pv} \nabla P_v) \quad (2-19)$$

湿り空気収支式(2-3)式は、湿り空気の状態方程式(2-8)式の関係から(2-20)式に書き換えられる。

【湿り空気の収支】

$$\frac{1}{R_{av} \cdot T} \cdot \frac{\partial P_{av}}{\partial t} = -\rho_{av} \nabla V_{av} + W \quad (2-20)$$

液水移動がなければ熱収支式(2-5)において

$$\phi \cdot \rho_w \cdot c_p \nabla (T \cdot V_w) = 0$$

であり、相変化量Wに液水収支式(2-1)を用いると前述の仮定のごとく、液水の流量

項を無視できるから

$$W = -\frac{\partial \phi \cdot \rho_w}{\partial t} = -\rho_w \frac{\partial \phi}{\partial P_v} \cdot \frac{\partial P_v}{\partial t} - \rho_w \frac{\partial \phi}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = -\kappa \frac{\partial P_v}{\partial t} - \nu \frac{\partial T}{\partial t}$$

従って熱収支式は

【熱収支】

$$(c_p - r \cdot \nu) \frac{\partial T}{\partial t} + (-r \cdot \kappa) \frac{\partial P_v}{\partial t} = -\Phi \cdot \rho_{av} \cdot c_{p_{av}} \nabla (T \cdot V_{av}) + \nabla (\lambda \nabla T) \quad (2-21)$$

運動方程式(2-6)は静水圧基準の圧力 p_{av} を用いて書き直すと

$$V_{av} = -\frac{K}{\Phi \cdot M_{av}} (\nabla p_{av} - \rho_{av} \cdot g (\beta (T - T_0) + \xi (P_v - P_{v0}))) \quad (2-6-1)$$

β : 湿り空気の温度膨張率 (1/K)

ξ : 湿り空気の水蒸気圧膨張率 (1/Pa)

ここで、上記式で、 $\xi (P_v - P_{v0})$ のオーダーと $\beta (T - T_0)$ のオーダーを概算し比較する。

温度 T (K)、 f (mmHg) 分圧の水蒸気を含む湿り空気の密度 ρ_{av} は同温の乾燥空気の密度 ρ_a 、大気圧 F (mmHg) を用いて以下のように表現できる

$$\rho_{av} = \rho_a \left(1 - c_1 \frac{f}{F} \right) = c_2 \frac{F}{T} \left(1 - c_1 \frac{f}{F} \right) \quad c_1 = 0.37803, c_2 = 0.46480$$

上記式を温度 T 、水蒸気分圧 f に関し Taylor 展開すると次式となる。

$$\begin{aligned} \rho_{av} &= \rho_{av}|_{T_0, f_0} + \frac{\partial \rho_{av}}{\partial T} \Big|_{T_0} (T - T_0) + \frac{\partial \rho_{av}}{\partial f} \Big|_{f_0} (f - f_0) + O^2 \\ &= \rho_{av}|_{T_0, f_0} + \left(\frac{c_2}{T^2} (c_1 \cdot f - F) \right) (T - T_0) - \frac{c_1 \cdot c_2}{T} (f - f_0) + O^2 \end{aligned}$$

この式より

$$\frac{c_2}{T^2} (c_1 \cdot f - F) (T - T_0) = \beta (T - T_0)$$

$$\frac{c_1 \cdot c_2}{T} (f - f_0) = \frac{c_1 \cdot c_2}{133 \cdot T} (133 \cdot f - 133 \cdot f_0) = \xi (P_v - P_{v0})$$

基準温度 T_0 を 273.16K (0°C) とすると、その時の飽和水蒸気圧 P_{v0} は 1224.3Pa

(9.205mmHg)。温度 T を 293.16K (20°C) とし飽和状態の湿り空気を考える。飽和状態の水蒸気圧は 2300.9Pa (17.53mmHg)、大気圧は 101080.Pa (760mmHg) とすると β 、 ξ のオーダーは以下のようなになる。

$$\beta \doteq \frac{1}{T}, \quad \xi \doteq \frac{10^{-3}}{T}$$

例えば冷凍倉庫のような特殊な建物を除き、建築材料内で生じる温度差はせいぜい 10^1 のオーダーであり、水蒸気分圧差は 10^3 のオーダーとなろう。このことから、 $\xi (P_v - P_{v0})$ の値は大きくても $\beta (T - T_0)$ の値の 1 割程度で有る事が予測出来るので、 $\xi (P_v - P_{v0})$ の項は無視すると、運動方程式は(2-22)式となる。

【運動方程式】

$$V_{av} = -\frac{K}{\Phi \cdot M_{av}} (\nabla p_{av} - \rho_{av} \cdot g \cdot \beta (T - T_0)) \quad (2-22)$$

以上、吸放湿性があり、対流が生じるが液水移動は無視できる材料の熱及び水分挙動は水分収支式(2-19)、湿り空気の収支式(2-20)、熱収支式(2-21)、運動方程式(2-22)を用いて解析できる。

同様に、吸放湿性が無視でき材料で、対流が生じ液水移動が無視できる材料の基礎式は上記(2-19)～(2-22)式より材料の吸放湿性に関する項を無視する事で得られる。

【吸放湿性の無い材料の水分収支式】

$$\frac{\Phi}{R_v \cdot T} \cdot \frac{\partial P_v}{\partial t} = -\frac{\Phi}{R_v \cdot T} \nabla (P_v \cdot V_{av}) + \nabla (\lambda'_{Pv} \nabla P_v) \quad (2-19)'$$

【吸放湿性の無い材料の湿り空気の収支】

$$\frac{1}{R_{av} \cdot T} \cdot \frac{\partial P_{av}}{\partial t} = -\rho_{av} \nabla V_{av} \quad (2-20)'$$

【吸放湿性の無い材料の熱収支式】

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = -\Phi \cdot \rho_{av} \cdot c\rho_{av} \nabla (T \cdot V_{av}) + \nabla (\lambda \nabla T) \quad (2-21)'$$

ここで、 $c\rho = \Phi \cdot \rho_{av} \cdot c\rho_{av} + \rho_s \cdot c\rho_s$

【運動方程式】

$$V_{av} = -\frac{K}{\Phi \cdot M_{av}} (\nabla p_{av} - \rho_{av} \cdot g \cdot \beta (T - T_0)) \quad (2-22)'$$

C. 空気層－材料境界での基礎式

通常、壁体の内装材や外装もしくは構造材では気相対流の生じにくい一般的建築材料が用いられる。故に、ここでは先に述べたように、熱及び水分移動を温度と水分化学ポテンシャルを用いて記述する。

空気層との境界は壁体の空気に接する面での壁体内内向き法線方向を n とし、空気の状態量を水分化学ポテンシャル μ_0 、温度 T_0 と記号すると、水分に関しては(2-23)式、熱に関しては(2-24)式と表現できる。

【水分】

$$\alpha'_\mu (\mu_0 - \mu) + \alpha'_T (T_0 - T) = -\left(\lambda'_\mu \frac{\partial \mu}{\partial n} + \lambda'_T \frac{\partial T}{\partial n} \right) \quad (2-24)$$

【熱】

$$\alpha_e (T_0 - T) + r \cdot \alpha'_\mu (\mu_0 - \mu) = -\left(\lambda_e \frac{\partial T}{\partial n} + r \cdot \lambda'_{\mu e} \frac{\partial \mu}{\partial n} \right) \quad (2-25)$$

ここで、 $\alpha_e = \alpha + r \cdot \alpha'_T$

α : 熱伝達率 ($W/m^2 \cdot K$)

α'_μ : 水分化学ポテンシャル勾配にたいする水分伝達率 ($kg/m^2 \cdot s \cdot J/kg$)

α'_T : 温度勾配に対する水分伝達率 ($kg/m^2 \cdot s \cdot K$)

D. 材料境界

異種材料間境界では、境界において温度、水分化学ポテンシャルもしくは水蒸気分圧等状態量が等しく、流量が等しい。

一般的建築材料 I と II の境界で式(2-26)～式(2-28)が成り立つ。

$$T|_I = T|_{II} \quad , \quad \mu|_I = \mu|_{II} \quad (2-26)$$

【水分収支】

$$-\lambda'_\mu \frac{\partial \mu}{\partial n} \Big|_I - \lambda'_T \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_I = -\lambda'_\mu \frac{\partial \mu}{\partial n} \Big|_{II} - \lambda'_T \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{II} \quad (2-27)$$

【熱収支】

$$-r \cdot \lambda'_{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial n} \Big|_I - \lambda_e \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_I = -r \cdot \lambda'_{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial n} \Big|_{II} - \lambda_e \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{II} \quad (2-28)$$

一般的建築材料と対流が生じる断熱材の境界では $P_v|_I = f(T|_I, \mu|_I)$ の換算の後、式(2-29)～式(2-31)が成り立つ。

$$T|_I = T|_{II} \quad , \quad P_v|_I = P_v|_{II} \quad , \quad V_{av}|_{II} = 0 \quad (2-29)$$

【水分収支】

$$-\lambda'_{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial n} \Big|_I - \lambda'_T \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_I = -\lambda'_{P_v} \frac{\partial P_v}{\partial n} \Big|_{II} \quad (2-30)$$

【熱収支】

$$-r \cdot \lambda'_{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial n} \Big|_I - \lambda_e \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_I = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{II} \quad (2-31)$$

2-3 第2章のまとめ

2章では松本¹⁰⁾の示した熱・水分同時移動方程式を基礎とし、建築壁体の正確な含水率予測に基づく防湿設計法に用いる、基礎方程式を解析対象とする材料に応じた整理した。

ここで示したモデルでは、壁体材料内水分及び熱は、放射による顕熱移動を無視し、対流と拡散によって移動するものとして扱っている。

比較的密度の大きな壁体内装材料や構造材料では水分移動は液相水分、気相水分いずれの相でも生じる。この様な系での水分移動のポテンシャルにはGibbsの自由エネルギーを示す自由水基準の水分化学ポテンシャルを用いるのが便利であり、この水分化学ポテンシャルを用いた基礎式を整理し示した。

密度が小さく、空気の対流が生じやすい材料である繊維性断熱材等では、含水率増加によって蓄積する液水は孤立型液水と扱い、液水移動を無視し、蒸気拡散支配系とした方程式を示した。このようなモデルの妥当性については今後、実験により確認する必要がある。

蒸気拡散が支配的な低含水率状態では気相水分の移動係数の水分化学ポテンシ

ル依存性が大きく解析モデルとしては扱いにくい。同時に水分化学ポテンシャルを用いて対流による移動項を扱うことは極めて煩雑となることから、この方程式の水分の移動ポテンシャルには水蒸気分圧を用いた。

材料内自然対流は材料内温度差、水蒸気濃度差が駆動力となり生じる。この気相対流への温度差による影響と水蒸気濃度差による影響を検討した。常温の環境ならば壁体内に生じる温度差は数十度であり、この温度差による対流への影響は飽和状態を仮定した水蒸気濃度差による影響の10倍程度となること、言い換えれば水蒸気濃度差によって生じる対流の強さは温度差によるものの1割程度と言える。この結果から対流速度を壁体内温度差で算定する基礎式を示した。

第 3 章

対流を生じない建築壁体の含水率挙動

3-1 はじめに

ここでは、結露に対し極めて危険と言われている外気側に防湿層を有する具体的壁体を対象として、離散化した熱・水分同時移動方程式の非定常計算を行う事で、年オーダーでの含水率挙動を解析する。

壁体内の単純な含水率増加と再蒸発による含水率減少過程を見るために外界気象条件は気温が氷点下とならない京阪神地方の気象データを用いる事とする。つまり壁体材料中で結氷が生じるような現象をここでは扱わない。

計算対象とする壁体は水分の移動係数が精度よく測定されている材料で構成する。

ここでは、壁体含水率挙動に対する、外気温湿度の日変動の影響、室内温湿度条件とその日変動の影響について定量的に明らかにする。また求めた含水率挙動より、対象とする壁体の防湿設計の観点からの外界入力の許容条件を明らかにする。

3-2 基礎式

第 2 章に示すごとく、一般の建築壁体では、空気の対流は起こりづらく、湿り空気の量は液水や水蒸気等の水分量に比較し無視できるほど小さいと見なせる。このような材料の含水率挙動を扱うには、水分と熱の収支に注目すればよい。

建築材料内で液水移動が生じるような高含水状態までも解析の範囲とすること、また多層壁体の解析を目的とするためにも、水分の移動ポテンシャルには材料毎に平衡関係の異なる含水率でなく自由水基準の水分化学ポテンシャルを用いるのが便利である。

材料が厚さに対して十分 homogeneous であり、isotropic であるならば、拡散支配系の材料は第 2 章に示す、水分収支式(2-16)、熱収支式(2-17)を 1 次元で解析することで、材料内熱、湿気性状を得る事が出来る。故に、ここで用いる基礎式は材料の厚さ方向の距離を x と記号すると

【水分収支】

$$\rho_w \frac{\partial \phi}{\partial \mu} \cdot \frac{\partial \mu}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda'_{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda'_{T} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (3-1)$$

【熱収支式】

$$c\rho \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_e \frac{\partial T}{\partial x} \right) + r \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda'_{\mu e} \frac{\partial \mu}{\partial x} \right)$$

ここで $\lambda_e = \lambda + r \cdot \lambda'_{T e}$ (3-2)

$$c\rho = \Phi \cdot \rho \cdot c\rho_{av} + \phi \cdot \rho_w \cdot c\rho_w + \rho_s \cdot c\rho_s$$

Φ_s : 最大空隙率 (vol/vol) 、 Φ : 空隙率 (vol/vol)

ϕ : 含水率 (vol/vol) $\phi = \Phi_s - \Phi$

μ : 水分化学ポテンシャル (J/kg) 、 T : 温度 (K)

ρ_i : i 相成分密度 (kg/m^3) [w : 液水、 av : 湿り空気、 s : 材料実質]

$c\rho_i$: i 相の定圧比熱 ($\text{W}\cdot\text{s}/\text{kg}\cdot\text{K}$) 、 t : 時間 (s) 、 x : 壁体厚さ (m)

λ'_{μ} : ポテンシャル勾配に応じる水分伝導率 ($\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}\cdot\text{J}/\text{kg}$)

$\lambda'_{\mu e}$: 気相水分、 $\lambda'_{\mu l}$: 液相水分

λ'_{T} : 温度勾配に応じる水分伝導率 ($\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}\cdot\text{K}$)

$\lambda'_{T e}$: 気相水分、 $\lambda'_{T l}$: 液相水分

λ : 熱伝導率 ($\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$) 、 r : 水蒸気→液水の相変化熱 (J/kg)

境界条件は第2章に示す式(2-24)、式(2-25)より

【水分の境界条件】

$$\alpha'_{\mu} (\mu_0 - \mu) + \alpha'_{T} (T_0 - T) = - \left(\lambda'_{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \lambda'_{T} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (3-3)$$

【熱】

$$\alpha_e (T_0 - T) + r \cdot \alpha'_{\mu} (\mu_0 - \mu) = - \left(\lambda_e \frac{\partial T}{\partial x} + r \cdot \lambda'_{\mu e} \frac{\partial \mu}{\partial x} \right) \quad (3-4)$$

ここで、 $\alpha_e = \alpha + r \cdot \alpha'_{T}$

α : 熱伝達率 ($\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{K}$)

α'_{μ} : 水分化学ポテンシャル勾配に対する水分伝達率 ($\text{kg}/\text{m}^2\cdot\text{s}\cdot\text{J}/\text{kg}$)

α'_{T} : 温度勾配に対する水分伝達率 ($\text{kg}/\text{m}^2\cdot\text{s}\cdot\text{K}$)

3-3 単相壁体の含水率挙動³³⁾

年オーダーでの壁体内含水率挙動の予測計算法を検討するために、ここでは、物性値が測定されている気泡コンクリート（以下ALC板と略称する）で構成された壁体の含水率挙動の定量的解析を行う。

計算対象は図3-1に示す外気側に防湿層を有するALC単層壁体である。

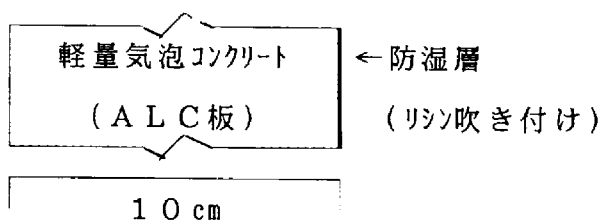


図3-1 壁体構造

ALC板の物性値の含水率－水分化学ポテンシャル関係、水分伝導率については測定された結果^{8)29~31)}を以下に示すように関数近似し計算に用いた。

■含水率－ポテンシャル平衡関係⁸⁾

【 U ：空隙率 (vol%)、 μ ：水分化学ポテンシャル (J/kg)】

$$\mu > -5000.$$

$$U = 55.89092426 - \sqrt{-171.9087 \times \log(-\mu) + 636.237} + 1.4453662 \times 10^{-16} \times \mu^4$$

$$\mu \leq -5000.$$

$$U = 69.1 - \frac{1.36}{\log(-\mu) - 3.6}$$

■水分伝導率^{29~31)}

■ λ'_T (kg/m·s·K)、 λ'_{Tg} (kg/m·s·K)、 λ'_{T1} (kg/m·s·K)

【 ρ_w ：液水の密度 (kg/m³)、 u ：含水率 (vol%)】

$$\lambda'_{T1} = \frac{\rho_w}{3} \times 10^{a1}$$

$$u > 7.5 \quad a1 = -2.5 \times 10^{-3} \times u^2 + 3.75 \times 10^{-2} \times u - 10.14062$$

$$u \leq 7.5 \quad a1 = -1.31 \times 10^{-4} \times u^2 \times 8.503395 \times 10^{-1} \times u - 13.1887$$

液相水分の温度勾配による流れは僅かであり、無視し得る。

$$\lambda'_{Tg} = \lambda'_{Tl} \quad , \quad \lambda'_{Tl} = 0$$

■ λ'_{μ} (kg/m·s·J/kg)、 $\lambda'_{\mu g}$ (kg/m·s·J/kg)、 $\lambda'_{\mu l}$ (kg/m·s·J/kg)

【 P_s : 飽和水蒸気圧 (Pa) R_v : 水蒸気のガス常数 (N·m/kg·K)】

$$\lambda'_{\mu} = \frac{\rho_w}{3} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \mu} \times 10^{a2}$$

$$a2 = -1.31 \times 10^{-4} \times u^3 + 7.8405 \times 10^{-3} \times u^2 - 6.858 \times 10^{-1} \times u - 8.992937$$

気相水分の水分化学ポテンシャル勾配に応ずる伝導率 $\lambda'_{\mu g}$ は測定値より

$$U \geq 66. \quad \lambda'_{\mu g} = \lambda'_{\mu} \quad , \quad \lambda'_{\mu l} = 0$$

$$U \geq 66. \quad \lambda'_{\mu g} = \lambda'_{Tl} \times \frac{P_s}{R_v \cdot T} \left(\frac{\partial P_s}{\partial T} - \frac{P_s}{T^2} \right) \quad , \quad \lambda'_{\mu l} = \lambda'_{\mu} - \lambda'_{\mu g}$$

■ 熱伝導率 λ (W/m·K)

気泡コンクリートの一般的値を用いた。

$$\lambda = 1.1624 \times \left(0.1 + \frac{10.2 \times u}{1458} \right)$$

空気層の熱伝達率とLewis関係によって求めた湿気伝達率を表3-1に示す。外気側防湿層は伝達層の抵抗として扱った。

表 3-1

	室内側伝達層	防湿層	外気側伝達層
熱伝達率 (w/m ² ·K)	9.3	0.	23.2
熱伝達抵抗 (m ² ·K/w)	—	4.31 × 10 ⁻²	
湿気伝達率 (kg/m ² ·Pa)	4.99 × 10 ⁻⁸	1.25 × 10 ⁻¹⁰	15.0 × 10 ⁻⁸
湿気伝達抵抗 (m ² ·Pa/kg)	—	8.0 × 10 ⁹	

計算は基礎式(3-1)、(3-2)、境界条件式(3-3)、(3-4) を Cranck-Nicolson 法により差分化し数値解析した。10cm厚の壁体を1cm毎10分割した。従って温度、水分化学ポテンシャルは時間毎、各々11元の連立方程式を解くこととなる。

時間分割1時間で安定した解が得られた。

3-3-1 壁体内含水率変動への外気温日変動の影響

壁体内含水率変動への外気温日変動の影響を検討するために、境界条件として、京阪神地方の温湿度変動³²⁾をフーリエ級数展開し、年周変動1項、日周変動1項で近似した式(3-5)、(3-6-1)、(3-6-2)を外界条件として用いた。壁体内含水率変動への外気湿度の日変動はその影響が小さいのでここでは無視している。

外気温度 θ_0 (°C)

$$\theta_0 = 15.6 + 11.3 \sin(\omega \times t) + 4.0 \sin(365 \times \omega \times t) \quad (3-5)$$

ここで

$$\omega = \frac{2\pi}{365 \times 24 \times 3600} \quad , \quad t = 0 \text{は} 5 \text{月} 1 \text{日} \text{午前} 8 \text{時} \text{とする。}$$

外気相対湿度 RH。

$$RH_0 = 0.66 + 0.11 \sin(\omega' \times t) \quad (3-6-1)$$

(5月1日午前8時から10月1日午前8時まで)

$$\omega' = \frac{2\pi}{306 \times 24 \times 3600} \quad , \quad t = 0 \text{は} 5 \text{月} 1 \text{日} \text{午前} 8 \text{時} \text{とする。}$$

$$RH_0 = 0.66 \quad (3-6-2)$$

(10月1日午前8時から翌5月1日午前8時まで)

室内側境界条件は、温度20°C一定とし、相対湿度70%一定の場合と80%一定の場合について計算した。

初期条件は、壁体が気乾状態であると仮定し、10月1日の外界条件と室内条件に大略平衡している値を与えた。

比較のために(3-5)式の外気温度の日変動分を無視した場合についても計算した。

図3-2に各月1日午前8時の壁体内平均含水率の時間経過を示す。

室内相対湿度70%の場合、平均含水率は10月初旬には最小となり、最大値は4月上旬に生じる。室内相対湿度80%では、10月初旬で平均含水率最小値、4月下旬で最大値となった。* 定常結露計算法 *によるこの壁体の結露発生期間は、相対湿度70%の場合で11月中旬から4月中旬、相対湿度80%で11月上旬から4月下旬となることから、含水率増加開始はこの「結露」発生時に大略一致し、最大含水

率発生時は「結露」終了期に一致する。室内相対湿度何れの場合でも、4月に最大値となる増加した含水率も10月には前年の値に一致し、「結露」水分の蓄積は見られない。つまり、「結露」水分の完全な乾燥があった事を示している。

外気温の日変動を考慮した実線で示した結果と年周変動のみの破線の結果は相対湿度の何れの場合でも、大略一致しており、平均含水率の年オーダでの変動は外気温の日変動を無視しても精度良く求まる事を示している。

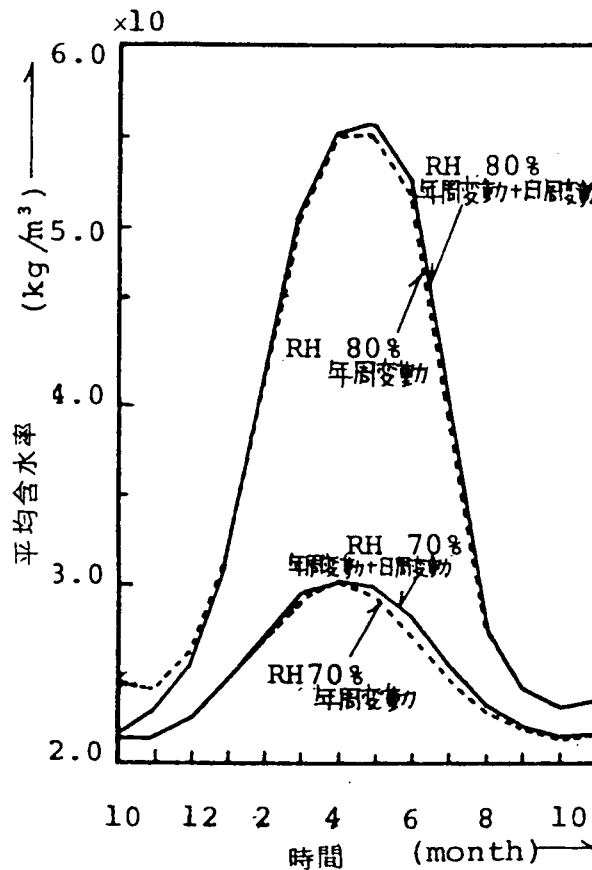
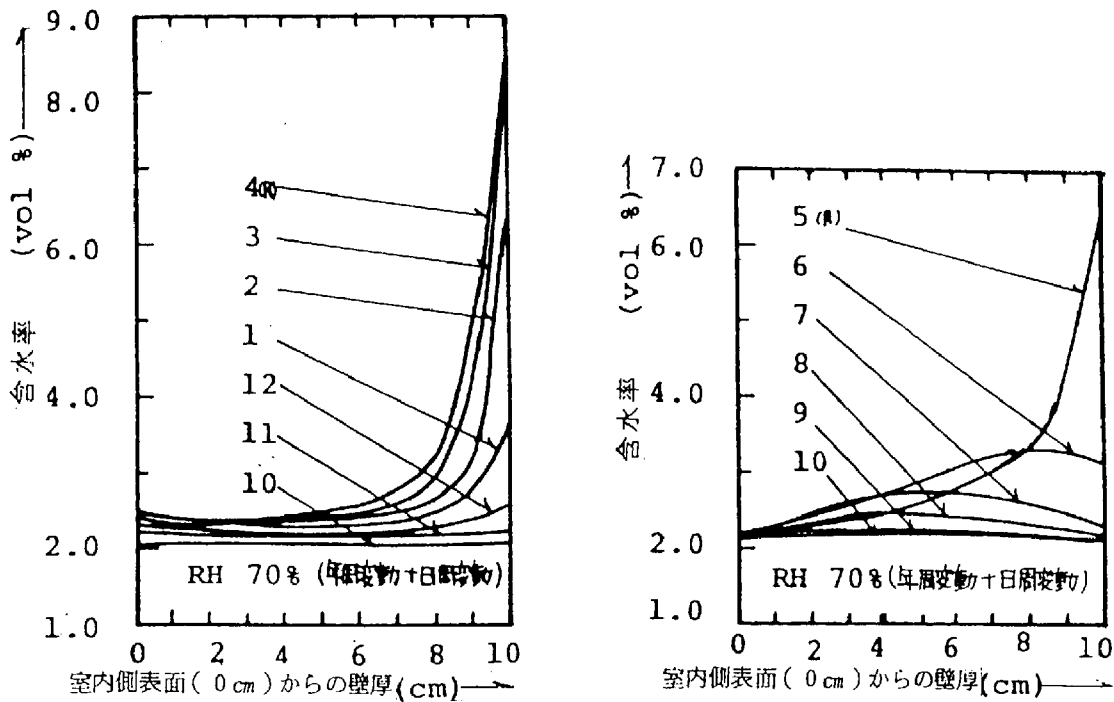


図3-2 壁体内平均含水率の時間経過 (ALC単層壁体)

図3-3に室内相対湿度70%の場合の含水率分布を示す。

室内側表面近傍から含水率増加が始まり、「結露」の始まる時期に一致して、外気側(防湿層に接する側)の増加が始まる。含水率の最大値は外気側表面で4月に生じ、その値は8.1vol%である。ALCの吸湿過程の最大含水率35.vol%の結果から、この壁体の飽和度は23.1%となる。外気温の上昇にともない4月以降、壁体外



a 計算開始時期10月から翌年4月 b 翌年5月から10月

図3-3 壁体内含水率分布 (ALC単層壁体)

気側表面で蒸発が始まり、蒸発が進むに従い含水率のピークが壁体内部に進行する。10月には壁体は完全に乾燥している。

図3-4に室内相対湿度80%の場合の含水率分布を示す。

相対湿度70%の場合と同様室内側表面近傍で含水率増加が生じ、「結露」期間開始時期から外気側の防湿層に接する表面から急激な含水率増加が始まる。最大含水率は4月で16.5vol%と極めて高い値に達した。ALCの吸湿過程の最大含水率35.vol%と比較すると、飽和度は47.1%となる。相対湿度70%の場合と同様、外気温の上昇にともない4月以降は外気側表面で蒸発が始まり、含水率のピークは壁体内部に進行する。壁体内含水率が4月に極めて高い値となっても、その後10月には完全に乾燥している。

図3-5に相対湿度70%の場合の相対湿度の時間経過を示す。

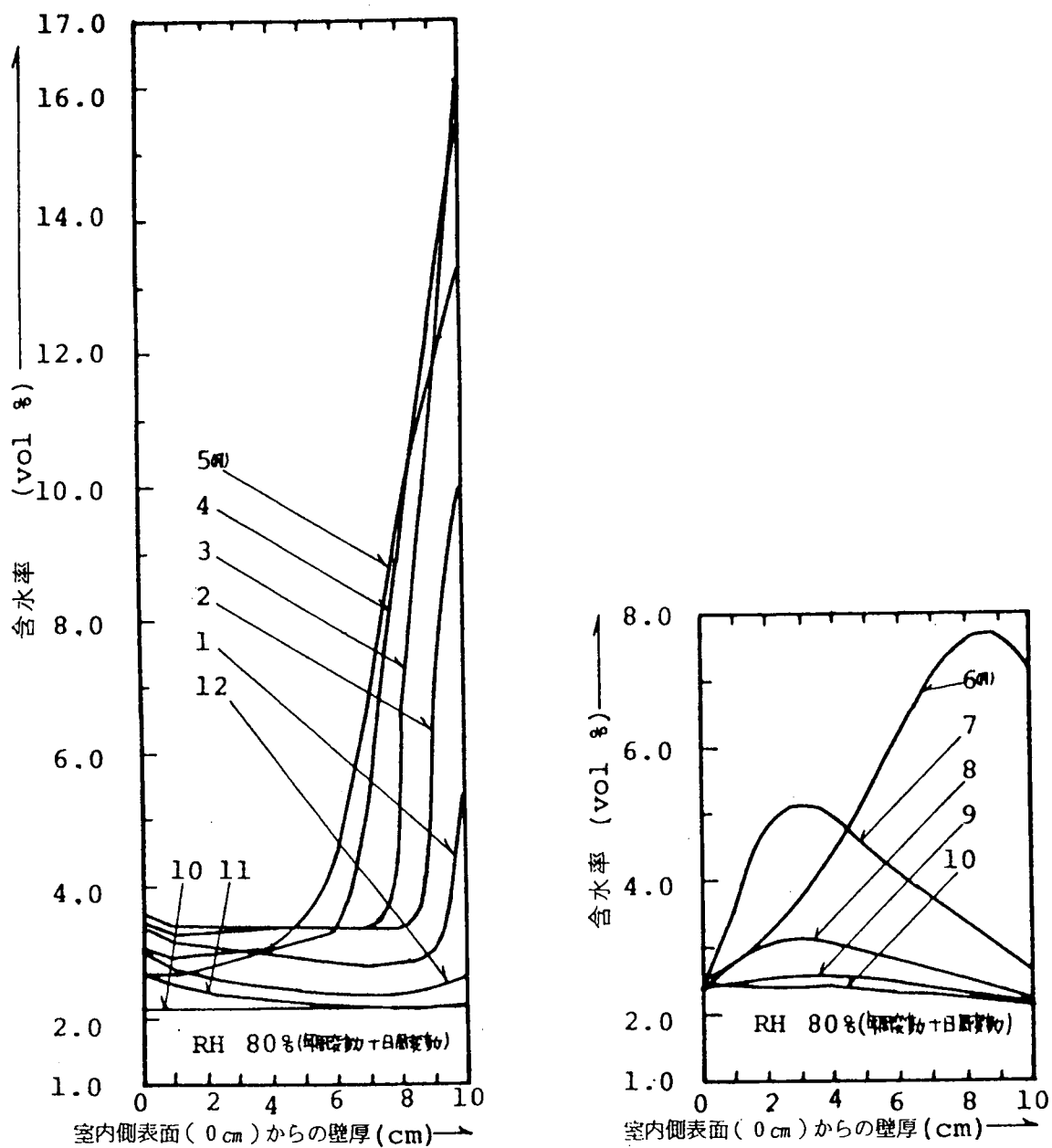
最大含水率の生じる壁体外気側表面でさえ相対湿度最大値は94.5%であり、壁体はHygroscopicの範囲にある。

図3-6に示す相対湿度80%の場合の相対湿度変化では、最大含水率が生じている壁

体の相対湿度は96.5%であり、Hygroscopicの限界値に近いとは言え、この壁体はまだHygroscopicの範囲にある。

室内相対湿度80%の場合（3月中旬）について、図3-7には温度、図3-8には含水率と相対湿度日変動を示す。

温度の日変動はみられるものの、図示のごとく含水率、相対湿度の変動には外気温の日変動の影響はみられない。



a 計算開始時期10月から翌年5月

b 翌年6月から10月

図3-4 壁体内含水率分布（ALC単層壁体）

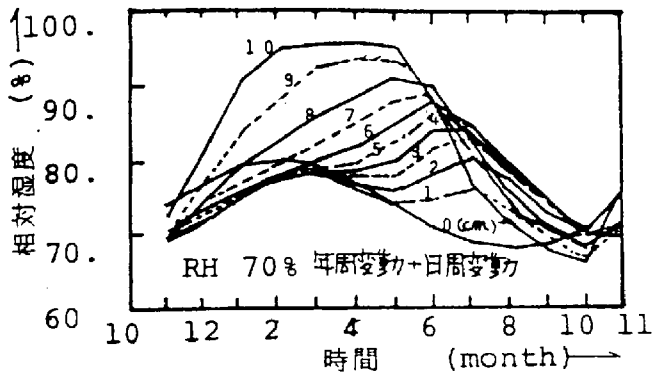


図3-5 壁体内相対湿度の時間経過
(ALC単層壁体)

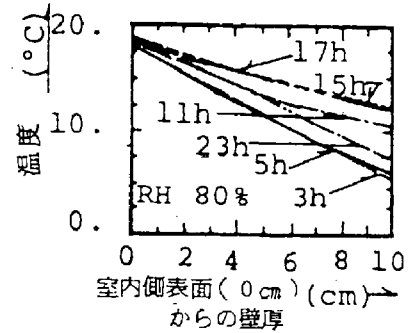


図3-7 壁体内温度の日変動
(ALC単層壁体、3月中旬)

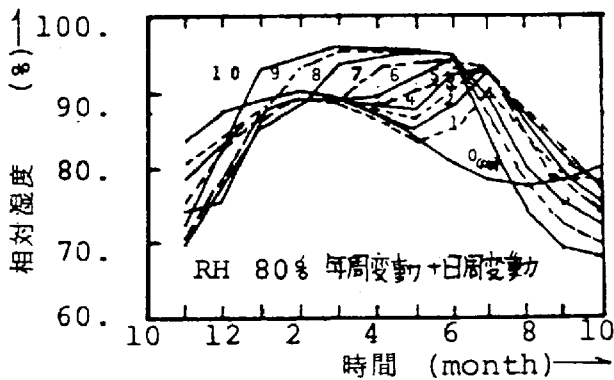


図3-6 壁体内相対湿度の時間経過
(ALC単層壁体)

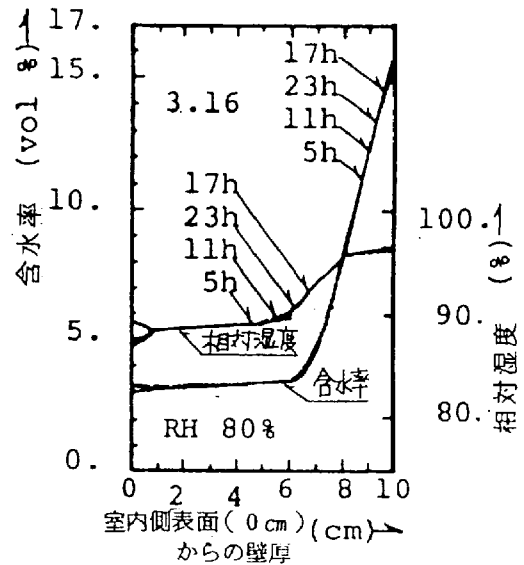


図3-8 壁体内含水率の日変動
(ALC単層壁体、3月中旬)

また、図示していないが、室内相対湿度が70%でも同様の結果となった。

従って、含水率、相対湿度の予測に対しては外気温の年周変動のみの計算で十分であると言える。

3-3-2 まとめ

”結露”に対しては危険と言われる外気側防湿層を有する単層壁体について、外界条件に応じる年周期オーダーでの壁体内含水率挙動の数値計算法を示し、これを

用いてALC単層壁体の年オーダーでの含水率挙動を求めた。

- 1) 壁体内含水率挙動への外気温日変動の影響は無視できるほどに小さいことを示した。
- 2) いわゆる”結露”が発生する室内の相対湿度70%、80%何れの条件でも、年間を通じて壁体はHygroscopicの範囲であることを示した。すなわち冬期の増加含水率は夏期に乾燥し、年オーダーでの水分の蓄積は生じない。
- 3) ここで検討した壁体は室内相対湿度80%以下なら”結露”に対して許容しうるものと言えよう。

3-4 内断熱多層壁体の含水率挙動³³⁾

ここでは、図3-9に示す繊維性断熱材（グラスウール）で内断熱された多層壁体の含水率挙動について検討する。

グラスウール等繊維性断熱材の熱・水分挙動については第5章で詳述することとし、ここでは蒸気拡散支配の一般的建築材料として扱う。

内装材とした木繊維板については既報¹⁰⁾に従い蒸気拡散支配系として扱った。

木繊維板、断熱材の熱、水分容量を無視した場合（定常近似）と正確解を温度分布、ALC板室内側表面流入水分流の1年目2月1日の時間変化について比較した。

温度分布は、定常近似、正確解共によく一致した。

図3-10に示すごとく流入水分流は、定常近似が正確解よりやや小さい変動をする。

しかし、後述の計算結果が示すように含水率の日変化は極めて小さい。また建築壁体の含水率挙動の解析には、壁体を構成する材料の水分拡散の速度が大きく影響し、前節のALC単層壁体の解析でさえ時間分割は1時間ないしこれよりも小さくしなければ安定した解は得られ無かった事から、ALC板に比べ、ここで対象とする壁体の内装材及び断熱材の水分拡散速度はかなり大きく、これらの材料を正確に取り扱うには膨大な計算回数を必要とすることは容易に予測できる。従って、現実的計算が可能となるように、ここでは木繊維板、断熱材の熱、水分容量を無視し瞬時定常の扱いとした。

表3-2にここで用いた物性値を示す。

計算に用いた基礎式は前節に示す式(3-1)、式(3-2)である。

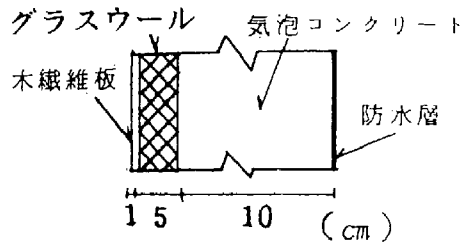


図3-9 壁体構造

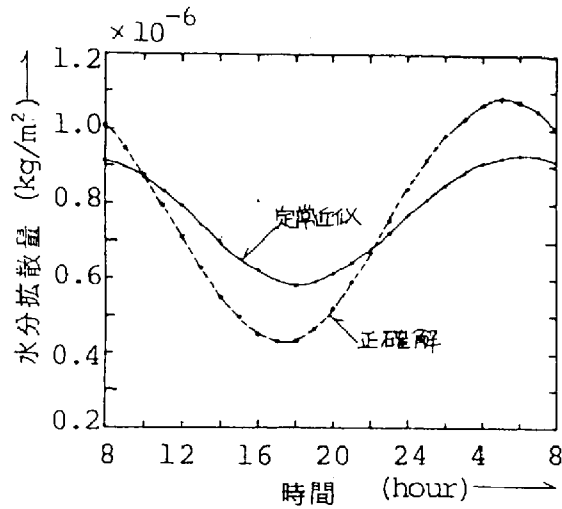


図3-10 ALC板室内側表面流入水分流の時間経過 (ALC多層壁体、1年目2月1日)

表3-2 物性値

材料	室内伝達層	木繊維板	断熱材	防湿層	外気伝達層
厚さ (m)	-	0.01	0.05	-	-
熱伝達率 (W/m ² K)	9.3	11.6	0.978	0	23.2
熱伝達抵抗	1.22 (m ² ·K/W)			4.31×10 ⁻² (m ² ·K/W)	
湿気伝達率 (Kg/m ² ·s·pa)	4.99×10 ⁻⁸	4.2×10 ⁻⁹	3.44×10 ⁻⁹	1.25×10 ⁻¹⁰	15.0×10 ⁻⁸
湿気伝達抵抗	5.49×10 ⁸ (m ² ·s·pa/Kg)			8.0×10 ⁹ (m ² ·s·pa/Kg)	

外気条件については前節と同様、京阪神地方の温度、湿度変化を用いた。

室内条件は温度20℃一定とし、いわゆる”結露”の生じる条件となる相対湿度を60%、70%、80%各々一定とした。また比較のために、”結露”の生じる条件ではない室内温度20℃、相対湿度50%一定についても計算した。

3-4-1 壁体内含水率変動への外気温日変動の影響

A. 室内湿度70%一定の場合

”定常結露計算”による”結露”期間は12月から3月までである。その結露域

は、ALC板全域からグラスウール表面にまで及んでいる。通常の意味ではきわめて危険な壁体構造である。

図3-11に示すごとく壁体内平均含水率は11月頃より増加し始め、5月で最大となる。最小値は気乾状態の含水率よりも高いが、1年目以降の値に変化はない。2年目は1年目とほぼ同じ変化をしており、1年目以降では含水率増加は見られない。破線で示される外気温の日変動を考慮した計算結果と実線で示される日変動を無視した結果はよく一致しており、単層壁体の場合と同様壁体平均含水率への外気温日変動の影響はきわめて小さい。

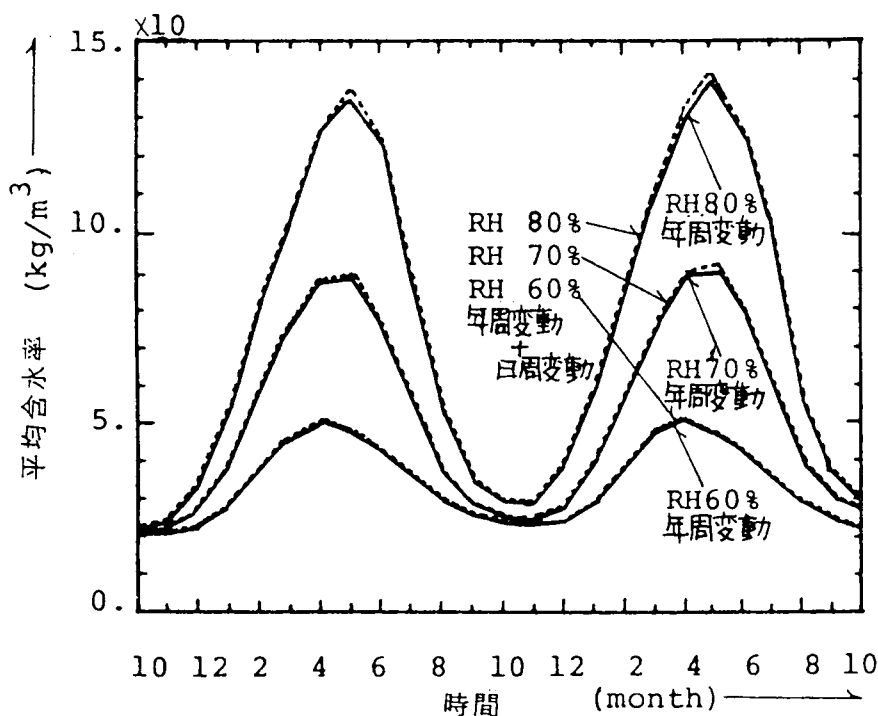
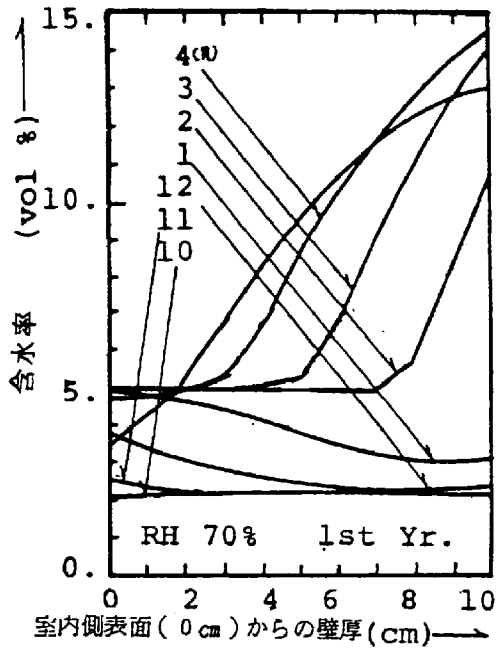


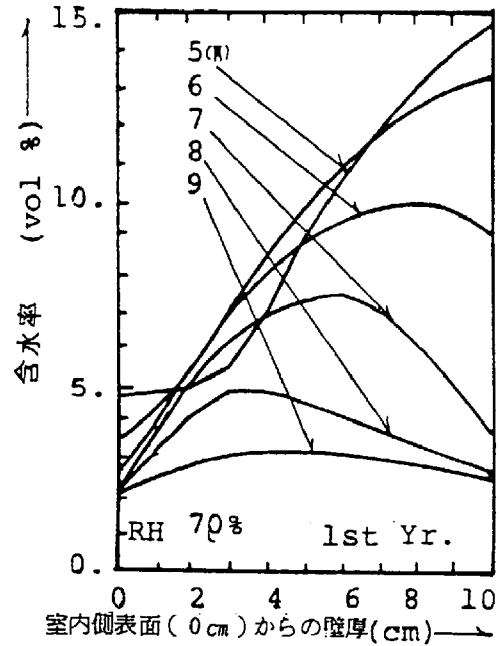
図3-11 壁体内平均含水率の時間経過 (ALC多層壁体)

図3-12にALC板内含水率分布を示す。

含水率は室内側表面より増加し始め、壁体の大部分が5.vol%に達すると室内側表面付近の含水率変化は見られなくなる一方、外気側表面では更に含水率増加が続く。最大含水率は外気側表面で4月に生じる。その値は14.5vol% (1年目)、14.8vol% (2年目)である。乾燥が始まると蒸発は壁体内外面表面で生じ、含水率のピークが外気側表面から壁体内部に進み、11月に含水率最小となる。”結露”で増加した水分は完全に乾燥している。

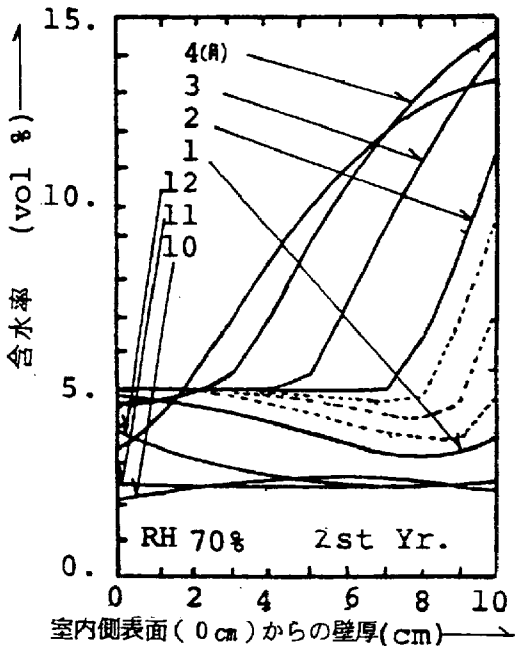


a 1年目、10月から翌年4月

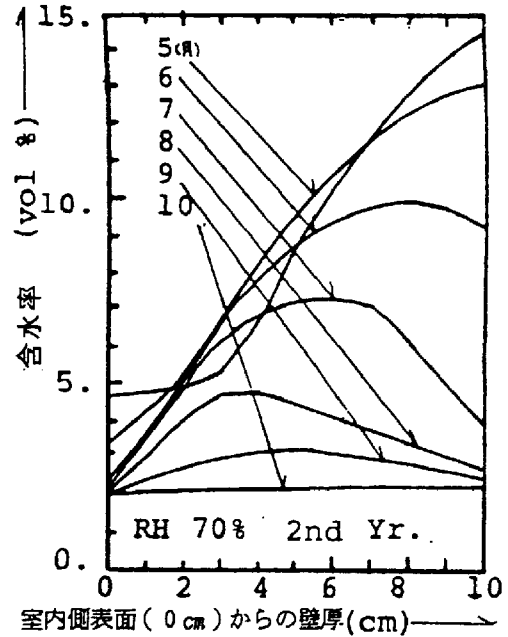


b 1年目、5月から9月

図3-12 壁体内含水率分布 (ALC多層壁体)



c 2年目、10月から翌年4月



d 2年目、5月から10月

図3-12 壁体内含水率分布 (ALC多層壁体)

この計算結果では、Vos²⁾が提案した限界含水率の存在はみられず、従ってVosの近似計算法は妥当ではない事を示している。

図3-13に示す相対湿度分布においても含水率分布と同様の傾向を示し、図3-12に示される最大含水率に依る相対湿度は約96%である。相対湿度の値から、この壁体はHygroscopicの範囲にあると言えよう。

図3-15に示す水分化学ポテンシャル分布においても含水率分布と同様の傾向を示す。

以上より、この壁体は常にHygroscopicの範囲にあり、含水率の逐年増加が生じないが、夏期でも壁体の大部分が相対湿度90%を越えており、この値は低い値とは言えない。

B. 室内湿度が高い（80%一定）場合

壁体内平均含水率の時間変化を図3-11に示す。

相対湿度が80%と高い値の場合でも 壁体内平均含水率への外気温日変動の影響は極めて小さく、含水率の逐年変化も見られない。

図3-14の含水率分布に示すように、相対湿度70%一定の場合と同様5.vol%での含水率分布の一様化が生じている。含水率分布の最大値は4月で16.7vol%（1年目）、16.8vol%（2年目）と相対湿度70%一定の場合より2.vol%程度しか増加しない。

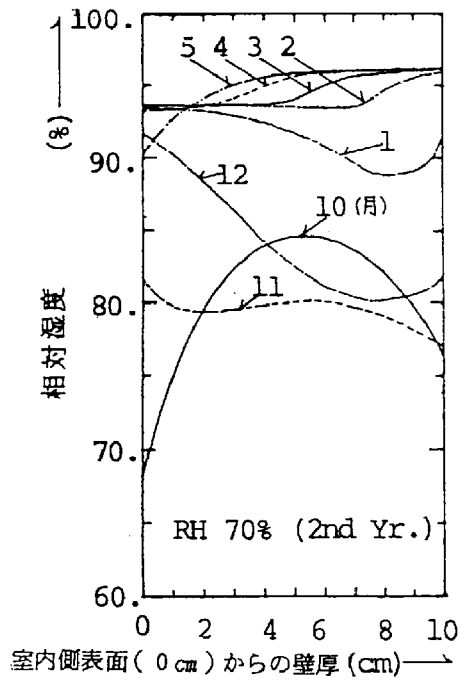
この時の相対湿度は約97%で、なおHygroscopicの範囲であるが、その極限值に近い。含水率の最小値は1年目、2年目共に等しく11月に生じている。逐年の含水率増加は認められないものの、この最小含水率に依る相対湿度が85%程度であり、外気側防湿層と接する部分では90%となっている。

この場合でもVosの限界含水率の存在は認められない。

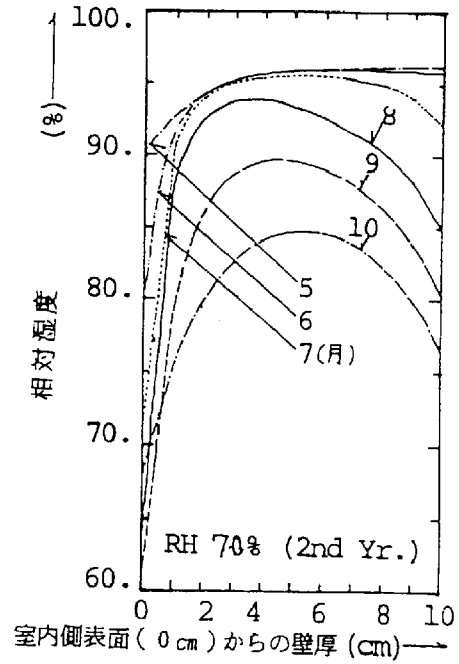
図3-19-cに示されるように、この壁体は夏期でも壁体の全ての部分で相対湿度90%以上と高い値であり、Hygroscopicの範囲とはいえ、その限界値である。

従って、これ以上の含水率増加は許容できないと言える。

水分化学ポテンシャル分布も図3-16に示す。

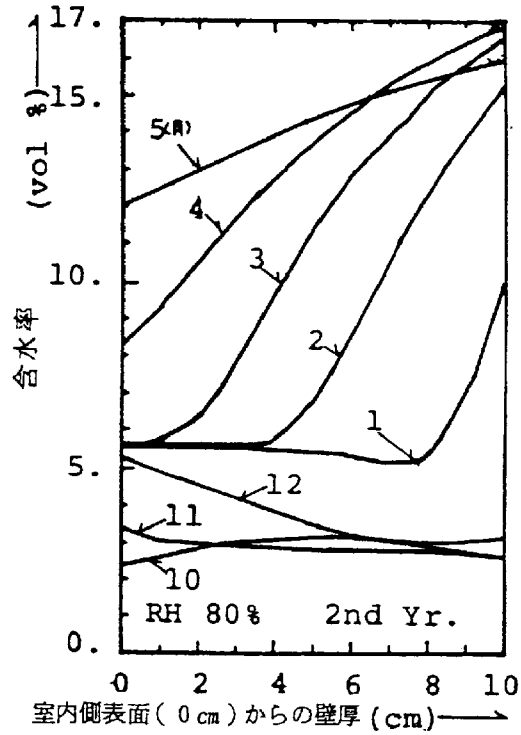


a 2年目、10月から翌年5月

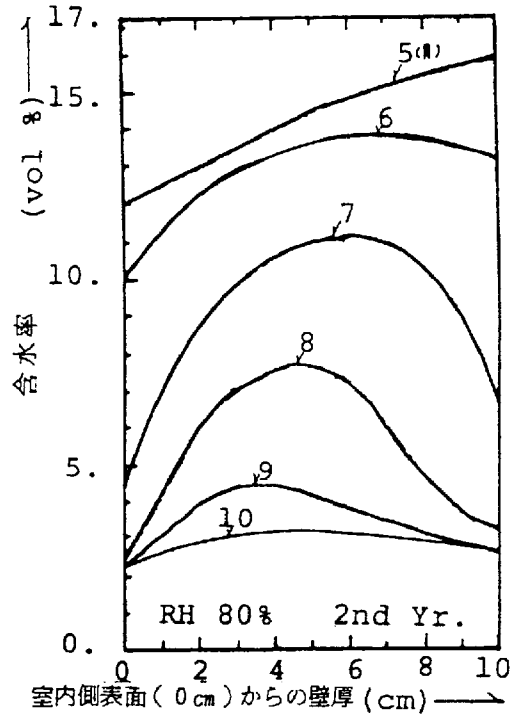


b 2年目、6月から10月

図3-13 壁体内相对湿度分布 (ALC多層壁体)

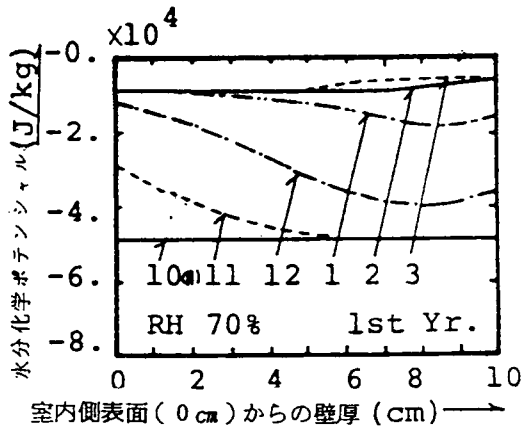


a 2年目、10月から翌年5月

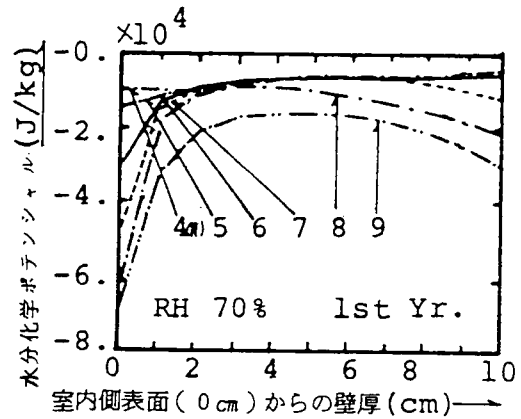


b 2年目、6月から10月

図3-14 壁体内含水率分布 (ALC多層壁体)

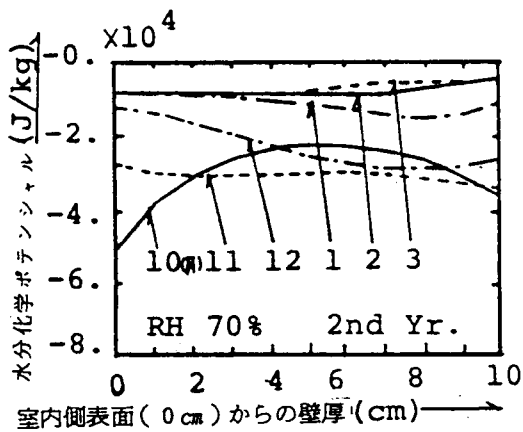


a 1年目、10月から翌年3月

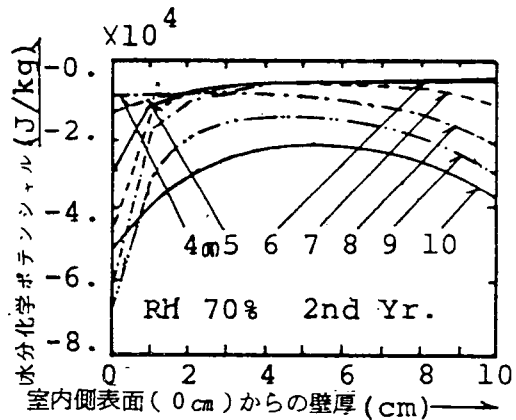


b 1年目、4月から9月

図3-15 壁体内水分化学ポテンシャル分布 (ALC多層壁体)

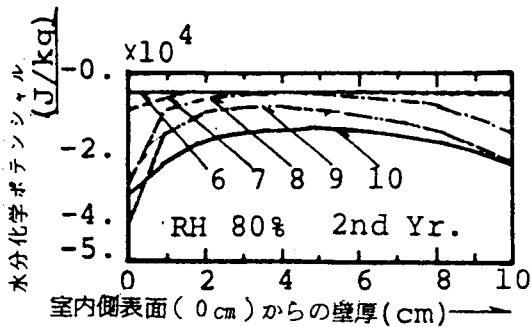


c 2年目、10月から翌年3月

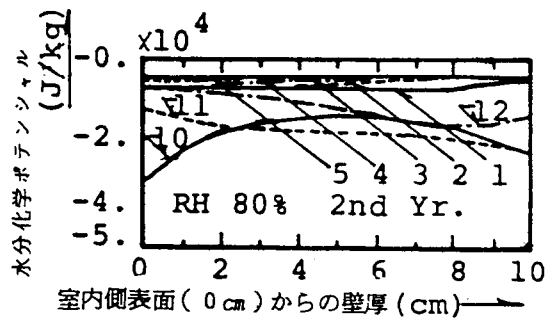


d 2年目、4月から10月

図3-15 壁体内水分化学ポテンシャル分布 (ALC多層壁体)



a 2年目、10月から翌年5月



b 2年目、6月から10月

図3-16 壁体内水分化学ポテンシャル分布 (ALC多層壁体)

C. 室内湿度が低い（60%一定）場合

図3-11に壁体内平均含水率の時間経過、図3-17に含水率分布、図3-19-aに相対湿度の時間経過、図3-18に水分化学ポテンシャル分布を示す。

”定常結露計算”の”結露”発生条件ではあるが、計算の結果は最大含水率10.5 vol%（1、2年目）、これに必ずる相対湿度は96.%となった。含水率の最小値での相対湿度は75%以下となっており、夏期においても壁体は相対湿度90%以下といづれも低い値となっている。

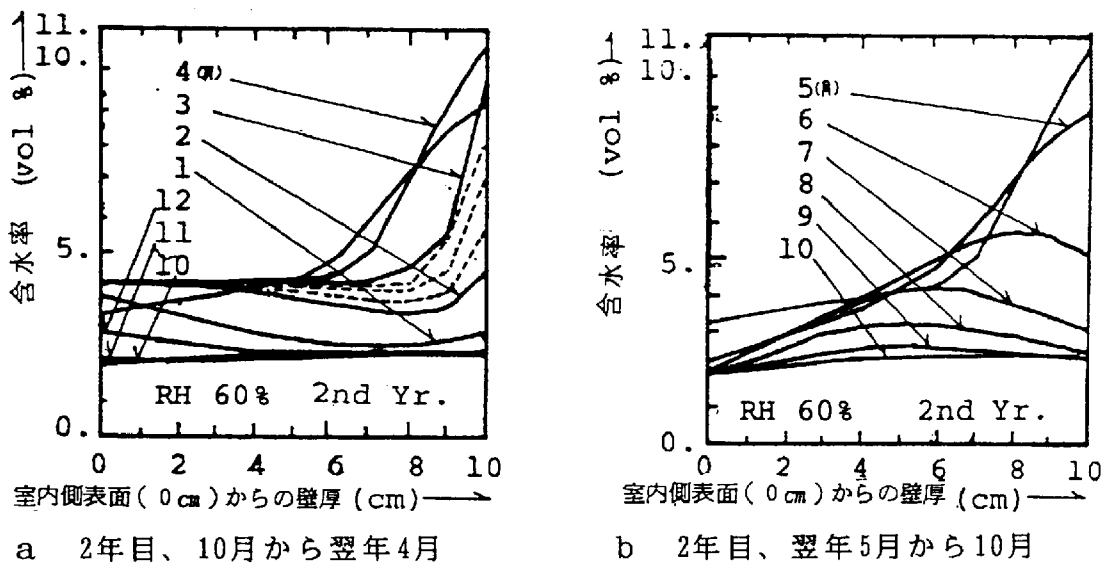


図3-17 壁体内含水率分布（ALC多層壁体）

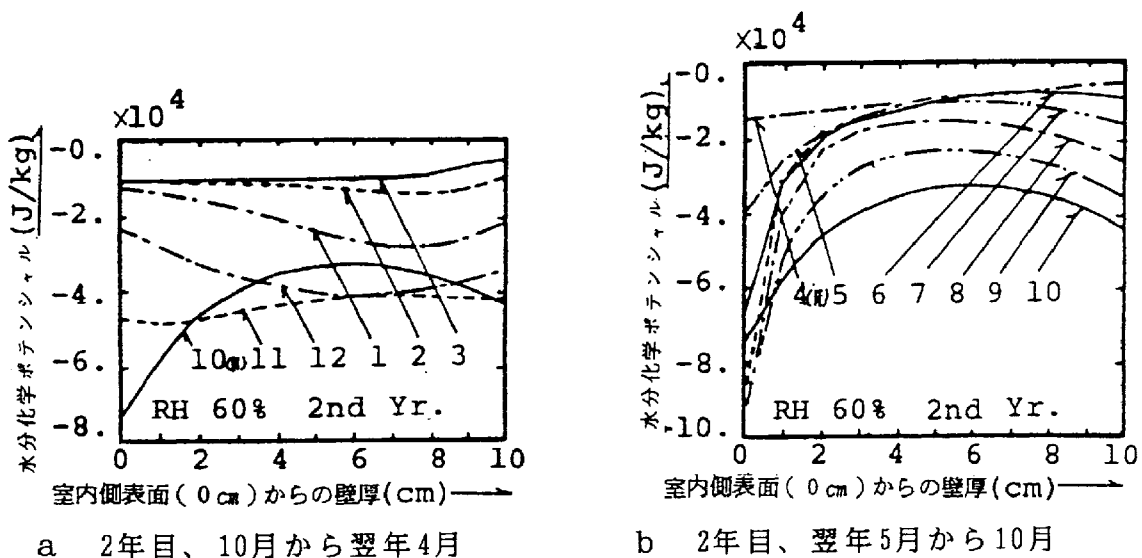


図3-18 壁体内水分化学ポテンシャル分布（ALC多層壁体）

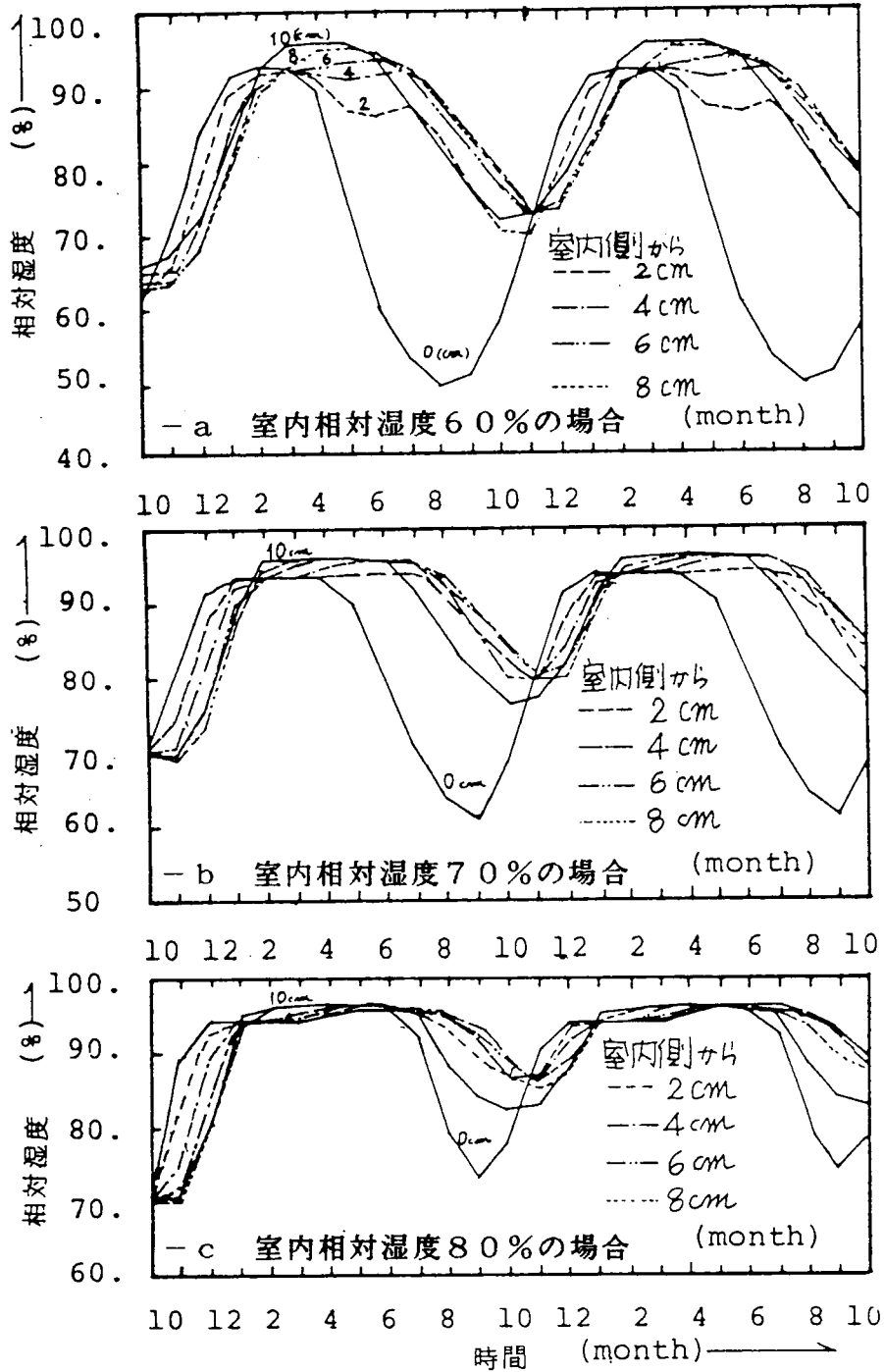


図3-19 壁体内相対湿度の時間経過 (ALC多層壁体)

D. 結露の生じない条件の場合

”定常結露計算”で”結露”を発生しない場合の計算結果は、壁体内の相対湿度が1年を通じて90%以下のほぼ気乾状態を示した。

この様な外界条件では、この壁体は蒸気拡散支配の系として扱えよう。

図3-20、図3-21に相対湿度70%の場合の2月1日における温度、含水率、相対湿度の変化を示す。

図3-21に示されるように含水率、相対湿度の日変化はほとんどなく、外気温の日変動の影響は無視できるほどに小さい。

従って相対湿度、含水率の予測に関しては外気温の日変動の影響を無視した計算でも十分な精度の結果が得られると言える。

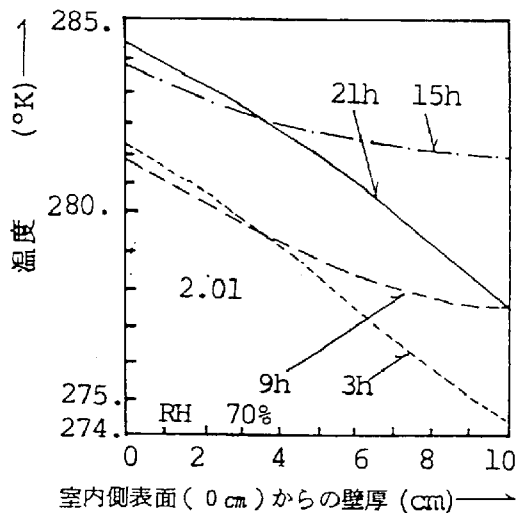


図3-20 壁体内温度の日変動
(ALC多層壁体、2月初旬)

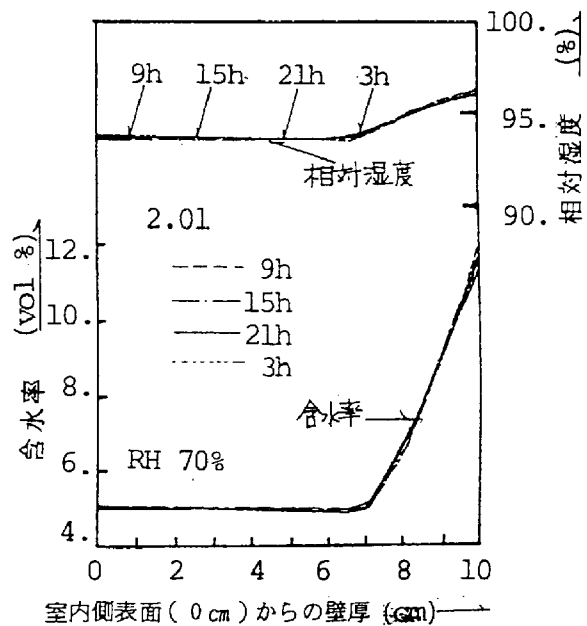


図3-21 壁体内含水率と相対湿度の日変動
(ALC多層壁体、2月初旬)

3-4-2 壁体内含水率変動への室温日変動の影響^{3,4)}

ここでは、前節で検討した内断熱壁体（壁体1と略称する）と結露に対しては極めて危険な壁体（壁体2と略称する）を対象として、室内温度の変動による壁体内含水率挙動を検討する。

壁体1（図3-22）と壁体2（図3-23）を以下に示す。

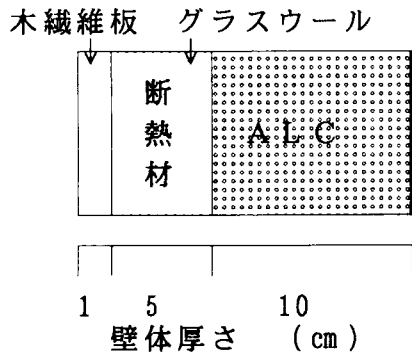


図3-22 壁体構造1

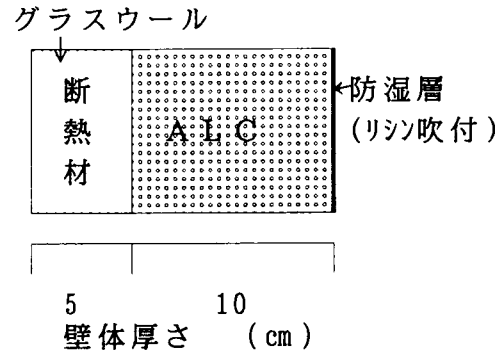


図3-23 壁体構造2

計算条件として、壁体含水率挙動に対する外気温度の日変動の影響は小さいことが前節で示されたので、ここでもこれを無視した。

外気温度 θ_0 (°C)

$$\theta_0 = 15.6 + 11.3 \sin(\omega \lambda t)$$

$$\omega = \frac{2\pi}{365 \times 24 \times 3600}$$

、 $t=0$: 5月1日午前8時

外気相対湿度 RH。

$$RH_0 = 0.66 + 0.11 \sin(\omega' \lambda t)$$

、5月1日～10月1日まで

$$RH_0 = 0.66$$

、10月1日～翌年5月1日まで

$$\omega' = \frac{2\pi}{306 \times 24 \times 3600}$$

、 $t=0$: 5月1日午前8時

壁体含水率挙動に対する室内温度変動の影響を見るため、室内温度には以下に示す2種の振幅を与えた。

室内温度 θ_i (°C)

$$\theta_i = 20. + a \sin(\omega_i \lambda t) \quad a=3. \text{ or } a=7.$$

$$\omega_i = \frac{2\pi}{24 \times 3600}$$

、 $t=0$: 5月1日午前8時

室内相対湿度 RH : $RH_1=0.6$ もしくは $RH_1=0.8$ それぞれ一定。

初期条件として、室内相対湿度60%、80%での周期的定常状態と見なされた前節の計算結果の12月1日の値を与え、結露過程について検討する。

内装材(木繊維板)、断熱材(グラスウール)の扱については前節と同様純抵抗として扱った。

温度の振幅が3.度の場合で室内相対湿度60%、80%何れでも、壁体の含水率変動は、最も影響を受けるALC板室内側表面においても極めて小さい。

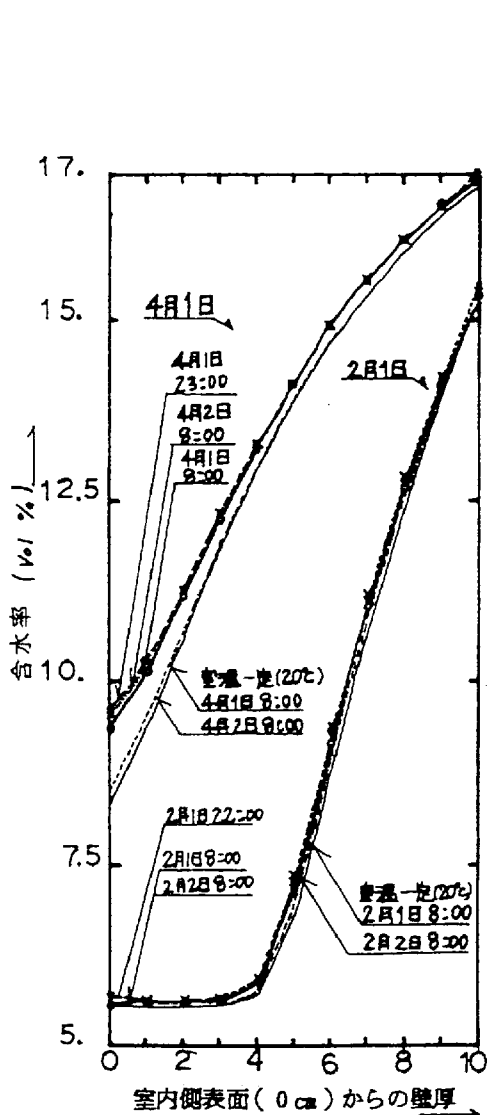


図3-24 壁体内含水率分布
(壁体構造1、 $RH=80\%$ 、 $a=7$ 度)

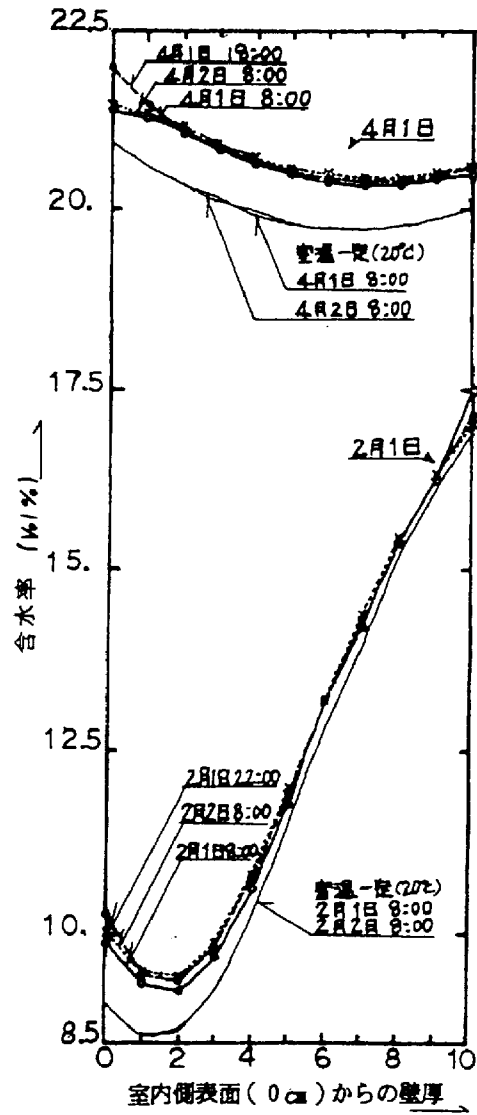


図3-25 壁体内含水率分布
(壁体構造2、 $RH=80\%$ 、 $a=7$ 度)

壁体の平均含水率の値も室温20℃一定とした場合との差は見られなかった。

このことから、室温の日変動振幅が3.度程度では、壁体の結露過程の非線形性へ影響しないと言える。言い替えれば、この程度の室温変動の含水率への影響は加算的に扱い得ると言えよう。

図3-24に室温日変動振幅7.度、室内相対湿度80%一定の場合の壁体構造1の含水率の時間変動、図3-25に壁体構造2の含水率の時間変動を示す。壁体内含水率増加が著しくなる2月と最大含水率が生じる4月について示した。

図3-24に示すごとく壁体1では、室温の変動による壁体含水率挙動への影響はALC板室内側表面付近に生じるだけであるが、室温変動の影響を受け易い図3-25の壁体構造2では壁体中心部近辺まで僅かながら含水率の日変動が生じている。

室内相対湿度60%の場合について4月1日の含水率変動を図3-26（壁体構造1）、図3-27（壁体構造2）に示す。

室内相対湿度60%程度では何れの壁体構造でも室温変動の含水率変動への影響はALC板室内側表面でしか見られない。

図3-28、図3-29、図3-30にALC板室内側表面での温度の日変動を、図3-31、図3-32、図3-33に含水率の日変動を示す。

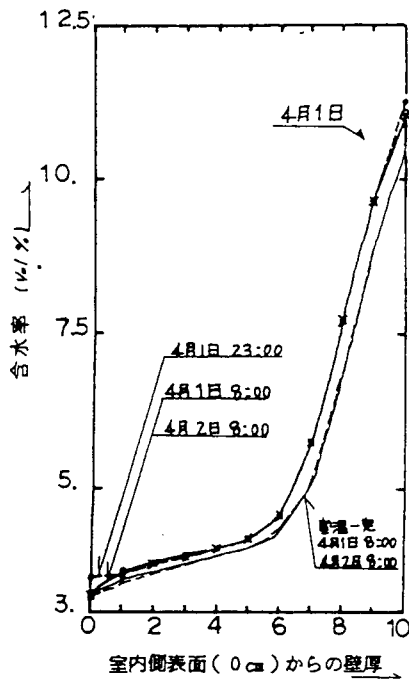


図3-26 壁体内含水率分布
(壁体構造1、RH=60%、 $a=7$ 度)

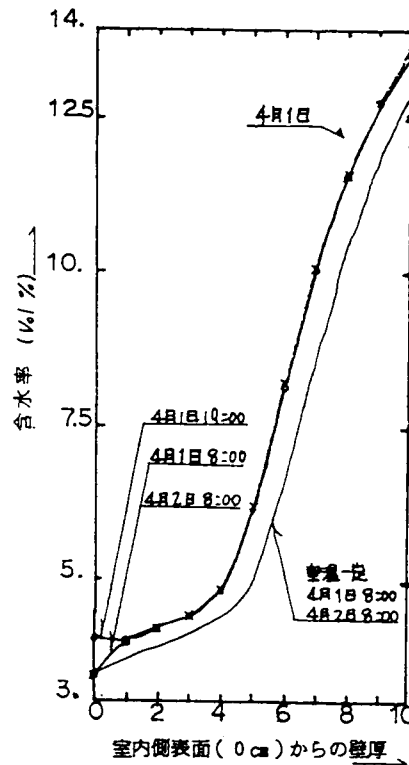


図3-27 壁体内含水率分布
(壁体構造2、RH=60%、 $a=7$ 度)

温度変動に比べどの壁体でも、何れの境界条件でも含水率変動は小さい。しかし含水率の値は室温が一定の計算結果に比べ高くなっており、両者の差は図3-31、図3-32、図3-33に示される通り時間の経過と共に大きくなる。室内相対湿度80%の場合で、壁体内平均含水率が最大となる4月にこの差も最大となる。室温の日変動によって増加する含水率の値は最大でも約1.vol%程度であり、含水率増加率では、約10%である。この室温の日変動による含水率の増加は、結露過程の系の非線形性により生じるものであるが増加量は大きいとは言えない。特に室温変動の影響が顕著にでると予想される壁体2でさえも、この影響が小さいことから、室温の日変動を無視しても壁体含水率の大略の予想は可能と考えられる。ここでは木繊維板の湿気容量を無視しているので、これを考慮すれば更に室温日変動の壁体への影響は小さくなる。

図3-34、図3-35、図3-36に壁体内水蒸気圧、図3-37、図3-38、図3-39に相対湿度の日変動を示す。

何れの壁体構造でもALC板表面が断湿条件なら表面結露が生じる条件である。しかしながら図示のように何れの境界条件、何れの壁体でもALC板表面は飽和には達していない。これはALC板のようないわゆる吸放湿性材料の吸水効果が有効に働くことで表面結露が防げることを示す。

図3-34～図3-36での4月1日の計算結果に示されるごとく、室内相対湿度が何れの場合でも、室温一定ではこの壁体は1日じゅう吸湿条件となっている。一方、室温変動がある場合は吸放湿が1日周期の中で交互に繰り返して生じている。しかし、含水率の変動幅から前述の吸放湿挙動の違いの影響は余り大きくないと言える。

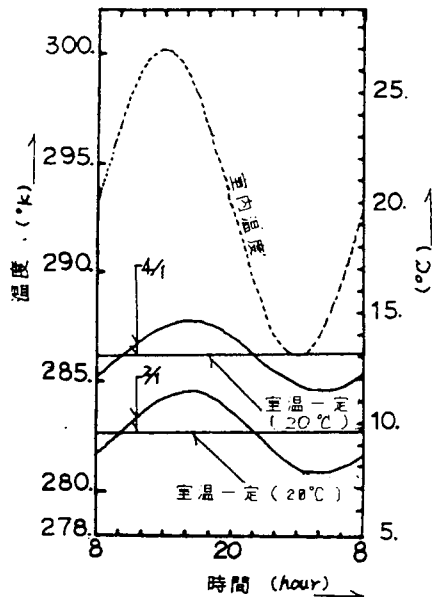


図3-28 壁体室内側表面温度変動
(壁体構造1, RH=80%, a=7度)

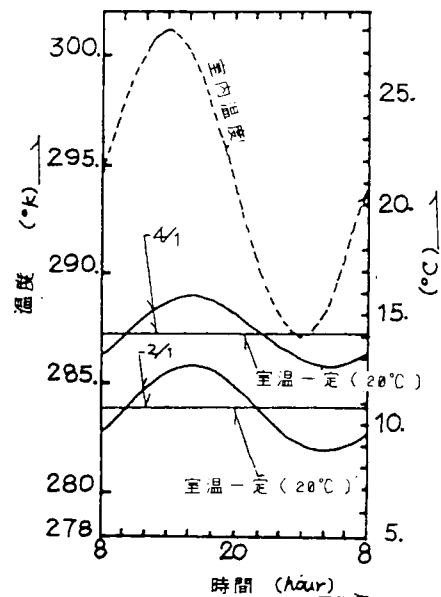


図3-29 壁体室内側表面温度変動
(壁体構造2, RH=80%, a=7度)

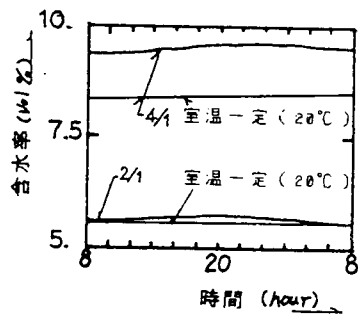


図3-31 壁体室内側表面含水率変動
(壁体構造1, RH=80%, a=7度)

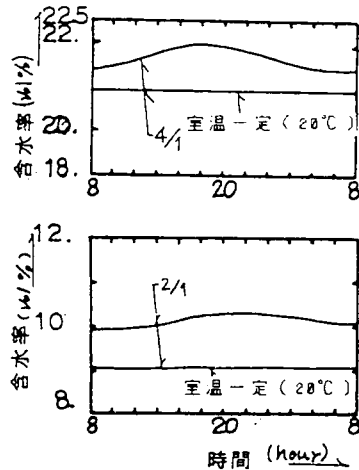


図3-32 壁体室内側表面含水率変動
(壁体構造2, RH=80%, a=7度)

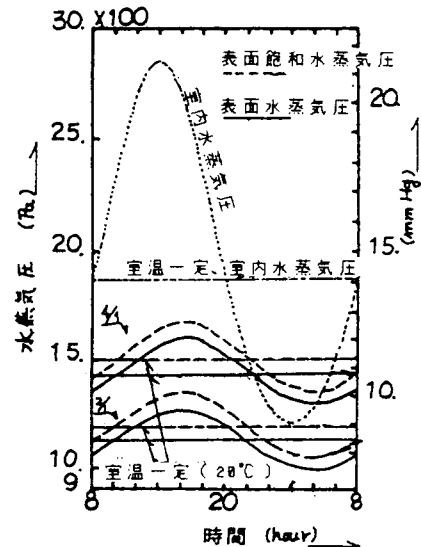


図3-34 壁体室内側表面水蒸気圧変動
(壁体構造1, RH=80%, a=7度)

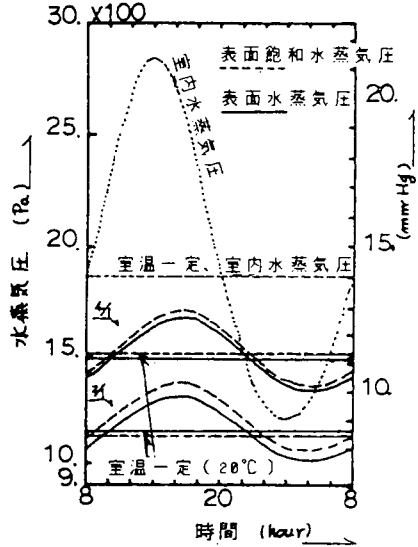


図3-35 壁体室内側表面水蒸気圧変動
(壁体構造2, RH=80%, a=7度)

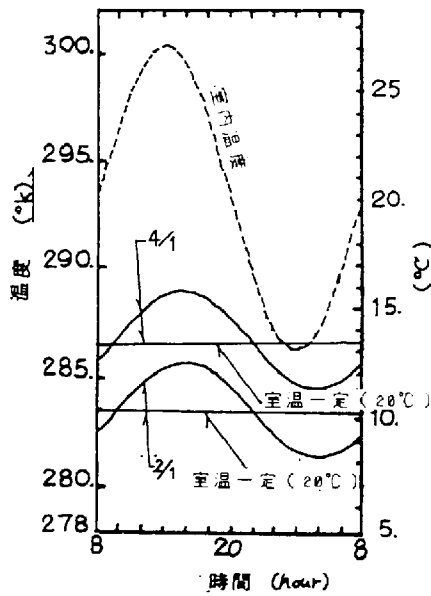


图3-30 壁体室内侧表面温度变动
(壁体构造1, RH=60%, a=7度)

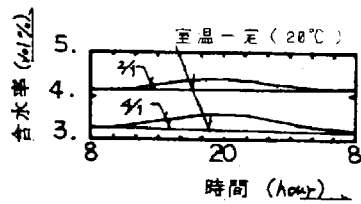


图3-33 壁体室内侧表面含水率变动
(壁体构造1, RH=60%, a=7度)

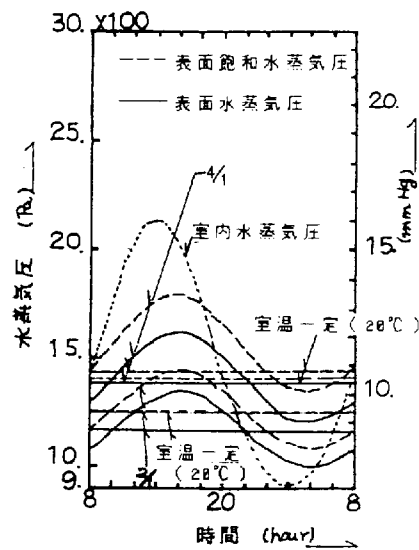


图3-36 壁体室内侧表面水蒸气压变动
(壁体构造1, RH=60%, a=7度)

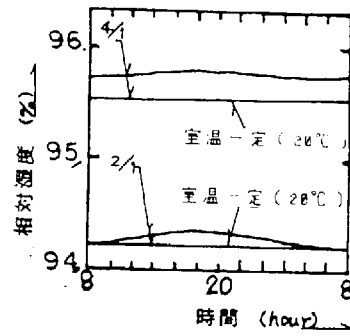


图3-37 壁体室内侧表面相对湿度变动
(壁体构造1, RH=80%, a=7度)

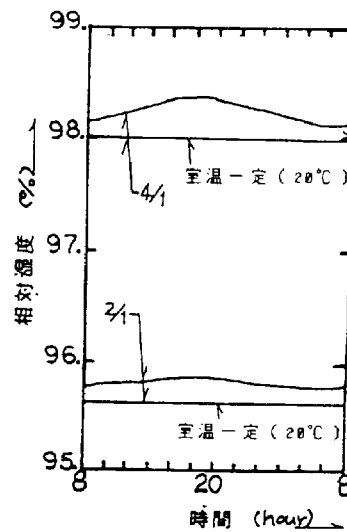


图3-38 壁体室内侧表面含水相对湿度变动
(壁体构造2, RH=80%, a=7度)

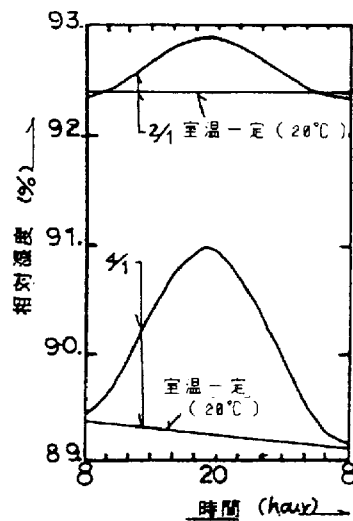


图3-39 壁体室内侧表面相对湿度变动
(壁体构造1, RH=60%, a=7度)

3-4-3 外乱の定常計算による壁体結露に対する性能評価の可能性

ここでは外乱を定常状態とした壁体の非定常計算による壁体評価の可能性を検討する。

計算対象は前節と同様、木繊維板、繊維性断熱材（グラスウール）、ALC板で構成された壁体とした。

木繊維板、断熱材は熱および水分容量を無視し、蒸気拡散支配の系として3層の多体として扱った。

室内温度20℃一定、相対湿度は60%、70%、80%それぞれ一定とする。

外気温度は京阪神の年周期、日平均最低気温である3.34℃一定、相対湿度66%一定とした。

外気温の年周変動を考慮した計算では、これらの室内境界条件ではこの壁体の最大相対湿度は98%以下であり、許容される壁体である。

初期値を壁体が温度20℃、相対湿度70%に平衡しているものとして各外乱に対してこの壁体が定常になるまで計算を行った。

何れの室内条件の場合も壁体含水率、相対湿度が定常状態になるには多大な時間を要し、定常状態に達する前に、含水率20vol%、相対湿度98%をはるかに越えてしまった。すなわちこれらの室内条件では、この壁体は結露に対する許容条件をはるかに越えた状態で定常に達することを示している。

一例として室内相対湿度80%での計算結果、図3-40に含水率分布、図3-41に相対湿度分布を示す。

以上の結果、定常計算法で壁体の「防湿設計」を行うことは安全に過ぎる結果を与えることになる。またこのことは外気の年周変動に対し、壁体の蓄水容量（水分容量）が有効に作用することを示している。

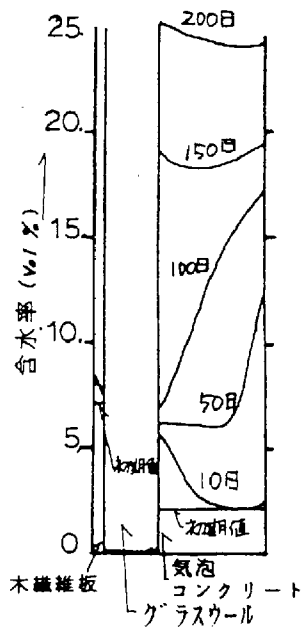


図3-40 壁体内含水率分布の時間経過

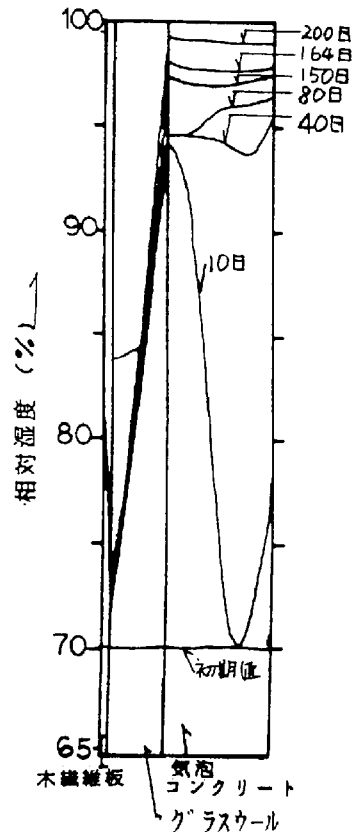


図3-41 壁体内相対湿度分布の時間経過

3-4-4 まとめ

内断熱されたALC多層壁体の年オーダーでの含水率挙動を種々の境界条件の下に計算し、この壁体の含水率挙動を定量的に示した。

含水率挙動から、この壁体の結露に対する外界入力の特容条件を検討した。

- 1) 壁体の水分容量は、外気の年周変動に対し有効に作用するため、“定常結露計算”で“結露”の生ずる室内相対湿度が60%以上の場合でも、室内相対湿度80%以下の条件ならばこの壁体の含水率は1年を通じてHygroscopicの範囲にある。
- 2) 含水率の逐年増加は見られず、冬期の増加含水率は夏期に拡散される。
- 3) グラスウール、外気防湿層が共にHygroscopicの範囲内でも許容しうる材料とすれば、この壁体は室内相対湿度80%の条件まで許容しうると言えよう。
- 4) 間柱等、グラスウール等の断熱材の保持材の材料論的立場からの許容湿度が存在し、その値が上述のMax Hygroscopic以下を要求するならば、これに応じて結露に対する許容条件は変えねばならない。

- 5) 壁体の含水率、相対湿度の予測に関しては外気温の日変動の影響は無視しても、十分な精度で計算が出来ることが明らかとなった。
- 6) 壁体の含水率挙動を記述する系の非線形性のため室内温湿度の日変動は壁体の平均含水率を高めるが、通常の室内での日変動による含水率増加は余り大きくなく、日変動を無視しても計算し得ると考えられる。
- 7) 外乱に定常状態を仮定して壁体の含水率(熱・湿気)挙動を解析し、定常計算法で「防湿設計」を行うことは安全に過ぎることを定量的に確かめた。言い換えれば外気の年周期変動に対し壁体の水分容量が有効に作用することを示した。

3-5 第3章まとめ

いわゆる内部”結露”の生じる壁体の非定常結露・再蒸発過程を熱・水分同時移動方程式を用い数値解析し、年オーダーでの含水率予測が可能なことを具体的壁体を例に示した。

物性値が測定されているALC板(軽量気泡コンクリート)で構成された壁体を計算対象とした。はじめに外気側に防湿層を有するALC板単層壁、次にグラスウールで内断熱された多層壁体の含水率挙動を解析した。気象条件として京阪神地方の値を用い、室内温度20℃一定で相対湿度を定常結露計算で「結露」の発生が判定される値を設定した。

計算の結果、”定常結露計算”で結露条件にある壁体でも、室内相対湿度が80%以下ならば含水率の逐年増加は見られず、冬期”結露”による増加含水率は夏期にすべて蒸発することが示された。

しかしながら、「防湿設計」では含水率の逐年増加が生じない場合でも、含水率がHygroscopicの値を越えることは許容できないので、この点での評価を行ったところ、室内相対湿度80%以下ならば、壁体含水率は1年を通じてHygroscopicの範囲にあり、壁体相対湿度は98%を越えないことが示された。

”定常結露計算”での”結露”発生部位と異なり、含水率の最大値はALC板と外気防湿層との境界で生じる事が示された。

外気温・湿度の日変動に応じる壁体含水率の日変動は小さく、含水率の日平均値を用いても十分な精度の「防湿設計」が可能であることを示した。また年オーダーでの含水率予測を行うとき、木繊維板+グラスウールの内断熱部分を定常近似して

も十分なオーダーで予測が可能なことを示した。

通常の室内温・湿度の日変動の影響による壁体平均含水率の増加は僅かであり、日変動を無視しても壁体の”結露”評価をし得ることを定量的に示した。

多孔質材料の大きな水分容量は外気温湿度の年周変動に対し有効に作用することを定量的に示し、このことは本章の「防湿設計法」の有効性を示したことと言えよう。併せて、 V_{os}^2 の限界含水率はいづれの境界条件の場合でも存在しないことを示した。

以上のごとく、含水率の正確な予測を基礎とした「防湿設計」の有効性を定量的に示したが、結露に対する評価には、含水率に基づく材料の耐久性の検討結果を併せて評価する必要があるだろう。

解析に必要な材料物性値の蓄積と、含水率に基づく耐久性に関する材料特性の研究成果の蓄積が進むことで、「防湿設計」の有用性はより明らかになるだろう。

第 4 章

建築壁体結露・再蒸発過程の周期的定常解

4-1 はじめに

建築壁体の防湿設計は、壁体内含水率を材料固有の許容含水率以下に維持する事と言える。

壁体内含水率は外界気象条件によって変動するので、これを正しく評価するには含水率分布のみならずその時間変化挙動を知る必要がある。

壁体を構成する材料の水分の拡散係数は材料含水率に強く依存し、その拡散速度は熱の拡散に比較し小さい。故に、壁体内含水率挙動は熱挙動に比較しゆっくりとしたものである。

一般的建築壁体の含水率（温度、水分化学ポテンシャル）挙動は、外気側表面に防湿層を有する軽量気泡コンクリートを例として、熱・水分同時移動方程式を用いた非定常計算を行うことで予測できることを第3章で示した。その結果、壁体内最大含水率は外気温が最低値となる1、2月ではなく気温上昇が始まる4、5月に生じ、外気温が低下し始める10、11月に最小値となる事を示した。すなわち対象とした壁体の含水率挙動は外界入力周期に対し数カ月の遅れを持つ変化過程となる。第3章で示された結果は、含水率変化を算定するためには年周変化過程として解析する必要がある事を示している。

この年周変化過程の含水率挙動を第3章のように非定常計算で解くには、長期に亘る非線形計算が必要となり、防湿設計法としての計算手順は膨大なものとなる。

一方、外界気象条件は1年周期で変動する過程と見なすことが出来る。ゆえに、1年周期の周期的定常過程を考えて壁体内含水率挙動を解析することは防湿設計法として適切であると考えられる。

4-2 離散状態方程式の周期解法^{5,9)}

4-2-1 はじめに

建築壁体が周期的定常状態であるなら1周期後の状態量に一致する初期状態量が存在する。

ここではこの性質を利用し、任意の初期状態量に応じる解の感度を求め、この感度によって初期値を修正し、周期解を保証する最適初期値を探索する方法を示す。

初期状態量に応じる解の感度は差分法によって離散化された基礎式のTaylor展開によって求める。

4-2-2 基礎式

拡散支配系と見なされる建築壁体内熱、湿気挙動を記述する方程式は、水分収支(3-1)式、熱収支(3-2)式を第3章2節で示した。同様に境界条件式は(3-3)式、(3-4)式である。

基礎式

【水分収支】

$$\rho_w = \frac{\partial \phi}{\partial \mu} \cdot \frac{\partial \mu}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda'_{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \lambda'_{T} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (3-1)$$

$$\lambda'_{\mu} = \lambda'_{\mu g} + \lambda'_{\mu l} \quad , \quad \lambda'_{T} = \lambda'_{T g} + \lambda'_{T l}$$

【熱】

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_e \frac{\partial T}{\partial x} + r \cdot \lambda'_{\mu g} \frac{\partial \mu}{\partial x} \right) \quad (3-2)$$

境界条件式

【水分】

$$\alpha'_{\mu} (\mu_0 - \mu) + \alpha'_{T} (T_0 - T) = - \left(\lambda'_{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial x} + \lambda'_{T} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (3-3)$$

【熱】

$$\alpha_e (T_0 - T) + r \cdot \alpha'_{\mu} (\mu_0 - \mu) = - \left(\lambda_e \frac{\partial T}{\partial n} + r \cdot \lambda'_{\mu g} \frac{\partial \mu}{\partial n} \right) \quad (3-4)$$

ここで、 $\alpha_e = \alpha + r \cdot \alpha'_{T}$, $\lambda_e = \lambda + r \cdot \lambda'_{T g}$

4-2-3 数値計算による周期的定常解を与える初期値決定法^{4,1)}

周期的定常解では初期値と1周期後の解が等しくなる。この初期値を求める事が周期的定常解を求める事である。壁体の結露過程は非線形・非定常過程であるから、数学的に周期解が常に存在するとは言えないが、周期的定常解が得られればそれが周期解の存在を意味する事になる。

基礎式(3-1)~(3-4)を差分化し、各離散点毎に連立方程式を立てる。

j+1時刻での各離散点の解Xは次式で表現できる。

$$\mathbf{X}^{j+1} = [\mathbf{R}^j(\mathbf{X}^j)] \cdot \mathbf{X}^j + [\mathbf{D}^j(\mathbf{X}^j)] \cdot \mathbf{Y}^j \quad (4-1)$$

壁体内状態量ベクトル $\mathbf{X}^j = [\mu_1^j, \mu_2^j, \dots, \mu_n^j, T_1^j, T_2^j, \dots, T_n^j]^T$
 外乱入力ベクトル $\mathbf{Y}^j = [\mu_0^j, 0, \dots, 0, \mu_{n+1}^j, T_0^j, 0, \dots, 0, T_{n+1}^j]^T$
 $[\mathbf{R}^j(\mathbf{X}^j)]$ 、 $[\mathbf{D}^j(\mathbf{X}^j)]$: 各係数マトリクス
 n : 差分の分割離散点数、j : 差分分割時間

任意の初期値 \mathbf{x}_0 を与えたときの時刻 t+1 での解は(4-2)式と表現できる。

$$\mathbf{X}^{t+1}(\mathbf{x}_0) = [\mathbf{R}^t(\mathbf{X}^t; \mathbf{x}_0)] \cdot \mathbf{X}^t(\mathbf{x}_0) + [\mathbf{D}^t(\mathbf{X}^t; \mathbf{x}_0)] \cdot \mathbf{Y}^t \quad (4-2)$$

初期値が $\mathbf{x}_0 + \Delta \mathbf{x}_0$ の時の解は(4-3)式で表現できる。

$$\mathbf{X}^{t+1}(\mathbf{x}_0 + \Delta \mathbf{x}_0) = [\mathbf{R}^t(\mathbf{X}^t; \mathbf{x}_0 + \Delta \mathbf{x}_0)] \cdot \mathbf{X}^t(\mathbf{x}_0 + \Delta \mathbf{x}_0) + [\mathbf{D}^t(\mathbf{X}^t; \mathbf{x}_0 + \Delta \mathbf{x}_0)] \cdot \mathbf{Y}^t \quad (4-3)$$

ここで、(4-3)式を $\mathbf{X}^t(\mathbf{x}_0)$ に関してTaylor展開し、ここで扱う系の初期値と解の関係について記述する。

(4-3)式をTaylor展開すると式(4-4)となる。

$$\begin{aligned} \mathbf{X}^{t+1}(\mathbf{x}_0 + \Delta \mathbf{x}_0) &= \mathbf{X}^{t+1}(\mathbf{x}_0) + \frac{\partial \mathbf{X}^{t+1}(\mathbf{x}_0)}{\partial \mathbf{X}^t(\mathbf{x}_0)} \Delta \mathbf{X}^t(\Delta \mathbf{x}_0) + \mathbf{O}^2 \\ &= [\mathbf{R}^t(\mathbf{X}^t; \mathbf{x}_0)] \cdot \mathbf{X}^t(\mathbf{x}_0) + [\mathbf{D}^t(\mathbf{X}^t; \mathbf{x}_0)] \cdot \mathbf{Y}^t \\ &\quad + \frac{\partial [\mathbf{R}^t(\mathbf{X}^t; \mathbf{x}_0)] \cdot \mathbf{X}^t(\mathbf{x}_0)}{\partial \mathbf{X}^t(\mathbf{x}_0)} \cdot \Delta \mathbf{X}^t(\Delta \mathbf{x}_0) + \frac{\partial [\mathbf{D}^t(\mathbf{X}^t; \mathbf{x}_0)] \cdot \mathbf{Y}^t}{\partial \mathbf{X}^t(\mathbf{x}_0)} \cdot \Delta \mathbf{X}^t(\Delta \mathbf{x}_0) + \mathbf{O}^2 \end{aligned} \quad (4-4)$$

ここで、 $\Delta \mathbf{X}^j(\Delta \mathbf{x}_0) = \mathbf{X}^j(\mathbf{x}_0 + \Delta \mathbf{x}_0) - \mathbf{X}^j(\mathbf{x}_0)$ と記号する。

(4-4)式右辺第2項 $\partial X^{t+1} / \partial X^t$ は Δx_0 とは独立の項であるから、 Δx_0 に関して時変線形式であり、右辺第3項 0^2 は ΔX^t が十分小さい値なら無視できる。

初期値の差に対する解の応答の差が(4-5)式のように表現できる。

$$\begin{aligned}
 \Delta X^{t+1}(\Delta x_0) &= X^{t+1}(x_0 + \Delta x_0) - X^{t+1}(x_0) \\
 &= \frac{\partial X^{t+1}(x_0)}{\partial X^t(x_0)} \Delta X^t(\Delta x_0) \\
 &= \left(\frac{\partial [R^t(X^t; x_0)] \cdot X^t(x_0)}{\partial X^t(x_0)} + \frac{\partial [D^t(X^t; x_0)] \cdot Y^t}{\partial X^t(x_0)} \right) \cdot \Delta X^t(\Delta x_0) \\
 &= [DR^t(X^t; x_0)] \cdot \Delta X^t(\Delta x_0)
 \end{aligned}
 \tag{4-5}$$

ここで(4-5)式は時変線形系であるので(4-6)式のように表現できる。

$$\begin{aligned}
 \Delta X^{t+1}(\Delta x_0) &= [DR^t] \cdot [DR^{t-1}] \cdot [DR^{t-2}] \cdots [DR^1] \cdot [DR^0] \cdot \Delta x_0 \\
 &= [V^t(X^t; x_0)] \cdot \Delta x_0
 \end{aligned}
 \tag{4-6}$$

(4-6)式の $[V^t(X^t; x_0)]$ は初期値変化に応じる系の遷移マトリクスであり、初期値変化に応じる内部状態の線形関係は(4-7)式と表現できる。

$$\begin{aligned}
 X^{t+1}(x_0 + \Delta x_0) &= X^{t+1}(x_0) + \Delta X^{t+1}(\Delta x_0) \\
 &= X^{t+1}(x_0) + [V^t(X^t; x_0)] \cdot \Delta x_0
 \end{aligned}
 \tag{4-7}$$

また、この系が時間 t_b で周期性を持つならば、系の周期 t_b に対して次式が成立する。

$$X^{t_b}(x_0) + \Delta X^{t_b}(\Delta x_0) = x_0 + \Delta x_0
 \tag{4-8}$$

以上(4-7)式、(4-8)式より

$$X^{t_b}(x_0) + [V^{t_b-1}(X^{t_b-1}; x_0)] \cdot \Delta x_0 = x_0 + \Delta x_0$$

この関係より、 I を単位マトリクスとすると

$$\Delta x_0 = [I - V^{t_b-1}(X^{t_b-1}; x_0)]^{-1} \cdot (X^{t_b}(x_0) - x_0)
 \tag{4-9}$$

(4-9)式により初期値の補正項 Δx_0 を求めることが出来る。

(4-2)式、(4-9)式の計算を繰り返すことにより正しい初期値がもとまる。

4-2-4 計算法の検討⁴¹⁾⁴²⁾

計算対象は図4-1に示す外気側防湿層を有するALC(軽量気泡コンクリート)単層壁体とする。

ALC板の物性値には測定によって得られた値^{8)29~31)}を図4-2、図4-3、図4-4に示すよう関数近似した値を用いた。測定値の関数近似は第3章で詳述した。

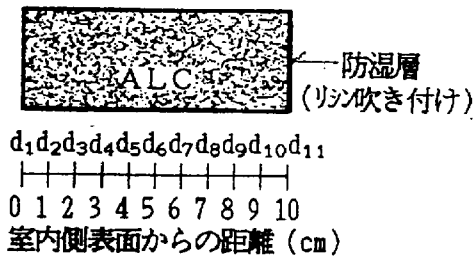


図4-1 単層壁体構造

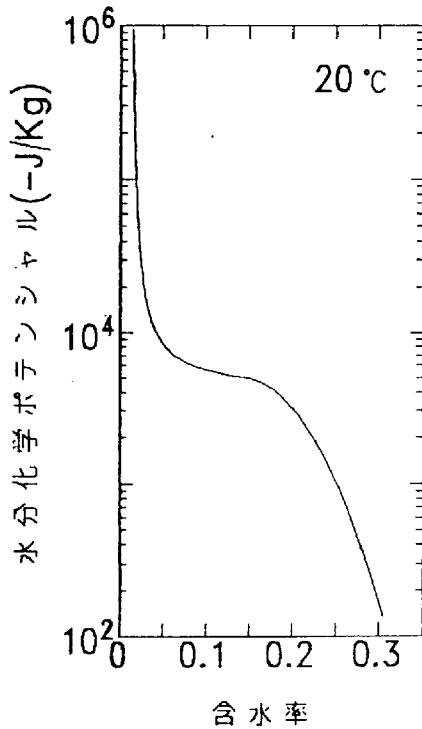


図4-2 含水率-水分化学ポテンシャル平衡関係 (ALC板)

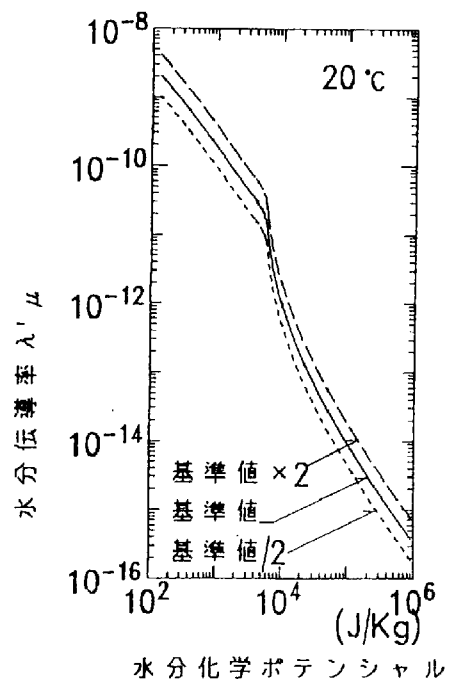


図4-3 ALC板水分伝導率 μ

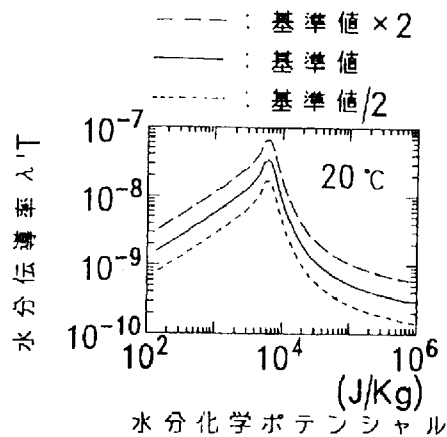


図4-4 ALC板水分伝導率 μ_T

この壁体の結露・再蒸発過程の周期的定常解を求めるための基礎式は Crank-Nicolson法を用いて離散化することとする。従って、前節で示した時変線形方程式の導出は以下の通りとなる。

本計算でのt+1時刻での離散点の解は(4-10)式となる。

$$[A^t(X^t)] \cdot X^{t+1} = [B^t(X^t)] \cdot X^t + [C^t(X^t)] \cdot Y^t = D^t \quad (4-10)$$

壁体内状態量ベクトル $X^t = [\mu_1^t, \mu_2^t, \dots, \mu_n^t, T_1^t, T_2^t, \dots, T_n]^T$

外乱入力ベクトル $Y^t = [\mu_{o^t}, 0, \dots, 0, \mu_{n+1}^t, T_{o^t}, 0, \dots, 0, T_{n+1}^t]^T$

$[A^t(X^t)]$: 状態ベクトル X^{t+1} の係数マトリクス

$$[A^t(X^t)] = [A^t] = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & \dots & A_{1n} \\ A_{21} & A_{22} & \dots & A_{2n} \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ A_{n1} & A_{n2} & \dots & A_{nn} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A1 \\ A2 \\ \cdot \\ \cdot \\ An \end{bmatrix}$$

$[B^t(X^t)]$: 状態ベクトル X^t の係数マトリクス

$[C^t(X^t)]$: 状態ベクトル Y^t の係数マトリクス

$$D^t = [B^t(X^t)] \cdot X^t + [C^t(X^t)] \cdot Y^t$$

$$= \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & \dots & B_{1n} \\ B_{21} & B_{22} & \dots & B_{2n} \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ B_{n1} & B_{n2} & \dots & B_{nn} \end{bmatrix} \cdot X^t + \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & \dots & C_{1n} \\ C_{21} & C_{22} & \dots & C_{2n} \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ C_{n1} & C_{n2} & \dots & C_{nn} \end{bmatrix} \cdot Y^t$$

$$= \begin{bmatrix} D1 \\ D2 \\ \cdot \\ \cdot \\ Dn \end{bmatrix}$$

n : 離散点数、t : 離散時間

(4-10)式をベクトル X^t に関して微分する。

$$\frac{\partial \{ [A^t] \cdot X^{t+1} \}}{\partial X^t} = \frac{\partial D^t}{\partial X^t}$$

上記式を展開すると(4-11)式と表現できる。

$$[A^t] \frac{\partial X^{t+1}}{\partial X^t} + \left[\frac{\partial [A^t]}{\partial X^t} \right] \cdot [X^{t+1}] = \frac{\partial D^t}{\partial X^t} \quad (4-11)$$

$$\left[\frac{\partial [A^t]}{\partial X^t} \right] = \begin{bmatrix} \frac{\partial A1}{\partial X_1^t} & \frac{\partial A1}{\partial X_2^t} & \dots & \frac{\partial A1}{\partial X_n^t} \\ \frac{\partial A2}{\partial X_1^t} & \frac{\partial A2}{\partial X_2^t} & \dots & \frac{\partial A2}{\partial X_n^t} \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \frac{\partial An}{\partial X_1^t} & \frac{\partial An}{\partial X_2^t} & \dots & \frac{\partial An}{\partial X_n^t} \end{bmatrix}$$

$$[X^{t+1}] = \begin{bmatrix} X^{t+1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & X^{t+1} & \dots & 0 \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ 0 & 0 & \dots & X^{t+1} \end{bmatrix} \quad 0 = [0, 0, \dots, 0]^T$$

$$\frac{\partial D^t}{\partial X^t} = \begin{bmatrix} \frac{\partial D1}{\partial X_1^t} & \frac{\partial D1}{\partial X_2^t} & \dots & \frac{\partial D1}{\partial X_n^t} \\ \frac{\partial D2}{\partial X_1^t} & \frac{\partial D2}{\partial X_2^t} & \dots & \frac{\partial D2}{\partial X_n^t} \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \frac{\partial Dn}{\partial X_1^t} & \frac{\partial Dn}{\partial X_2^t} & \dots & \frac{\partial Dn}{\partial X_n^t} \end{bmatrix}$$

(4-11)式を整理すると(4-12)式となる。

$$\frac{\partial X^{t+1}}{\partial X^t} = - [A^t]^{-1} \cdot \left(\left[\frac{\partial [A^t]}{\partial X^t} \right] \cdot [X^{t+1}] - \frac{\partial D^t}{\partial X^t} \right) \quad (4-12)$$

ここで、 X^t の関数であるベクトルFを(4-13)式と定義すると、(4-12)式の右辺()内の項は、ベクトルFのベクトル X^t に関する微分(4-14)と等しくおける。

$$F = F(X^t) = [A^t] \cdot X^{t+1} - D^t \quad (4-13)$$

$$\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{X}^t} = \left[\frac{\partial [\mathbf{A}^t]}{\partial \mathbf{X}^t} \right] \cdot [\mathbf{X}^{t+1}] - \left[\frac{\partial \mathbf{D}^t}{\partial \mathbf{X}^t} \right]$$

$$= \begin{bmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial X_1^t} & \frac{\partial F_1}{\partial X_2^t} & \dots & \frac{\partial F_1}{\partial X_n^t} \\ \frac{\partial F_2}{\partial X_1^t} & \frac{\partial F_2}{\partial X_2^t} & \dots & \frac{\partial F_2}{\partial X_n^t} \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \frac{\partial F_n}{\partial X_1^t} & \frac{\partial F_n}{\partial X_2^t} & \dots & \frac{\partial F_n}{\partial X_n^t} \end{bmatrix} \quad (4-14)$$

(4-14)式のマトリクス各要素は(4-15)式である。

$$\frac{\partial F_J}{\partial X_I} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial A_{Ji}}{\partial X_I} \cdot X_i^{t+1} - \frac{\partial D_J}{\partial X_I} \quad (4-15)$$

$$I=1,2,\dots,n \quad , \quad J=1,2,\dots,n$$

式(4-12)、式(4-14)により(4-5)式の $[DR^t(X^t; x_0)]$ の計算ができる。

計算に用いた境界の熱及び湿気伝達率は、第3章の計算に用いた値と同様次節に示す表4-1に示す値とする。

境界条件は室内側温度20℃一定、相対湿度70%一定とする。外気側温湿度変動は年周期変動(第3章、式(3-5)と式(3-6-1)、(3-6-2)と同様の値)を与える。

試行初期値は第3章の計算結果より壁体が最も乾燥する10月の気象条件を考慮し、壁体が室温湿度及び外気温湿度に平衡している状態を考えた。与えた値は温度20℃(293.16k)、相対湿度70%一定(水分化学ポテンシャル-48273.52J/Kg)である。

図4-5、図4-6に繰り返し計算毎の補正された初期値を示す。

繰り返し計算2回目で初期値の温度、水分化学ポテンシャルは大きく補正され、3回目以降の変化は小さい。

このALC単層壁体では3回の繰り返し計算で大略周期的定常解を与える初期値がもとまった。

計算の収束回数には試行初期値の値の影響が大きい。ここで示した例のごとく壁体含水率が一樣な時期を計算開始に選ぶなら、試行初期値に壁体内一樣の温度、水

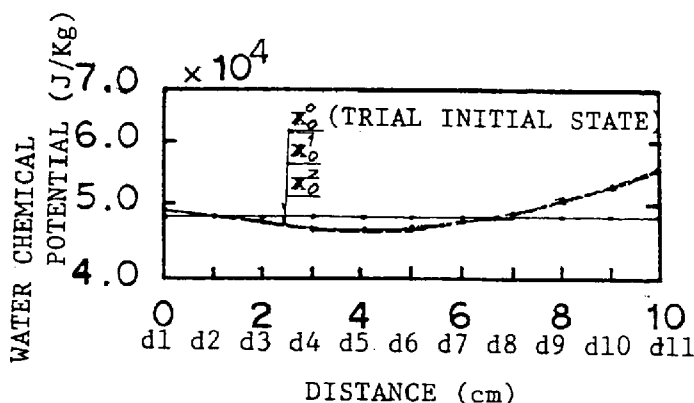


図4-5 水分化学ポテンシャルの初期値修正結果（単層壁体）

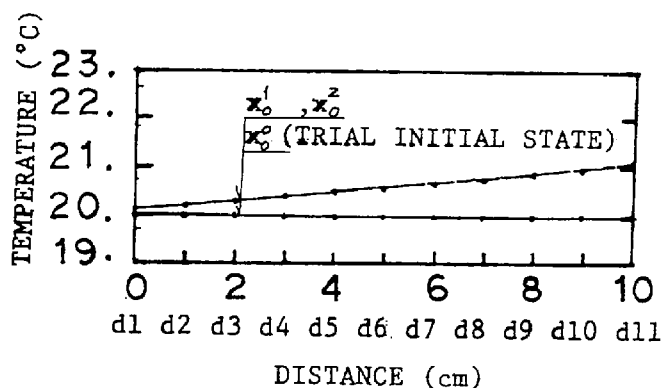


図4-6 温度の初期値修正結果（単層壁体）

分化学ポテンシャルを与えても、計算は3年分程度で収束する。この様に試行初期値に壁体内含水率一様な時期の室内外温湿度条件の平均値を用いると計算手順は少なくて済む。

壁体材料の厚さが増した場合や水分の拡散が極めて遅い材料で出来た壁体の収束計算の回数は増大する事が予測される。この様な壁体の収束計算の回数は式(4-6)の $[V^{t^b-1}(X^{t^b-1}; x_0)]$ のノルムの値で判定できよう。このノルムの値が十分小さいなら1年程度の計算で初期値は修正されたと判断できる。

この方法でもとめたALC板単層壁体の周期的定常解を図4-7に温度の時間経過、図4-8に水分化学ポテンシャルの時間経過を示す。

図4-8の水分化学ポテンシャルの変化には図4-7の温度変化に比較して、壁体全体に系の非線形性が現れている。

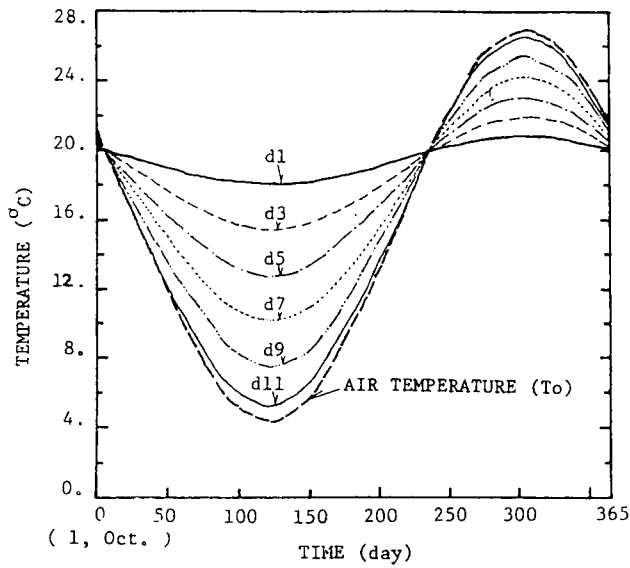


図4-7 壁体内温度周期的定常解の時間経過（単層壁体）

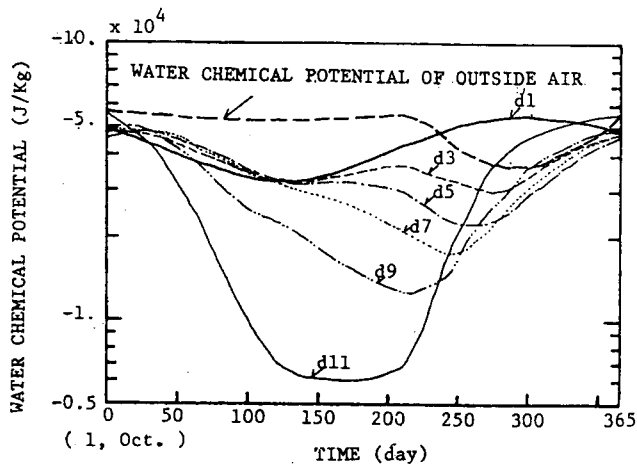


図4-8 壁体内水分化学ポテンシャル周期的定常解の時間経過（単層壁体）

次に、ここで得られた周期的定常解（図中：solution）を調和解析し、周波数領域でのこの解の特徴を示す。

図4-9、実線で示す温度の時間経過は、調和解析結果の1年周期成分のみで近似したものであり、正確解（ここで得られた周期的定常解、図中：solution）を示す●印をよく近似している。

水分化学ポテンシャルでは、年間を通じて含水率変化の小さい室内側表面付近では周波数成分第4項程度までを取れば解を現すことが出来る。一方、外気側表面近傍

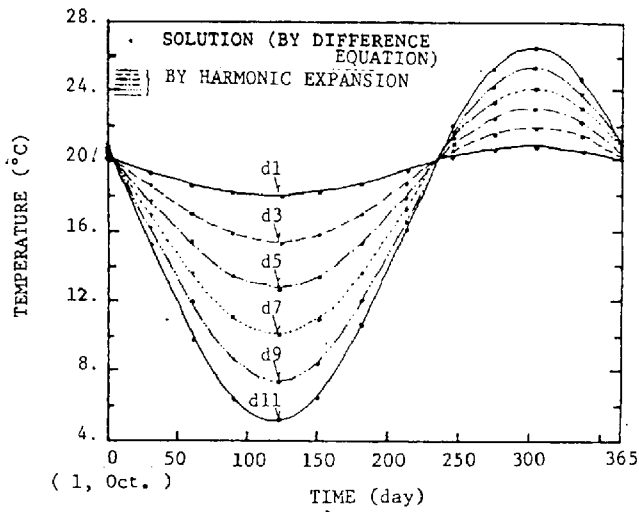


図4-9 壁体内温度周期的定常解の調和解析結果時間経過（単層壁体）

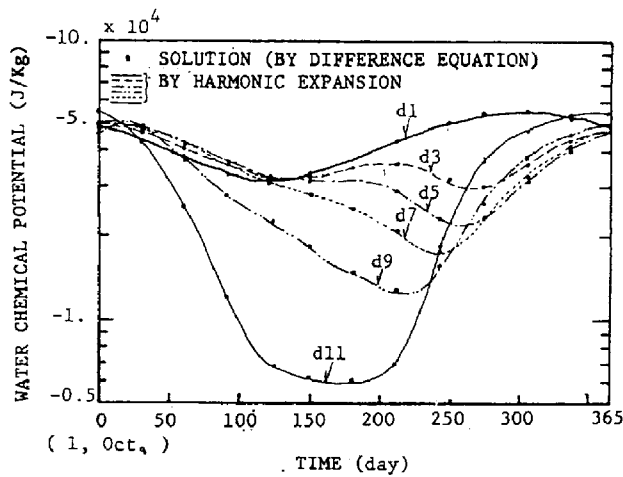


図4-10 壁体内水分化学ポテンシャル周期的定常解の調和解析結果時間経過（単層壁体）

は冬期に高含水状態になるためその含水率変化は大きく周波数成分第6項程度まで用いなければ、解を現すことは出来ない。

図4-10に周期成分に1年、1/2年、1/3年、1/4年、1/5年、1/6年の6項を用いて近似した水分化学ポテンシャルの時間経過を実線で示す。正確解を示す●印とよく一致している。

4-2-5 まとめ

建築壁体の結露・再蒸発過程の1周期後の解が初期値と一致する周期的定常解を、初期値変化に応じる解の感度方程式（時変線形方程式）を用いた逐次計算によって求める方法とその数値解析結果について示した。

- 1) 初期値変化に応じる解の感度を非線形差分方程式をTaylor展開する事により得られる時変線形式で算定する方法を示した。
- 2) この方法を用い具体的壁体の解の収束挙動を示した。ALC壁体では解を与える初期値は、試行初期値の値にもよるが、2~3回の収束計算で得られた。
計算条件にもよるが、非定常計算の繰り返しによって周期的定常解を求める方法に比べ、この方法での計算回数はかなり少なくなる。すなわち、この方法は、周期的定常解を求めるには有効である事を示した。
- 3) 試行初期値の値には壁体内含水率変動の少ない時期の外界条件に対し、壁体が平衡している値を与える事で、解の収束を良くできる。

4-3 結露・再蒸発過程の周期的定常解の性状⁵⁹⁾

4-3-1 はじめに

ここでは、前節で得られた建築壁体の周期的定常解の解の性質を整理するために、周期解の挙動を周波数領域で検討し、周波数領域での壁体の解の性質を利用する周期解法について考察を行う。

一般的建築壁体である内断熱多層壁体についてその結露再蒸発過程の周期的定常解の性質を整理する。計算対象とした多層壁体構造を図4-11に示す。

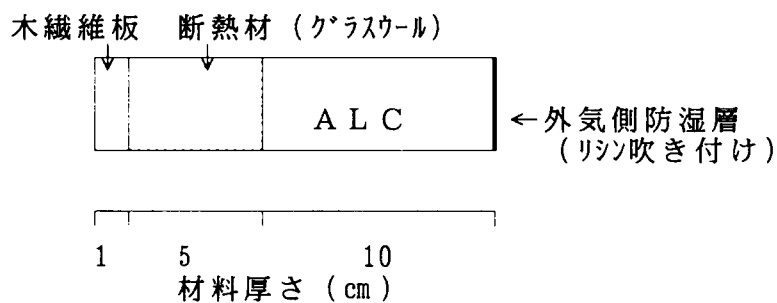


図4-11 多層壁体構造

4-3-2 周期的定常解の調和解析

4-3-2-1 内断熱多層壁体への外界入力成分の影響^{4.2}

ここでは、図4-11に示す内断熱多層壁体の周期的定常解への外界入力の影響を検討する。

第3章と同様多層壁体の内装材及び断熱材については純抵抗として扱った。

第3章の表3-2を表4-1として再掲する。

計算条件は表4-2に示す外界及び室内温湿度条件とした。

前節で示した方法で、各外界条件での壁体の周期的定常解を求め、得られた解を1年を基本周期とする調和解析し、各周期の振幅と位相を求めた。

表4-1 物性値

材料	室内伝達層	木繊維板	断熱材	防湿層	外気伝達層
厚さ (m)	—	0.01	0.05	—	—
熱伝達率 (W/m ² ·K)	9.3	11.6	0.978	0	23.2
熱伝達抵抗 (m ² ·K/W)		1.22		4.31×10 ⁻²	
湿気伝達率 (Kg/m ² ·s·pa)	4.99×10 ⁻⁸	4.2×10 ⁻⁹	3.44×10 ⁻⁹	1.25×10 ⁻¹⁰	15.0×10 ⁻⁸
湿気伝達抵抗 (m ² ·s·pa/Kg)		5.49×10 ⁸		8.0×10 ⁹	

表4-2 計算条件

	室内条件		外気条件		
	年周期変動	日周期変動	年周期変動	日周期変動	
CASE0	μ	-48273.52	5000. ×SIN(ωt)	-44731.69+8570.102×SIN(ωt)	-1500. ×SIN(ωt)
	T	293.16	5. ×SIN(ωt)	288.8+11.3×SIN(Wt)	5. ×SIN(ωt)
CASE0*	μ	-48273.52	2500. ×SIN(ωt)	-44731.69+8570.102×SIN(ωt)	-750. ×SIN(ωt)
	T	293.16	2.5×SIN(ωt)	288.8+11.3×SIN(Wt)	2.5×SIN(ωt)
CASE1	μ	-48273.52	5000. ×SIN(ωt)	-44731.69+8570.102×SIN(ωt)	
	T	293.16		288.8+11.3×SIN(Wt)	
CASE2	μ	-48273.52		-44731.69+8570.102×SIN(ωt)	
	T	293.16	5. ×SIN(ωt)	288.8+11.3×SIN(Wt)	
CASE3	μ	-48273.52		-44731.69+8570.102×SIN(ωt)	-1500. ×SIN(ωt)
	T	293.16		288.8+11.3×SIN(Wt)	
CASE4	μ	-48273.52		-44731.69+8570.102×SIN(ωt)	
	T	293.16		288.8+11.3×SIN(Wt)	5. ×SIN(ωt)
CASE5	μ	-48273.52		-44731.69+8570.102×SIN(ωt)	
	T	293.16		288.8+11.3×SIN(Wt)	

Wt: $2\pi t / (365 \times 24)$ 、wt: $2\pi (t-17 \times 24) / (365 \times 24)$ 、 $\omega t: 2\pi t / 24$

室内、外気温湿度に年及び日周期変動を考慮した場合（表4-2のCASE0）と年周期変動のみとした場合（表4-2、CASE5）について比較する。同時に日周期成分の各振幅の値をCASE0の0.5倍とした場合（表4-2、CASE0*）についても比較した。

表4-3～4-6にCASE0の周期的定常解の調和解析解を基準（1とした）とした場合のCASE5、CASE0*の調和解析結果のうち、振幅の値の比率を示す。

表4-7～4-10には位相の値を示す。

図4-12～4-19に各計算条件での周期的定常解の振幅の値を示す。

表4-3～4-6で明らかなように、水分化学ポテンシャル、温度の平均値（周期0年）は外界入力成分を変えても比率はいずれも1でほとんど変化していない。

表4-3、4-4の壁体両表面の水分化学ポテンシャルでは1年周期の振幅がきわめて大きく、その値は 10^4 のオーダーで定数項と等しい。

年周の調和成分の振幅のオーダーはどの入力条件の場合でも大略一致しており、入力条件の違いによる壁体の年周成分の応答への影響は大きくない。この事は、系の非線形性にも関わらず、外界入力の1日周期成分の影響が系の年オーダーの長周期の項への影響が小さいことを示している。年周成分はどの外界入力条件でも1/6年周期程度までその振幅の値は大きい。

図4-12、4-14で明らかな通り、外界条件の1日周期成分の影響は入力成分の調和波以外にその調和波近傍にも生じている。特に1日周期成分近傍ではその値は大きく、1日周期成分の振幅とほぼ等しい値となっている。この項は表4-3、表4-4に示すように年周期と日周期成分の積による（周期1/364、1/366年等）項である。

室内側表面の水分化学ポテンシャル変動は外気側の変動に比較し大きく、そのため調和解析結果の各周期での振幅の値の特徴は室内側表面で顕著である。

表4-5、4-6、図4-16～4-19に示す温度の振幅は、定性的には水分化学ポテンシャルと同様の性状を示している。温度の振幅は室内両表面とも値そのものが大きくなり、1年周期成分と1日周期成分の振幅が他の成分に比べ卓越しており、これが支配的成分である。

入力の1日周期成分の振幅を1/2とした場合は、表4-1～4-4の1日周期とその近傍の壁体の応答に示される通り、入力の振幅が1/2であれば、壁体の応答の振幅も大略1/2となっている。この事は、1日周期の外界入力成分に関して、この系の線形化が可能なことを示している。これに関する検討は次節で詳述する。

表4-7～表4-10に示す解の位相は、入力成分の違いによる影響は顕著ではない。

外界入力1年+1日の場合(CASE0)の壁体の周期的定常解の振幅と位相を用いてこの解を表現するに必要な項と項数の検討を行う。

差分計算の結果(正解)に対し、周期成分2項(1年と1日周期)による近似(近似1)と周期成分12項(周期1年～1/6年、1日～1/6日)による近似1'を比較した。

温度に関しては近似1は正解をよく現すが、水分化学ポテンシャルでは正解に対して誤差が大きくなった。近似1'の様に単純に入力の調和成分を増やしても近似1と同等の近似精度しか得られなかった。

そこで、解の振幅の大きさを考慮し、1年周期成分とその調和波1/6年周期までと1日周期と年周成分と1日周期成分の積による項(周期1/362年～1/368年)を合わせて13項で近似した(近似2)ものを比較した。

図4-20に室内側表面水分化学ポテンシャルの季節毎の1日の変化を示す。

室内側表面の水分化学ポテンシャルの日変動は極めて大きいですが、図示のごとく近似2は正解をよく近似している。最も近似誤差の生じる乾燥期で、近似誤差の最大は約2000J/kg、結露期で約700J/kg程度である。

図4-21の外気側表面水分化学ポテンシャルでは近似2と正解は大略一致するほど近似2の近似精度はよい。

図4-22、4-23の温度の変化は前述の通り、近似1でも十分な近似精度が得られることを示している。

この結果より、外界入力に1年と1日周期成分がある場合、壁体の結露・再蒸発過程を記述するには、入力の調和成分のみならず、系の非線形性のために生じる1年と1日周期の積の項の影響を無視できないことが判った。この性質は水分化学ポテンシャル変動で顕著である。

外界入力に1年周期成分のみでの壁体の応答には当然ながら周期1年とその調和波が生じる。

一方、外界条件に1年周期成分の他、1日周期成分がある場合の壁体の解のうち、1年周期とその調和波の振幅や位相には外乱の1日周期成分の影響が余り大きくない事は既に示した通りである。

外乱に1年と1日周期という成分がある場合の解には、系の非線形性のため1日

表4-3 周期的定常解の調和解析結果
(室内側表面水分化学ポテンシャル振幅)

外界条件 周期(年)	CASE0 振幅	CASE5 振幅	CASE0* 振幅の比率*
0	-28431.96	1.01	1.01
1	28193.78	1.02	1.01
1/2	8740.23	1.01	1.01
1/3	1976.75	0.93	0.95
1/4	1045.61	0.89	0.92
1/5	620.61	1.05	1.04
1/6	481.84	0.97	0.98
1/7	241.14	0.84	0.88
1/8	161.53	0.95	0.96
1/9	123.67	0.99	0.99
1/10	71.66	0.92	0.94
1/360	132.04		0.52
1/361	466.08		0.50
1/362	955.21		0.50
1/363	2568.92		0.51
1/364	5424.09		0.51
1日	6670.44	7.6E-7	0.51
1/366	4397.40		0.51
1/367	1197.75		0.51
1/368	289.29		0.52
1/369	272.71		0.49
1/370	288.74		0.40
1/727	172.06		0.26
1/728	309.84		0.26
1/729	444.91		0.26
1/2日	438.94	7.2E-6	0.26
1/731	272.93		0.26
1/732	136.28		0.27
1/733	87.82		0.27
1/3日	60.01	6.9E-6	0.13
1/4日	7.58	8.0E-5	0.07
1/5日	1.21	1.2E-3	0.03
1/6日	0.187	7.3E-3	0.02

表4-4 周期的定常解の調和解析結果
(外気側表面水分化学ポテンシャル振幅)

外界条件 周期(年)	CASE0 振幅	CASE5 振幅	CASE0* 振幅の比率*
0	-15965.58	1.00	1.00
1	15249.45	0.99	0.99
1/2	4241.88	0.98	0.98
1/3	2291.30	1.02	1.02
1/4	1022.64	0.73	0.94
1/5	311.35	1.05	1.04
1/6	183.14	0.84	0.88
1/7	173.83	1.00	1.00
1/8	49.59	0.85	0.87
1/9	66.69	0.93	0.95
1/10	36.85	1.17	1.11
1/360	25.31		0.51
1/361	20.87		0.50
1/362	93.73		0.50
1/363	18.64		0.56
1/364	389.79		0.49
1日	698.69	5.6E-7	0.50
1/366	402.03		0.50
1/367	45.61		0.49
1/368	66.99		0.50
1/369	18.99		0.53
1/370	11.79		0.51
1/727	3.71		0.25
1/728	2.32		0.26
1/729	12.76		0.25
1/2日	21.07	9.7E-6	0.25
1/731	11.03		0.25
1/732	1.71		0.27
1/733	2.24		0.26
1/3日	1.04	1.9E-4	0.13
1/4日	4.04E-2	2.5E-3	0.13
1/5日	1.21E-2	7.5E-3	0.01
1/6日	3.58E-3	0.01	0.10

CASE0*: 周期1日の入力振幅がCASE0の半分の場合
振幅の比率*: CASE0の各周期の振幅の値を1とした場合の各CASEの振幅の比

表4-7 周期的定常解の調和解析結果
(室内側表面水分化学ポテンシャル位相)

周期(年)	CASE0 位相(°)	CASE5 位相(°)	CASE0* 位相(°)
0	-0.2555	-0.2547	-0.2549
1	-0.0666	-0.0614	-0.0626
1/2	-0.3131	-0.3146	-0.3142
1/3	-0.1395	-0.1279	-0.1303
1/4	0.5593	0.6027	0.5933
1/5	0.8328	0.8658	0.8582
1/6	-0.9265	-0.8801	-0.8921
1/7	-0.4760	-0.4082	-0.4244
1/8	-0.1225	-0.0707	-0.0820
1/9	0.1517	0.2263	0.2078
1/10	0.0965		-0.0531
1/360	-0.2558		-0.2430
1/361	-0.3372		-0.3302
1/362	-0.3249		-0.3030
1/363	-0.2596		-0.2575
1/364	-0.0452	-0.2047	-0.0426
1日	0.2227		0.2262
1/366	0.5236		0.5332
1/367	-0.2158		-0.2404
1/368	0.3059		0.2999
1/369	-0.9624		-0.9452
1/370	0.2616		0.2792
1/727	0.2898		0.3020
1/728	0.4446		0.4550
1/729	0.6960	0.0852	0.7068
1/2日	-0.9611		-0.9459
1/731	-0.4315		-0.4120
1/732	0.1667		0.1769
1/733	-0.3974	0.4508	-0.3792
1/3日	0.4769	-0.9538	0.5061
1/4日	-0.6424	-0.7941	-0.5906
1/5日	0.2195	-0.2400	0.1905
1/6日			

表4-8 周期的定常解の調和解析結果
(外気側表面水分化学ポテンシャル位相)

周期(年)	CASE0 位相(°)	CASE5 位相(°)	CASE0* 位相(°)
0	-0.5405	-0.5399	-0.5400
1	-0.7020	-0.7100	-0.7080
1/2	0.7163	0.7247	0.7227
1/3	0.6056	0.6219	0.6181
1/4	-0.5772	-0.5432	-0.5514
1/5	-0.7492	-0.7838	-0.7733
1/6	0.5585	0.5878	0.5802
1/7	0.1637	0.0521	0.0811
1/8	-0.5294	-0.4943	-0.5034
1/9	0.8820	0.8198	0.8280
1/10	0.4039		0.3713
1/360	-0.9305		-0.3978
1/361	-0.4738		-0.4860
1/362	-0.7518		-0.6868
1/363	0.7289		0.7279
1/364	0.7675	-0.8026	0.7676
1日	0.7832		0.7846
1/366	0.5020		0.4732
1/367	0.0517		0.0651
1/368	0.6104		0.6380
1/369	-0.8403		-0.7824
1/370	0.5968		0.5755
1/727	-0.8860		-0.9132
1/728	-0.1283		-0.1308
1/729	0.0057	0.1307	-0.0055
1/2日	-0.0758		-0.0760
1/731	-0.6081		-0.6264
1/732	-0.3652		-0.3369
1/733	-0.7111	-0.1583	-0.7042
1/3日	0.5266	0.1588	0.6365
1/4日	-0.9212	0.0463	-0.1163
1/5日	0.2791	0.2405	0.5696
1/6日			

CASE0*: 周期1日の入力振幅がCASE0の半分の場合
振幅の比率*: CASE0の各周期の振幅の値を1とした場合の各CASEの振幅の比

表4-5 周期的定常解の調和解析結果
(室内側表面温度振幅)

外界条件 周期(年)	CASE0 振幅	CASE5 振幅の比率*	CASE0*
0	290.2321	1.000	1.000
1	7.050	0.98	0.99
1/2	2.500E-1	0.98	0.98
1/3	3.908E-2	1.03	1.03
1/4	7.013E-2	0.97	0.97
1/5	5.684E-3	1.36	1.25
1/6	2.217E-2	0.96	0.97
1/7	2.846E-3	0.79	0.83
1/8	7.685E-3	0.90	0.92
1/9	7.108E-4	1.27	1.22
1/10	3.589E-3	0.95	0.96
1/360	1.348E-2		0.60
1/361	1.908E-2		0.54
1/362	5.404E-2		0.49
1/363	4.287E-2		0.52
1/364	7.691E-2		0.51
1日	3.3752	5.9E-7	0.50
1/366	2.405E-1		0.50
1/367	6.981E-2		0.52
1/368	3.891E-2		0.48
1/369	1.832E-2		0.53
1/370	1.313E-2		0.47
1/727	2.542E-3		0.27
1/728	7.151E-3		0.25
1/729	1.678E-2		0.25
1/2日	3.637E-2	4.8E-5	0.25
1/731	1.202E-2		0.26
1/732	3.698E-3		0.26
1/733	3.138E-3		0.18
1/3日	2.451E-3	2.2E-4	0.13
1/4日	1.748E-4	1.9E-3	7.6E-2
1/5日	1.912E-5	5.6E-2	0.20
1/6日	9.210E-6	0.362	0.48

表4-6 周期的定常解の調和解析結果
(外気側表面温度振幅)

外界条件 周期(年)	CASE0 振幅	CASE5 振幅の比率*	CASE0*
0	288.9007	1.00	1.00
1	10.98	1.00	1.00
1/2	3.235E-2	0.99	0.99
1/3	3.605E-3	0.91	0.93
1/4	1.452E-3	1.02	1.02
1/5	1.310E-3	0.99	0.99
1/6	6.619E-4	1.05	1.04
1/7	5.168E-4	0.92	0.95
1/8	1.355E-4	1.31	1.26
1/9	3.264E-4	0.99	0.99
1/10	5.976E-5	1.33	1.23
1/360	4.329E-3		0.46
1/361	7.605E-3		0.51
1/362	1.310E-2		0.46
1/363	2.304E-2		0.52
1/364	1.202E-1		0.50
1日	4.568	2.4E-7	0.50
1/366	1.061E-1		0.50
1/367	1.964E-2		0.52
1/368	1.213E-2		0.48
1/369	5.429E-3		0.53
1/370	4.080E-3		0.47
1/727	1.302E-4		0.22
1/728	4.022E-4		0.25
1/729	9.324E-4		0.25
1/2日	1.403E-3	3.4E-4	0.25
1/731	7.246E-4		0.25
1/732	3.714E-4		0.26
1/733	2.309E-4		0.25
1/3日	9.441E-5	9.6E-3	0.12
1/4日	3.380E-6	4.3E-2	0.35
1/5日	1.096E-7	4.41	6.49
1/6日	5.464E-7	1.43	1.42

CASE0*: 周期1日の入力振幅がCASE0の半分の場合
 振幅の比率*: CASE0の各周期の振幅の値を1とした場合の各CASEの振幅の比

表4-9 周期的定常解の調和解析結果
(室内側表面温度位相)

周期(年)	CASE0	CASE5	CASE0*
		位相(×π)	
0	0.8226	0.8223	0.8224
1	-0.2339	-0.2321	-0.2326
1/2	0.9409	0.9203	0.9249
1/3	0.7838	0.7975	0.7943
1/4	-0.5041	-0.3368	-0.3698
1/5	-0.3032	-0.2738	-0.2806
1/6	0.0625	0.2004	0.1655
1/7	0.4266	0.4551	0.4480
1/8	0.8865	-0.9691	-0.9900
1/9	-0.8776	-0.8638	-0.8673
1/10			
1/360	-0.8547		-0.8676
1/361	-0.9270		-0.9229
1/362	0.2756		0.2798
1/363	0.3673		0.3665
1/364	0.6183		0.6254
1日	-0.2724	-0.9799	-0.2728
1/366	0.8149		0.8185
1/367	-0.2883		-0.2852
1/368	-0.2844		-0.2786
1/369	0.8384		0.8311
1/370	0.5037		0.5090
1/727	-0.6245		-0.6060
1/728	-0.7174		-0.7033
1/729	-0.6541		-0.6459
1/2日	-0.6563	-0.5001	-0.6516
1/731	0.0349		0.0444
1/732	0.6204		0.6333
1/733	-0.7665		-0.7670
1/3日	0.5667	0.1798	0.5730
1/4日	-0.4220	0.3406	-0.3358
1/5日	0.2525	-0.5933	-0.3177
1/6日	-0.3923	-0.7774	-0.2613

表4-10 周期的定常解の調和解析結果
(外気側表面温度位相)

周期(年)	CASE0	CASE5	CASE0*
		位相(×π)	
0	0.8380	0.8380	0.8380
1	-0.7896	-0.7940	-0.7930
1/2	-0.8984	-0.8832	-0.8871
1/3	-0.3106	-0.2650	-0.2766
1/4	-0.4327	-0.4110	-0.4152
1/5	0.1835	0.2029	0.2000
1/6	0.1701	0.1926	0.1862
1/7	0.8155	0.8760	0.8654
1/8	0.9097	0.9627	0.9501
1/9	-0.6130	-0.4149	-0.4578
1/10			
1/360	0.6889		0.6555
1/361	-0.7363		-0.7322
1/362	-0.3345		-0.3390
1/363	-0.5396		-0.5360
1/364	0.3853		0.3850
1日	-0.0430	0.3674	-0.0429
1/366	0.2683		0.2690
1/367	-0.7027		-0.7059
1/368	-0.7592		-0.7481
1/369	0.3122		0.3154
1/370	0.1021		0.1126
1/727	0.1091		0.0578
1/728	0.6474		0.6524
1/729	0.9507		0.9584
1/2日	0.9719	0.1097	0.9756
1/731	-0.1547		-0.1519
1/732	0.5885		0.5908
1/733	-0.8975		-0.8840
1/3日	-0.0109	-0.2181	-0.0154
1/4日	0.9026	0.9130	-0.7280
1/5日	-0.5736	0.1571	-0.5560
1/6日	0.3347	-0.8031	0.3771

CASE0*: 周期1日の入力振幅がCASE0の半分の場合
 振幅の比率*: CASE0の各周期の振幅の値を1とした場合の各CASEの振幅の比

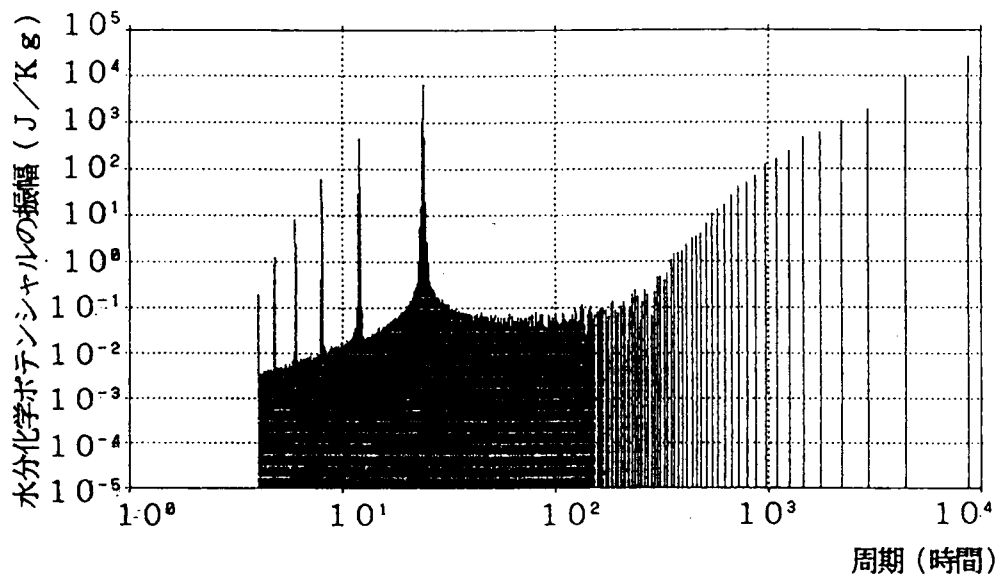


図4-12 CASE0の室内側表面水分化学ポテンシャル振幅

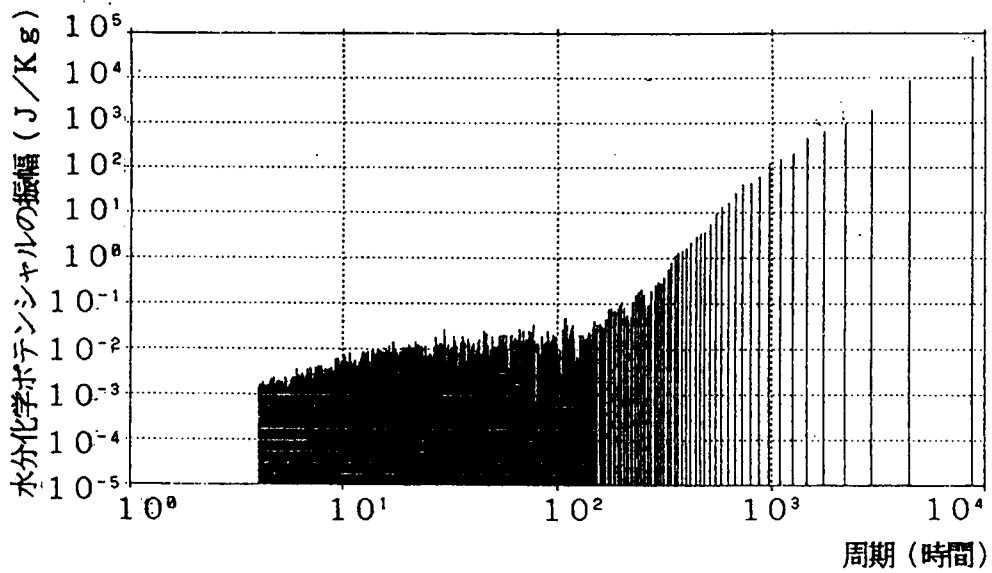


図4-13 CASE5の室内側表面水分化学ポテンシャル振幅

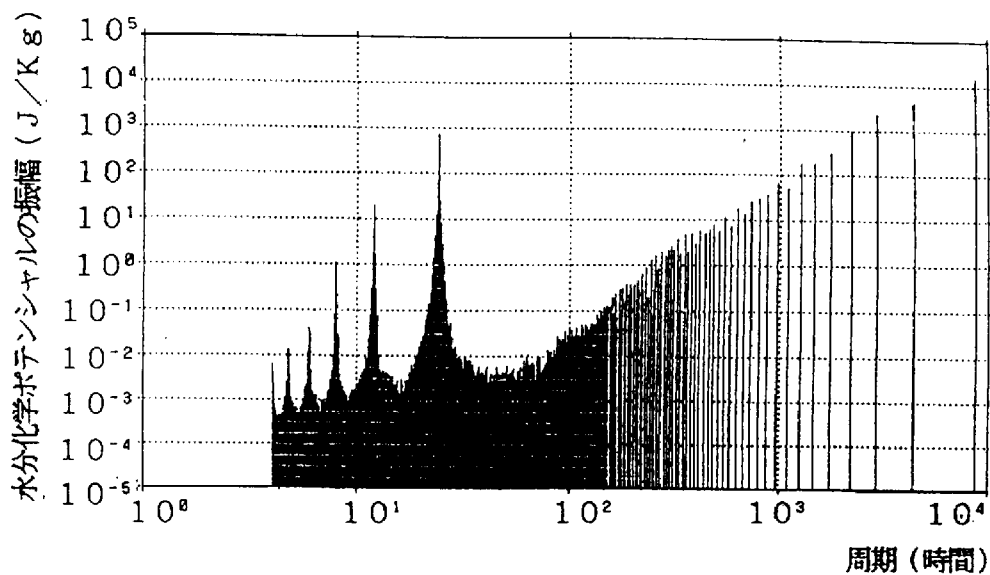


図4-14 CASE0の外気側表面水分化学ポテンシャル振幅

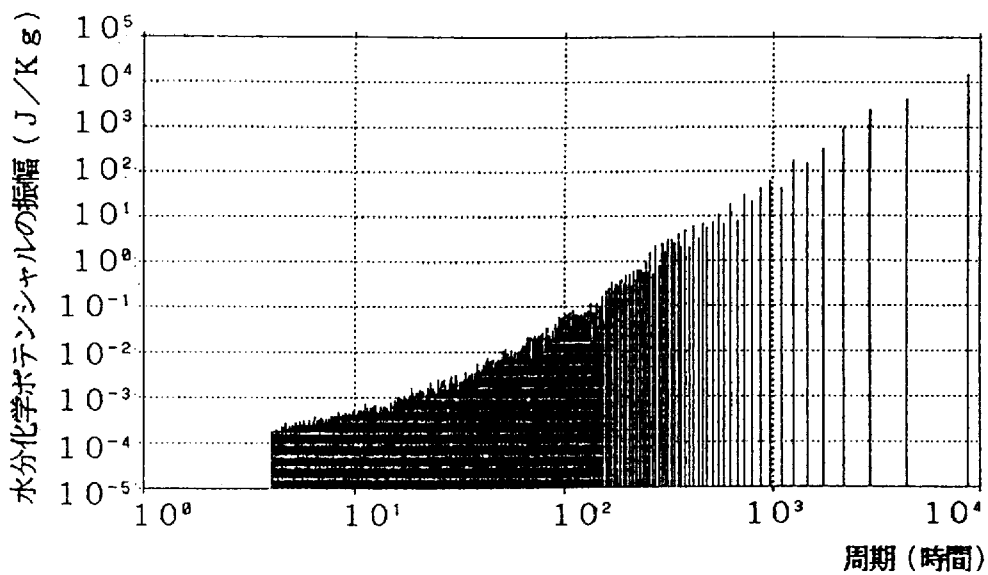


図4-15 CASE5の外気側表面水分化学ポテンシャル振幅

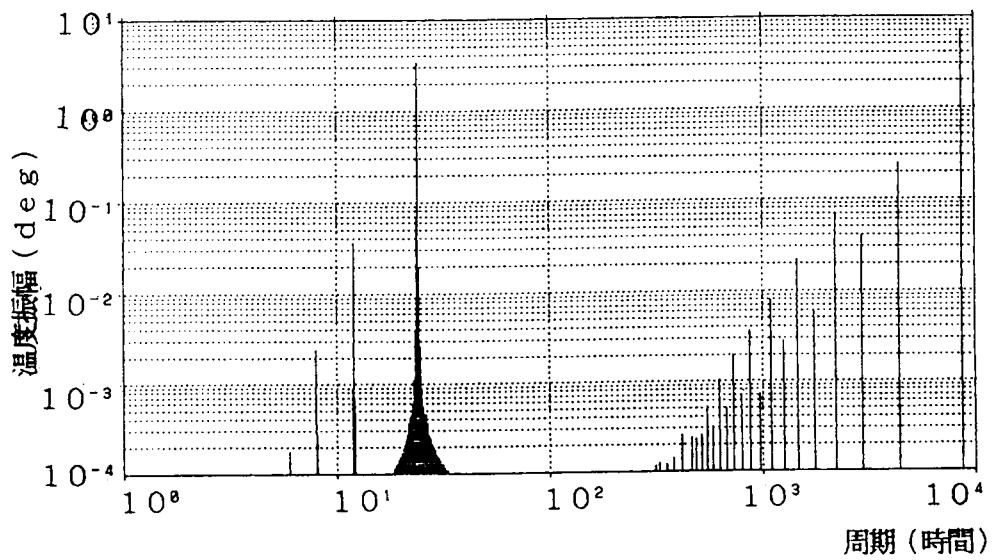


図4-16 CASE0の室内側表面温度振幅

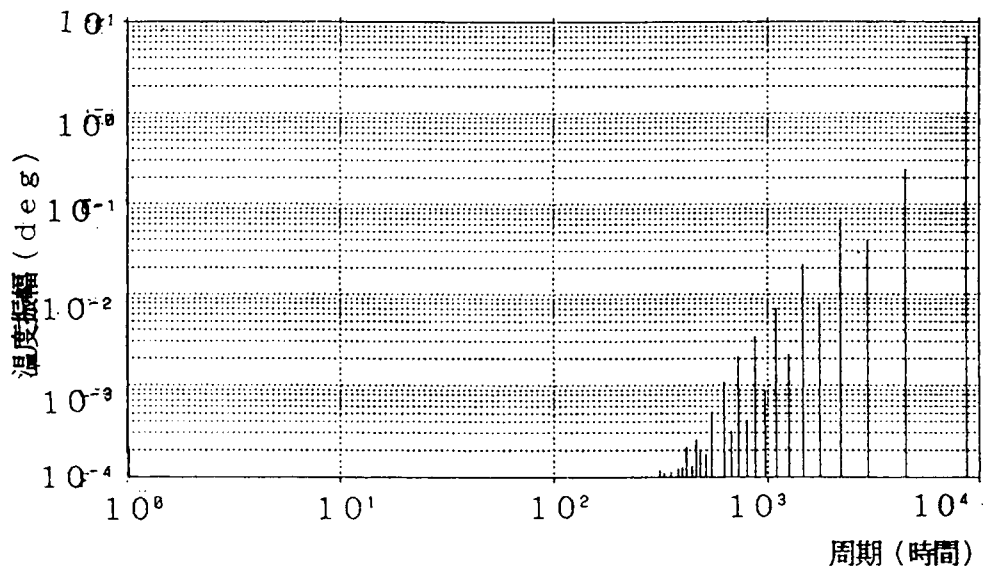


図4-17 CASE5の室内側表面温度振幅

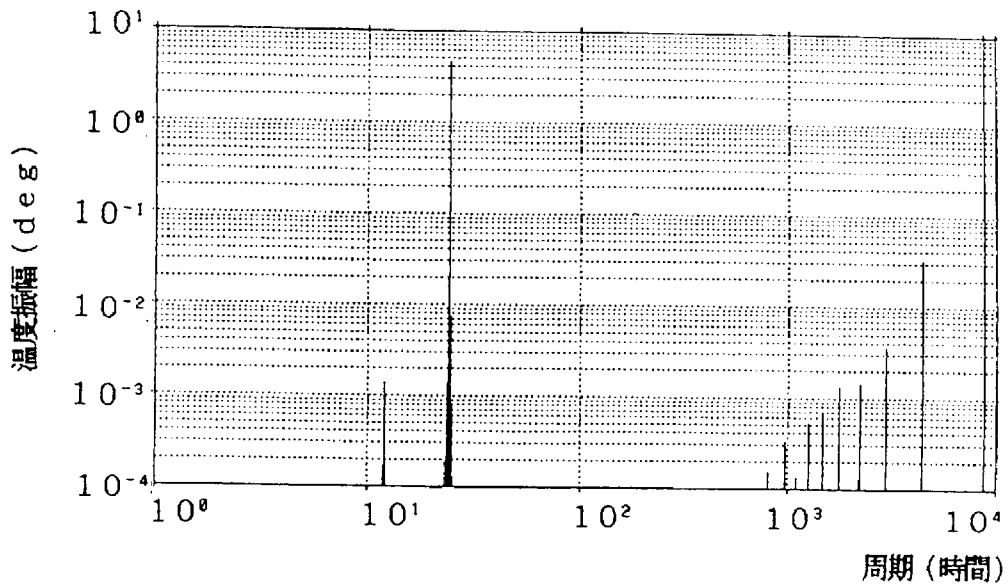


図4-18 CASE0の外気側表面温度振幅

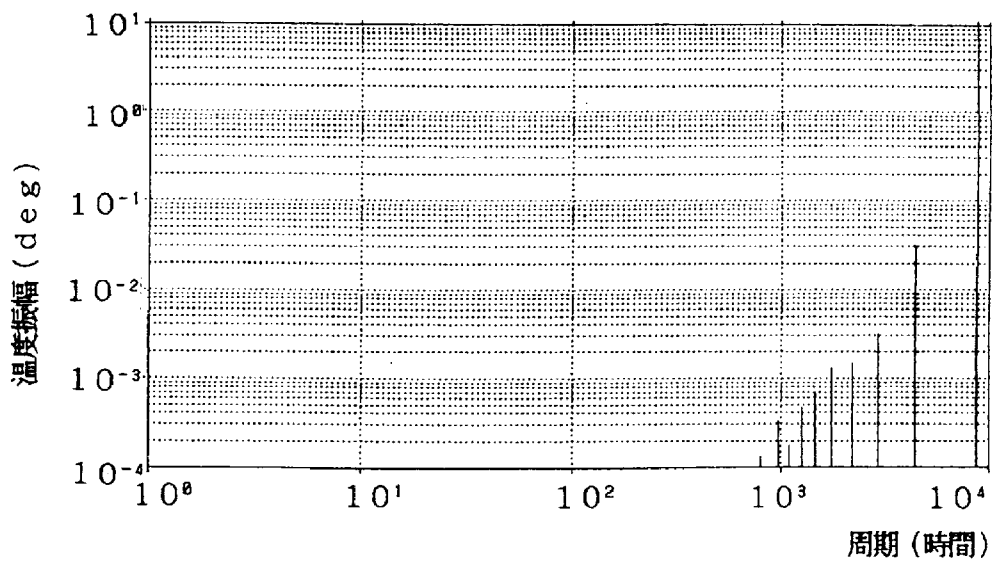


図4-19 CASE5の外気側表面温度振幅

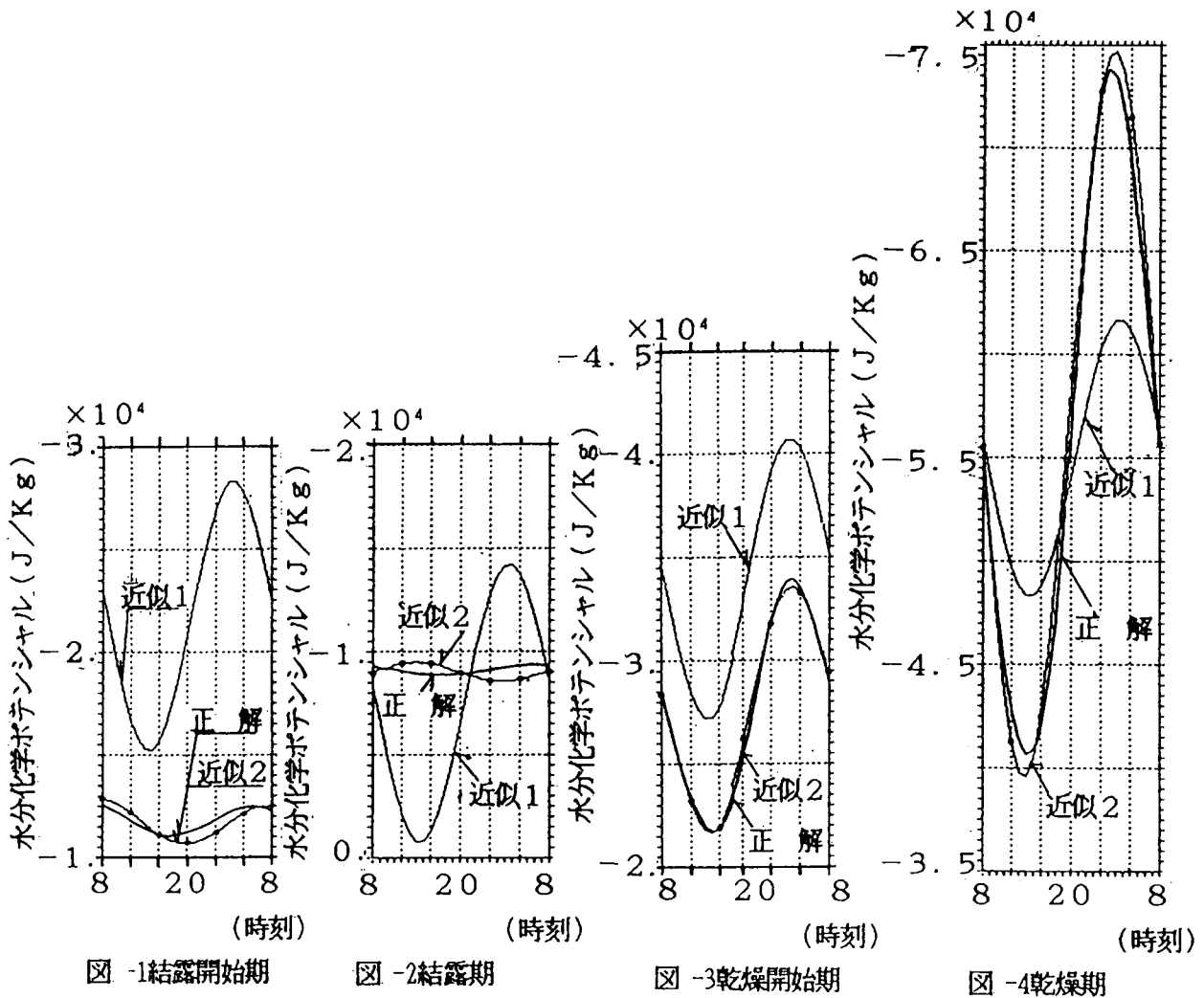


図4-20 室内側表面水分化学ポテンシャルの1日の時間経過

近似1：1年周期と1日周期の2項による近似

近似2：年周6項（周期1年～1/6年）と日周7項（周期1/362年、1/363年、1/364年、1/365年、1/366年、1/367年、1/368年）

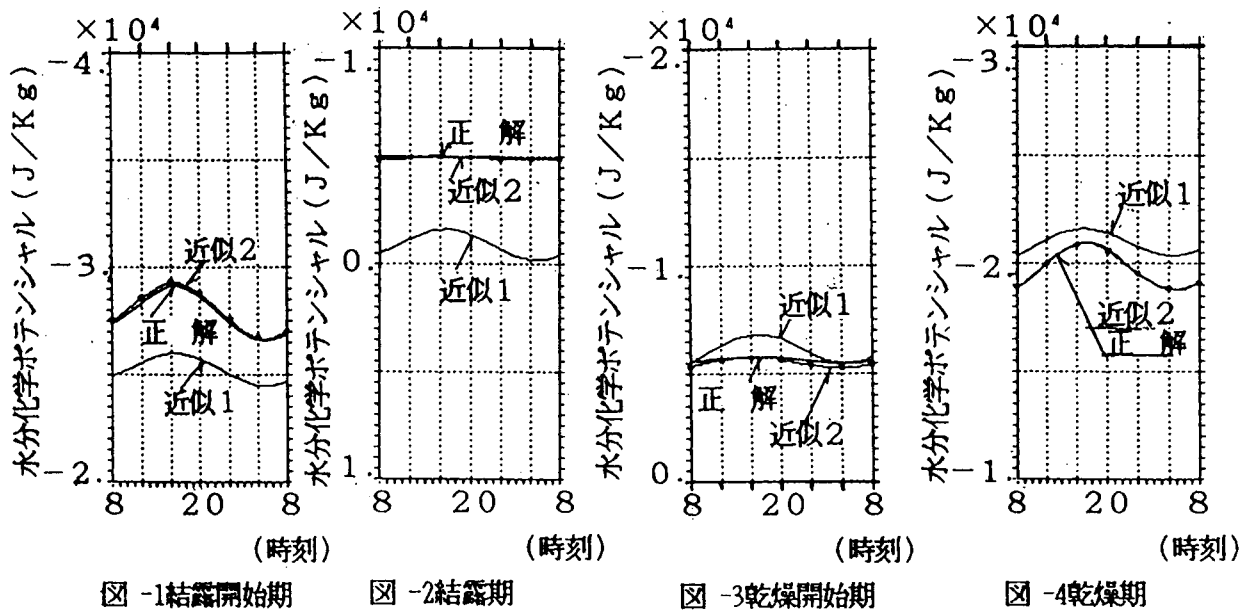


図4-21 外気側表面水分化学ポテンシャルの1日の時間経過

近似1：1年周期と1日周期の2項による近似

近似2：年周6項（周期1年～1/6年）と日周7項（周期1/362年、1/363年、1/364年、1/365年、1/366年、1/367年、1/368年）

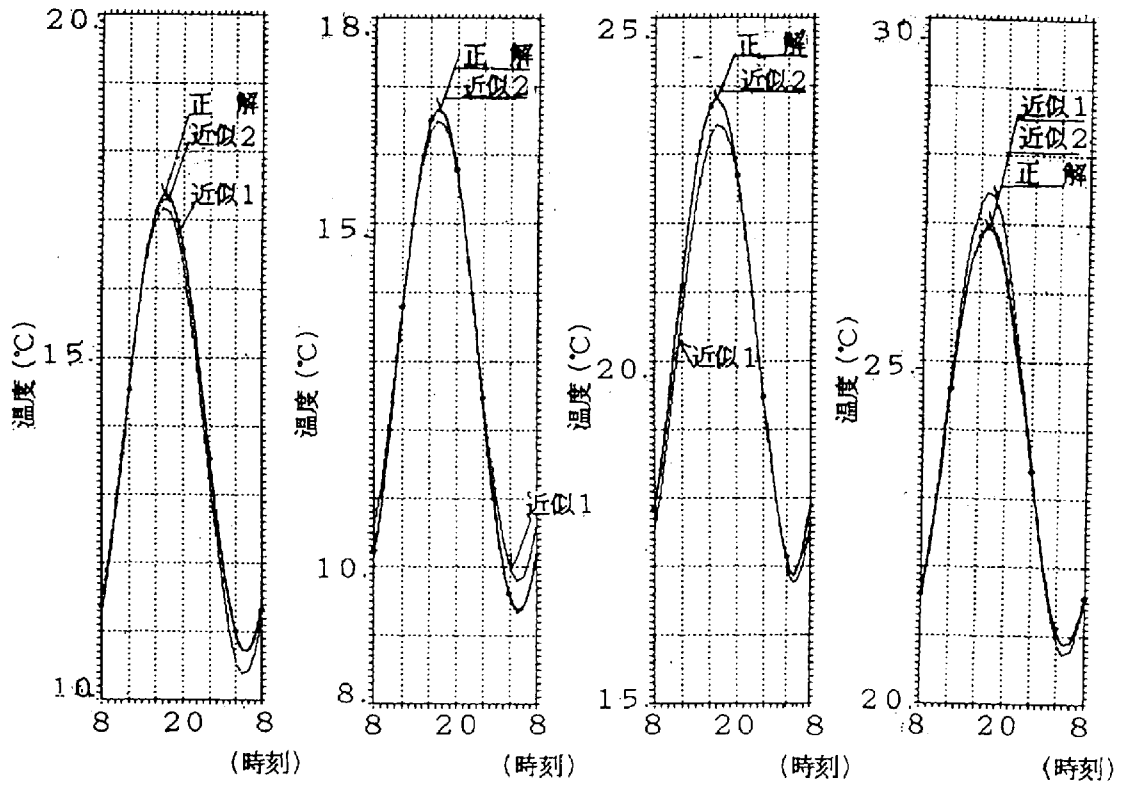


図-1結露開始期 図-2結露期 図-3乾燥開始期 図-4乾燥期

図4-22 室内側表面温度の1日の時間経過

近似1：1年周期と1日周期の2項による近似

近似2：年周6項（周期1年～1/6年）と日周7項（周期1/362年、1/363年、1/364年、1/365年、1/366年、1/367年、1/368年）

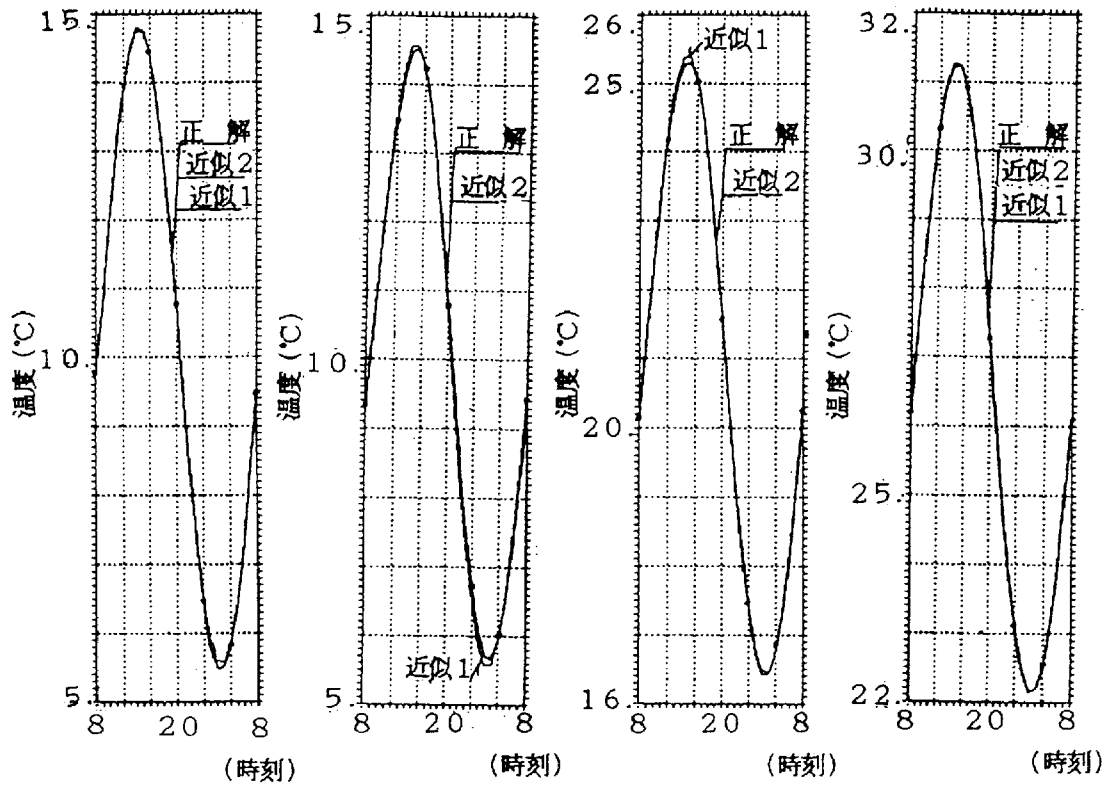


図-1結露開始期 図-2結露期 図-3乾燥開始期 図-4乾燥期

図4-23 外気側表面温度の1日の時間経過

近似1：1年周期と1日周期の2項による近似

近似2：年周6項（周期1年～1/6年）と日周7項（周期1/362年、1/363年、1/364年、1/365年、1/366年、1/367年、1/368年）

周期及びその調和成分それぞれの周期近傍成分が大きく影響することも既に示した通りである。

一方で、外乱の1日周期成分の入力振幅を変えるとその結果、壁体の日周期オーダーの解の挙動が大略線形的な変化性状を持つことが示された。

以上の事から、ここでは外界入力に対する壁体の応答を詳細に検討する。

外界入力の1日周期入力成分に注目し、先に示した表4-2に示すCASE0～CASE5のように分類した外界温湿度条件を変えて、各外界条件での壁体の応答を計算した。

解の挙動のうち、外界入力の1日周期成分の影響のみ取り出すために、ここでは外乱が1年周期成分のみのCASE5の結果とCASE0～4の結果の偏差を検討対象とした。つまり、CASE0～4での計算結果からCASE5の結果を引いたものを偏差と呼ぶ。

各計算結果の平均値の性状について見ると、室内側表面水分化学ポテンシャルではCASE0の偏差325.35 (J/kg) である。この値は、CASE5の定数項-28757.31の値と比較してそれほど大きな値ではない。外気側表面水分化学ポテンシャルはCASE0の偏差が0.89 (J/kg)、CASE5の定数項-15966.47である。

室内側表面水分化学ポテンシャルで各外界入力条件での結果の偏差の単純加算はCASE0の偏差の2倍の値となり、外気側表面ではCASE0の偏差0.89に対し単純加算は528.06となった。この様に外界入力の種類を変えた計算結果の偏差の単純加算では解は得られない。

同様に解の非線形性から当然の事ではあるが、1年周期成分やその調和成分についても、外界入力の異なる計算結果に位相差がないため、その単純加算を行ったが、解を表現することはできない事が確かめられた。

図4-24に室内側表面における水分化学ポテンシャルの応答のうち1日周期成分とその近傍成分の偏差を示す。

図示の通りどの外界入力の場合でも1日周期成分の偏差と周期1/364年、1/366年の成分の偏差の比率は7～8割と大きい。

図4-25には外気側表面の水分化学ポテンシャルの偏差を示す。

ここでは1日周期成分の偏差の値に対し1/364年、1/366年周期の偏差の比率は約6割となった。場所により比率は異なるが、壁体両表面での外界入力成分による応答性状の顕著な変化は見られない。

温度については外界入力の1日周期成分の解への影響は加算的であり、線形的に

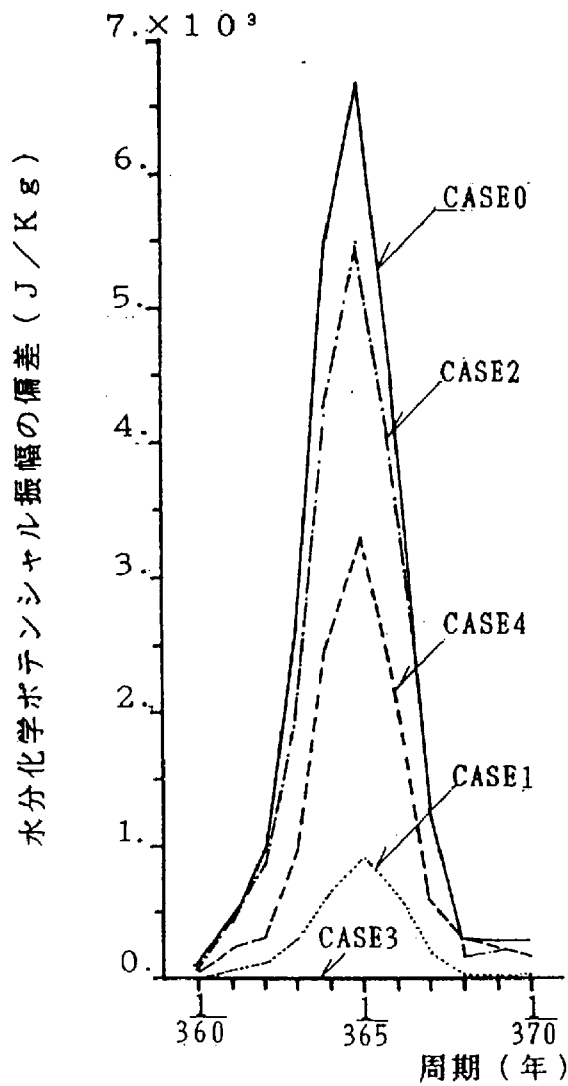


図4-24 室内側表面水分化学ポテンシャル振幅の偏差

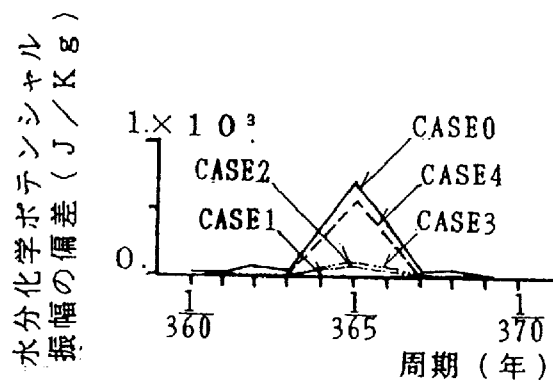


図4-25 外気側表面水分化学ポテンシャル振幅の偏差

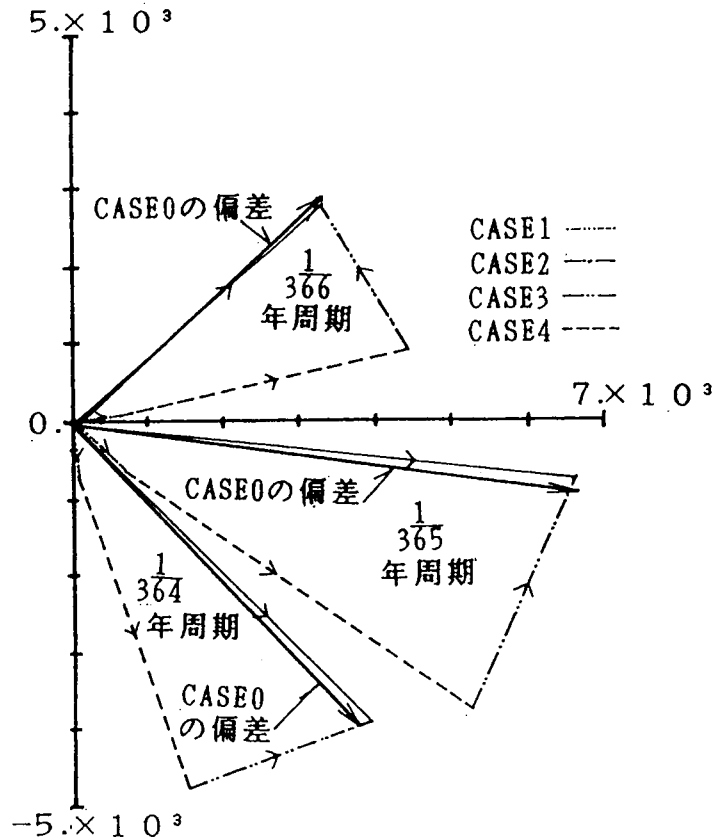


図4-26 室内側表面水分化学ポテンシャル偏差のベクトル和

扱える。

図4-26、図4-27に解の1日周期成分と、周期1/364年、周期1/366年の成分の偏差を位相を考慮してベクトル的に加算したものを示す。いずれの図も実線でCASE0の偏差ベクトルを、各種破線で入力の異なった場合の解の偏差のベクトル和を示す。

図4-26に示す室内側表面水分化学ポテンシャルの場合、1日周期成分でベクトル和の偏差が6587.79 (J/kg)、位相 -0.0356π となり、CASE0の偏差6670.44 (J/kg)、位相 -0.0452π を十分に近似している。

図4-27は外気側表面の値であるが、ここでも1日周期成分で、ベクトル和の偏差687.63 (J/kg)、位相 0.7669π はCASE0の偏差698.69 (J/kg)、位相 0.7675π と良く一致している。

周期1/364年、1/366年の場合も図4-26、4-27に示すごとくベクトル和はCASE0の解とよく一致している。

以上のように、外界入力の1日周期変動に応じるこの壁体の解の日周期成分は、大略線形性を待っていることが明かとなった。

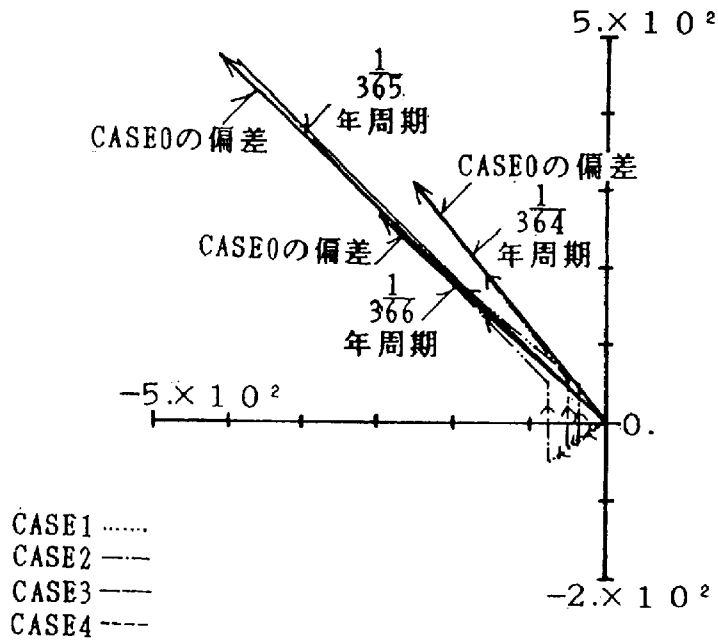


図4-27 外気側表面水分化学ポテンシャル偏差のベクトル和

4-3-2-2 材料の水分伝導率の影響⁴³⁾

壁体の結露・再蒸発過程に壁体材料の水分伝導率 (λ_τ , λ_μ) の値は大きく影響する。

ここではこの物性値が異なった場合、壁体の解の性状がどの様に変化するかを検討する。

ここで与える外界入力には室内及び外気共に年周変動と日周変動する場合 (CASE 0) とした。

A L C板の測定によって得られた λ_μ , λ_τ を単純に2倍、0.5倍した場合について解の挙動を検討する。用いた物性値は λ_μ を図4-3、 λ_τ を図4-4に示す。

図4-28に室内側表面の水分伝導率の変化に応じる水分化学ポテンシャルの解の振幅を年周成分10項、日周成分11項について示す。

図示のごとく年周成分の変化には水分伝導率の影響と思われるような挙動はみられない。1日周期とその近傍の日周期成分の振幅の変化過程には水分伝導率が基準値の場合と同様1日周期成分の振幅の値と1/364年、1/366年周期の振幅の値の比率

が何れの水分伝導率の値でも大略7~8割である。

図4-29に示す外気側壁体表面水分化学ポテンシャルの計算結果も室内側と同様の性状を示している。1日周期の振幅とその近傍の周期の振幅の比率が6割と、この場所では室内側壁体表面より振幅の比率が若干小さくなっている。

以上のように、外界入力が1年と1日周期（温度振幅5度程度）成分を有する場合、壁体の結露・再蒸発過程に影響の大きい材料の水分伝導率が図4-3、図4-4に示される程度変化しても、この壁体の解を記述するには、外界入力の1年周成分と1日周期成分の積によって生じる項（周期1/364年や1/366年等）が必要である。

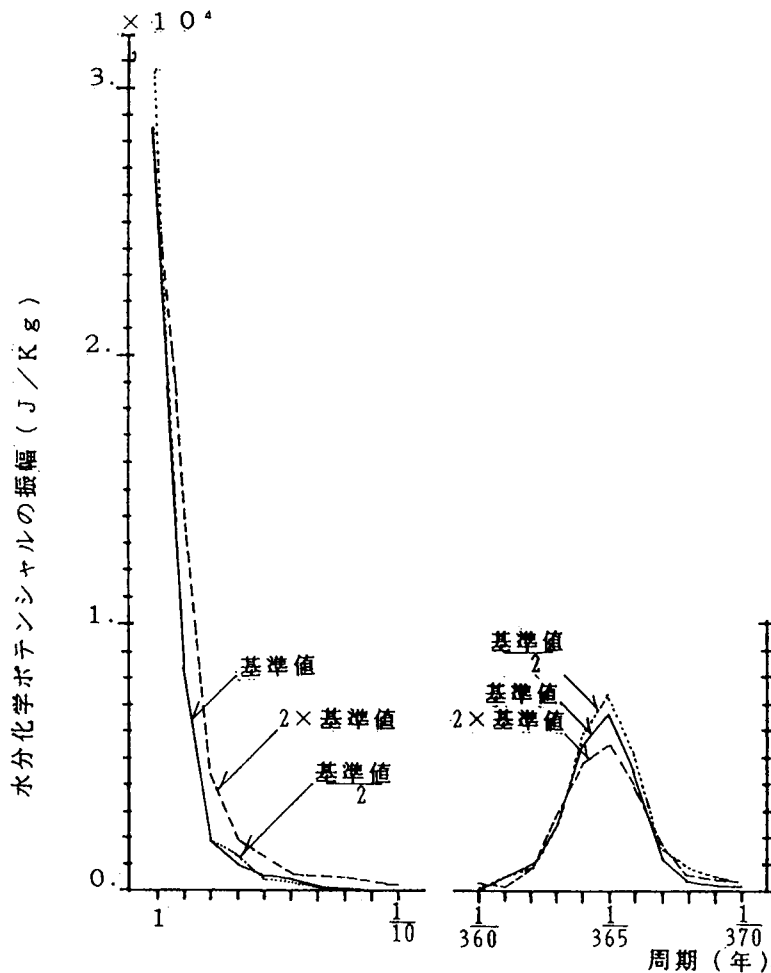


図4-28 水分伝導率を変えた場合の調和解析結果
(室内側表面水分化学ポテンシャル振幅)

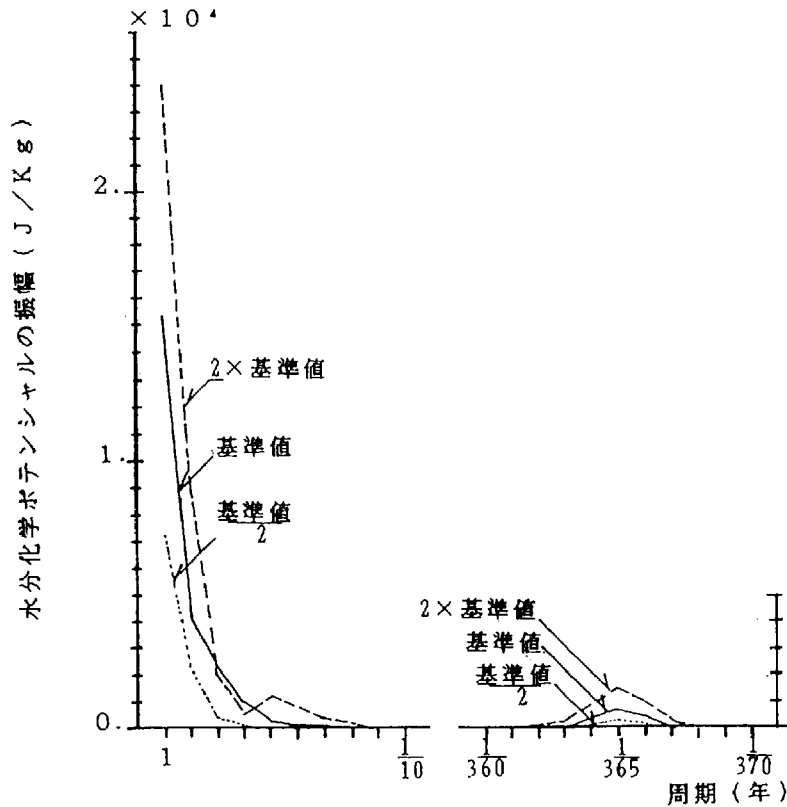


図4-29 水分伝導率を変えた場合の調和解析結果
(外気側表面水分化学ポテンシャル振幅)

4-3-3 まとめ

A L C板で構成される建築壁体で入力周期の異なる場合の周期的定常解の性状を周波数領域で明らかにした。

- 1) 外界入力に1年周期成分しか持たない場合、壁体温度変動は1年周期成分が支配的変動をし、その挙動は外気入力に大略比例している。一方、水分化学ポテンシャルは外界入力に1年周期の場合でもその挙動を記述するのに年周の調和波6項程度まで必要となる事を示した。
- 2) 外界入力に1年周期成分と1日周期成分がある場合、入力の1日周期成分が壁体の解の平均値に与える影響は小さく、日平均値は日周期入力の影響をほとんど受けない。
- 3) 入力の1日周期成分は解の1日周期とその調和波近傍成分の周期に影響する。特に入力の1年周期と1日周期の積(周期1/364年、1/366年)、1、1/2年周期

と1日周期の積（周期1/363年、1/367年）、周期1/3年と1日周期の積（周期1/362年、1/368年）の6項は、この項の振幅が解の1日周期の振幅の最大8割程度の大きさであり、これらの項の解への寄与は無視できない。

- 4) 前述の積による周期成分の振幅と1日周期成分の振幅の比率は、外界入力1日周期成分の振幅の違いによって変化せずその比率は大略一定であった。
- 5) 外界入力に1年周期と1日周期成分がある場合、この入力に応じる壁体の解を記述するには1年周期の調和波6項と1日周期、年周期と1日周期の積の項6項の計13項が必要であること事を示した。
- 6) 壁体の結露・再蒸発過程の入力条件に応じる周期的定常解を精度良く近似する調和成分各項は外界入力振幅にほぼ比例している。すなわち、壁体の温湿度振幅は入力に対し大略線形系として推定できる事が判った。この事は周波数分析を用いた計算手順の少ない周期解法が可能な事を示唆していよう。
- 7) 解の1日周期成分とこの周期近傍の成分は、各外界入力成分に応じる解の和によって近似解が得られる。すなわち、外界入力の日変動に対して壁体の解の日変動分は線形的に取り扱うことが出来る事を示した。壁体を構成する材料の水分伝導率が1/2倍～2倍程度変化しても、外界入力の日変動に応じる壁体の解の1日周期成分とその近傍周期成分の解に及ぼす影響の大きさは変わらない。

4-4 周期的定常解の直接解法（解のフーリエ近似による方法）⁶⁰⁾

4-4-1 はじめに

4章2節で示した建築壁体の結露・再蒸発過程の周期的定常解を求める方法は、1周期後の状態量が初期値と一致するその初期値を求めるものである。壁体の結露・再蒸発過程を記述する非線形・非定常方程式より、初期値変化に応じる壁体の解の感度を示す時変線形化方程式で表現した遷移マトリクスを求め、このマトリクスの値を用いて初期値修正値を解析的に求めるものである。逐次計算によって収束する解を求めている。壁体の構造にもよるが、ALC壁体では大略3年分の非定常計算が必要であった。この方法では初期値の修正値は時変線形方程式によって求まるが、基準解は非定常計算によって求めるため計算手順はなお少ないとは言えない。この為計算手順（計算回数）をより少なくする方法の検討が必要である。

外界気象条件に年周変動と日周変動がある場合の壁体の温度と水分化学ポテンシャルの周期的定常解の調和解析を4章3節で行った。その結果、系の非線形性にも関わらず壁体の解は外界入力周期の調和波10項程度で表現できる事が判った。前節でも示したとうり、この事は壁体の周期的定常解が解の周波数特性を考慮した方法によって求められる可能性を示唆したものであった。このような特性を考慮した方法を用いる事で周期的定常解を得るための計算手順の減少がはかれる可能性もある。

ここに示すのは、壁体への入力周波数（外気及び室内の温湿度）に応じた解の応答周波数の複数の項を前もって設定し、解を求める方法である。応答周波数の項の係数（振幅の値）は非線形・非定常方程式を解いて決定する。前節の方法では、周期解を得るためには、系の1周期分（1年）の非定常計算が必ず必要であったが、ここに示す方法では、係数決定のための非定常計算は計算時間に制約を受けない。

4-4-2 解法の概要³⁶⁾

■フーリエ近似解

解くべき基礎方程式は場所に関して離散化したものを用いる。離散点*i*での壁体の結露・再蒸発過程非線形方程式の周期解は必要にして十分な項数*N*を取ることにより、 $XN_i(t)$ として以下のようにフーリエ級数近似（近似解）できるとする。

$$XN_1(t) = a_{10} + \sum_{k=1}^N (a_{12k-1} \cos(v_k \cdot t) + a_{12k} \sin(v_k \cdot t)) \quad (4-16)$$

(4-16)式の v_k の選択がこの解法の精度に大きく影響する。

状態量の変化時刻に、時間に関する離散値 $Z \cdot \Delta t$ ($Z=0, 1, 2, \dots, M$) を用いると全離散点の近似解 $[XN]$ は式(4-17)のごとく表現できる。

$$[XN(Z)] = [\Gamma] \cdot [a]$$

$$= \begin{bmatrix} XN_1(0) & XN_2(0) & \cdots & XN_n(0) \\ XN_1(\Delta t) & XN_2(\Delta t) & \cdots & XN_n(\Delta t) \\ \cdot & \cdot & \cdots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdots & \cdot \\ XN_1(M\Delta t) & XN_2(M\Delta t) & \cdots & XN_n(M\Delta t) \end{bmatrix} \quad (4-17)$$

$$[a] = \begin{bmatrix} a_{10} & a_{20} & \cdots & a_{n0} \\ a_{11} & a_{21} & \cdots & a_{n1} \\ \cdot & \cdot & \cdots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdots & \cdot \\ a_{12N} & a_{22N} & \cdots & a_{n2N} \end{bmatrix}$$

n: 状態量ごとの離散点数

$$[\Gamma] = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & \cdots & 1 & 0 \\ 1 \cos(v_1 \cdot \Delta t) & \sin(v_1 \cdot \Delta t) & \cdots & \cos(v_N \cdot \Delta t) & \sin(v_N \cdot \Delta t) \\ \cdot & \cdot & \cdots & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdots & \cdot & \cdot \\ 1 \cos(Z \cdot v_1 \cdot \Delta t) & \sin(Z \cdot v_1 \cdot \Delta t) & \cdots & \cos(Z \cdot v_N \cdot \Delta t) & \sin(Z \cdot v_N \cdot \Delta t) \\ \cdot & \cdot & \cdots & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdots & \cdot & \cdot \\ 1 \cos(M \cdot v_1 \cdot \Delta t) & \sin(M \cdot v_1 \cdot \Delta t) & \cdots & \cos(M \cdot v_N \cdot \Delta t) & \sin(M \cdot v_N \cdot \Delta t) \end{bmatrix}$$

$$(2 \cdot N + 1) < M < 2 \cdot (2 \cdot N + 1)$$

■非線形方程式の周期解を与える初期値

任意の初期値状態量ベクトル x_0 に対する任意の時刻 t ($Z \times \Delta t$) での非線形・非定常方程式の解を $[X_{ns}(Z; x_0)]$ とする。本章ではこれ以降、前記解を数値解と略称する。

$$[\mathbf{X}_{ss}(Z; \mathbf{x}_0)] = [\mathbf{X}_{ss}(0), \mathbf{X}_{ss}(\Delta t), \dots, \mathbf{X}_{ss}(M \cdot \Delta t)]^T$$

$$= \begin{bmatrix} X_{ss1}(0) & X_{ss2}(0) & \dots & X_{ssn}(0) \\ X_{ss1}(\Delta t) & X_{ss2}(\Delta t) & \dots & X_{ssn}(\Delta t) \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ X_{ss1}(M\Delta t) & X_{ss2}(M\Delta t) & \dots & X_{ssn}(M\Delta t) \end{bmatrix}$$

フーリエ近似解 $[\mathbf{XN}(Z)]$ が次式で与えられるとする。

$$[\mathbf{XN}(Z)] = [\mathbf{F}] \cdot [\hat{\mathbf{a}}]$$

$$[\hat{\mathbf{a}}] = \begin{bmatrix} \hat{a}_{10} & \hat{a}_{20} & \dots & \hat{a}_{n0} \\ \hat{a}_{11} & \hat{a}_{21} & \dots & \hat{a}_{n1} \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \hat{a}_{12N} & \hat{a}_{22N} & \dots & \hat{a}_{n2N} \end{bmatrix}$$

ここで、数値解 $[\mathbf{X}_{ss}(Z; \mathbf{x}_0)]$ と近似解 $[\mathbf{XN}(Z)]$ の差の二乗平均値を最小にする近似解の係数 $[\hat{\mathbf{a}}]$ は(4-18)式で表現される。

$$[\hat{\mathbf{a}}] = ([\mathbf{F}]^T \cdot [\mathbf{F}])^{-1} \cdot [\mathbf{F}]^T \cdot [\mathbf{X}_{ss}(Z; \mathbf{x}_0)] \quad (4-18)$$

この場合、 T_b ($T_b > M \cdot \Delta t$) 時刻に於て次式の数値解ベクトル $\mathbf{X}_{ss}(T_b; \mathbf{x}_0)$ と近似解との差を示すベクトル \mathbf{F} は、一般に0とならない。

$$\mathbf{F} = \mathbf{X}_{ss}^T(T_b; \mathbf{x}_0) - (\boldsymbol{\gamma}(T_b) \cdot [\hat{\mathbf{a}}])^T \quad (4-19)$$

ここで、

$$\boldsymbol{\gamma}(T_b) = [1, \cos(v_1 \cdot T_b), \sin(v_1 \cdot T_b), \dots, \cos(v_N \cdot T_b), \sin(v_N \cdot T_b)]$$

$\mathbf{F}=0$ を満足するとき、 $\mathbf{X}_{ss}(T_b; \mathbf{x}_0)$ は求める解、正解となる。すなわち、 $\mathbf{F}=0$ のとき

$$[\mathbf{X}_{ss}] = [\mathbf{XN}], \quad [\mathbf{a}] = [\hat{\mathbf{a}}] \quad \text{となる。}$$

(4-19)式の右辺第2項 $\boldsymbol{\gamma}(T_b) \cdot [\hat{\mathbf{a}}]$ は(4-18)式を用いて次のように表現できる。

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\gamma}(T_b) \cdot [\hat{\mathbf{a}}] &= \boldsymbol{\gamma}(T_b) \cdot (([\mathbf{F}]^T \cdot [\mathbf{F}])^{-1} \cdot [\mathbf{F}]^T \cdot [\mathbf{X}_{ss}(Z; \mathbf{x}_0)]) \\ &= ([\mathbf{X}_{ss}^T(Z; \mathbf{x}_0)] \cdot [\mathbf{F}] \cdot ([\mathbf{F}]^T \cdot [\mathbf{F}])^{-1} \cdot \boldsymbol{\gamma}^T(T_b))^T \\ &= ([\mathbf{X}_{ss}(Z; \mathbf{x}_0)]^T \cdot \boldsymbol{\alpha}(T_b; \Delta t, Z, N))^T \end{aligned} \quad (4-20)$$

ベクトル α は離散点（場所）に無関係な値となる。

$$\begin{aligned} \alpha(Tb; \Delta t, Z, N) &= [\Gamma] \cdot ([\Gamma]^{-1} \cdot [\Gamma])^{-1} \cdot \mathbf{y}^T(Tb) \\ &= [\alpha(Tb; 0 \times \Delta t, N), \alpha(Tb; 1 \times \Delta t, N), \dots, \alpha(Tb; M \times \Delta t, N)]^T \end{aligned}$$

(4-20)式の表現を用いるならば(4-19)式は(4-21)式のように表現できる。

$$F(\mathbf{x}_0; Tb, \Delta t, Z, N) = \mathbf{X}_{ss}^T(Tb; \mathbf{x}_0) - [\mathbf{X}_{ss}(Z; \mathbf{x}_0)]^T \cdot \alpha(Tb; \Delta t, Z, N) \quad (4-21)$$

(4-21)式で $F=0$ を満足する初期値 \mathbf{x}_0 を次のような逐次近似法で求める。(4-21)式を Newton-Raphson 法を用いて \mathbf{x}_0 について各離散点ごと展開すると

$$\mathbf{x}_0^{j+1} = \mathbf{x}_0^j - [\mathbf{JF}(\mathbf{x}_0^j)]^{-1} \cdot F(\mathbf{x}_0^j; Tb, \Delta t, Z, N) \quad (4-22)$$

$$\mathbf{JF}(\mathbf{x}_0^j) = \frac{\partial F(\mathbf{x}_0^j; Tb, \Delta t, Z, N)}{\partial \mathbf{x}_0} \Big|_{\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}_0^j} \quad (4-23)$$

(4-23)式は(4-21)式の関係より

$$\mathbf{JF}(\mathbf{x}_0^j) = \frac{\partial \mathbf{X}_{ss}^T(\mathbf{x}_0)}{\partial \mathbf{x}_0} \Big|_{\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}_0^j} - \sum_{z=0}^M \alpha(Tb; Z \times \Delta t, N) \frac{\partial \mathbf{X}_{ss}^T(Z \times \Delta t; \mathbf{x}_0)}{\partial \mathbf{x}_0} \Big|_{\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}_0^j} \quad (4-24)$$

(4-24)式の \mathbf{JF} が求められれば、解を与える初期値 \mathbf{x}_0 を(4-22)式によって求めることが出来る。この計算方法の収束の早さはこの \mathbf{JF} の計算によるところが大きい。 \mathbf{JF} の計算法についての議論はここでは特に行わない。

本章ではこの \mathbf{JF} の計算に用いる、 $\partial \mathbf{X}_{ss}^T / \partial \mathbf{x}_0 \Big|_{\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}_0^j}$ の計算に前節にて導出した初期値変化に応じる解の感度である非線形・非定常方程式の Taylor 展開を用いた時変線形方程式を用いた。 $t+1$ 時刻での解 $\mathbf{X}_{ss}(t+1; \mathbf{x}_0)$ の $\mathbf{X}_{ss}(t; \mathbf{x}_0)$ に関する微分は式(4-5)、(4-6)に示す $[\mathbf{DR}^t]$ 、 $[\mathbf{V}^t]$ で記号される値で計算できる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{X}_{ss}^T(t+1; \mathbf{x}_0)}{\partial \mathbf{x}_0} &= \frac{\partial \mathbf{X}_{ss}^T(t+1; \mathbf{x}_0)}{\partial \mathbf{X}_{ss}^T(t; \mathbf{x}_0)} \dots \frac{\partial \mathbf{X}_{ss}^T(2; \mathbf{x}_0)}{\partial \mathbf{X}_{ss}^T(1; \mathbf{x}_0)} \frac{\partial \mathbf{X}_{ss}^T(1; \mathbf{x}_0)}{\partial \mathbf{x}_0} \\ &= [\mathbf{DR}^t] \cdot [\mathbf{DR}^{t-1}] \dots [\mathbf{DR}^1] \cdot [\mathbf{DR}^0] \\ &= [\mathbf{V}^t(\mathbf{X}_{ss}^T(t; \mathbf{x}_0))] \end{aligned}$$

ゆえに式(4-24)は下記式で計算できる。

$$[JF(\mathbf{x}_0^{jt})] = [V^{Tb-1}(\mathbf{X}_{ss}^T(Tb-1; \mathbf{x}_0^{jt}))] - \sum_{z=0}^M \{ \mathbf{a}(Tb; Z \cdot \Delta t; N) \cdot [V^{zT-1}(\mathbf{X}_{ss}^T(jt-1; \mathbf{x}_0^{jt}))] \}$$

jt: 任意時刻 $Z \cdot \Delta t$ に応じる差分計算時間

■ 計算打ち切りの判定

式(4-22)で得られた初期値が壁体の周期解を求めるのに適当なものであるか検討を行う必要がある。ここでは、以下に示す方法で計算の打ち切りを判定する。

計算打ち切り時の初期値ベクトルを \mathbf{x}_0^* とし、任意の離散点 i での非線形・非定常方程式の数値解 X_i 、 XN_i をフーリエ近似した解とする。

$$\varepsilon_i = \sqrt{\frac{1}{M+1} \sum ([X_i(Z \cdot \Delta t; \mathbf{x}_0^*) - XN_i(Z \cdot \Delta t; \mathbf{x}_0^*)]^2)} \quad (4-25)$$

($Z=0, 1, 2, \dots, M$)

(4-25)式の二乗平均誤差 ε を近似の判定とした。 ε の計算は、全ての状態量、全ての離散点について行い、その最大値が予め与えられた値以下になるまで、この計算を繰り返すものとする。

この計算法には Δt 、 Z 、 Tb のとり方に制約はない。ゆえに、系の持つ基本周期より短い期間の非線形・非定常計算結果を係数決定や近似精度判定に使える利点を有する方法である。 Δt 、 Z 、 Tb 等の設定の仕方によりこの方法には、以下のような特徴がある。

$Z \times \Delta t$ を基本周期より短くとれば初期値 \mathbf{x}_0 の逐次近似計算の収束計算回数が多くなり、 Tb の値の取り方で解の近似精度は影響される。逆に、 $Z \times \Delta t$ を系の基本周期近くまで取り、非線形・非定常計算を十分長い期間行うならば、 Tb を基本周期を越えたところに設定できるので、収束計算の回数は少なくできる。収束計算の回数の増加もしくは長時間の非定常計算のいずれを選択するかは対象とする系の性質に合わせて判断しなければならない。

4-4-3 周期定期定常解法としての妥当性の検討

4-4-3-1 外界条件が年周期1入力で与えられる場合^{4,5)}

この解法の性質を検討するために、計算対象とする壁体は前節と同様外気側に防湿層を有する単純なALC単層壁体とした(図4-1)。

壁体の熱湿気挙動を記述する式は3章2節に示す式(3-1)~(3-4)とし、この式をCrank-Nicolson法で差分したものを基礎式とする。

計算条件は前節表4-2のCASE5と同様、以下に示す値とした。

【外気温度 T_0 、湿度(水分化学ポテンシャル) μ_0 条件】

$$T_0 = 288.8 + 11.3 \sin(Wt)$$

$$\mu_0 = -44731.69 + 8570.102 \sin(wt)$$

$$Wt : \frac{2\pi \times t}{365 \times 24}, \quad wt : \frac{2\pi \times (t - 17 \times 24)}{365 \times 24}$$

t=0: 5月1日午前8時

【室内温度 T_0 、湿度(水分化学ポテンシャル) μ_0 条件】

$$T_0 = 293.16$$

$$\mu_0 = -48273.52 \quad (\text{相対湿度70\%一定})$$

【初期条件】

$$T = 293.16$$

$$\mu = -48273.52 \quad (\text{相対湿度70\%一定}) \quad 10月1日の値として与える。$$

4章3節で示したように、外界入りに1年周期成分しかない場合でも、壁体の結露・再蒸発過程の挙動を記述するには、年周変動の調和波6項程度が必要であることから、Nの値は6を越えて設定すべきであろう。

収束計算の減少を計るなら、 $Z \times \Delta t$ が系の基本周期である1年近くになるように定めるべきである。その結果 T_b は1年を越えた値を設定する。

そこで、式(4-24)、式(4-22)の計算に用いた定数は、以下に示す値とした。

壁体の周期解を近似するフーリエ級数の項数N: 10

離散時間 Δt : 221時間

解の判定時間 T_b : 400日

時間に関する離散点を取る項数Z: 0, 1, 2, ..., 40

修正された初期値の各離散点での挙動はJFの計算に前章で導出した時変線形方程

式を用いているため、第4章2節の図4-5、図4-6と同様の変化をする。修正回数を増やしても修正される値は僅かであり、水分化学ポテンシャル、温度共に1回目の修正で初期値は収束していると見なせよう。

図4-30、図4-31は初期値修正を判別するための時刻 T_b に於ける、数値解と近似解

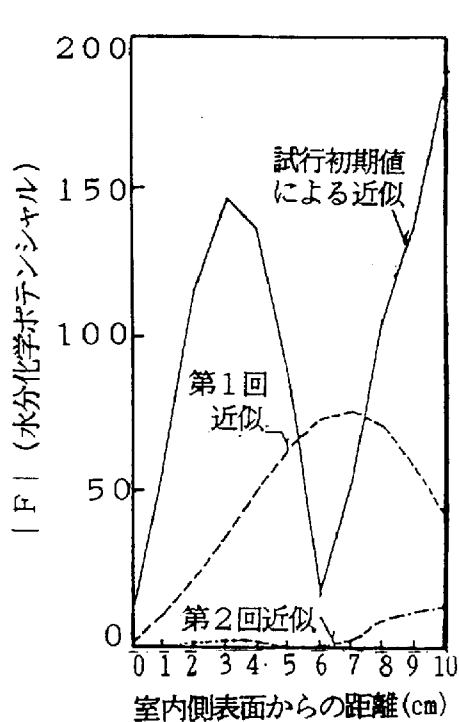


図4-30 数値解と近似解の差
(水分化学ポテンシャル、時刻 $T_b=400$ 日)

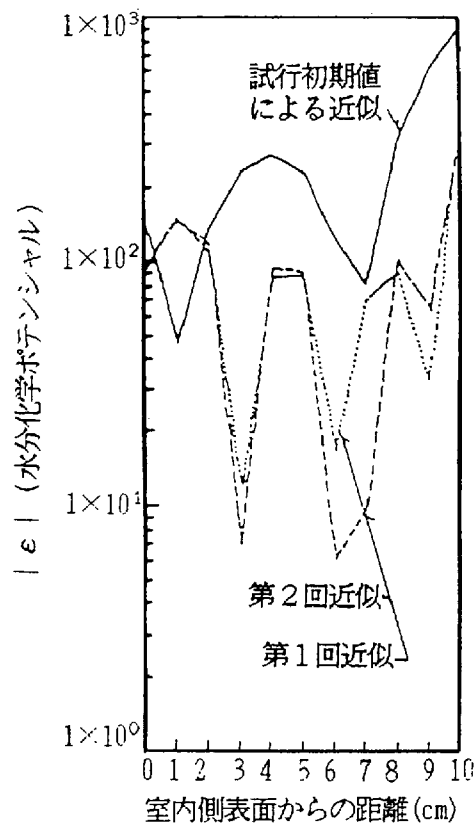


図4-32 数値解と近似解の二乗平均誤差
(水分化学ポテンシャル)

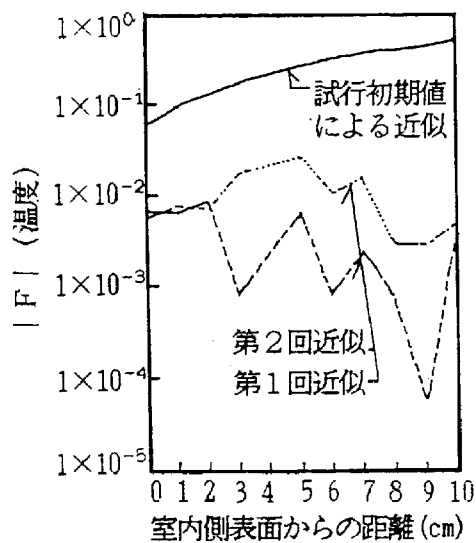


図4-31 数値解と近似解の差
(温度、時刻 $T_b=400$ 日)

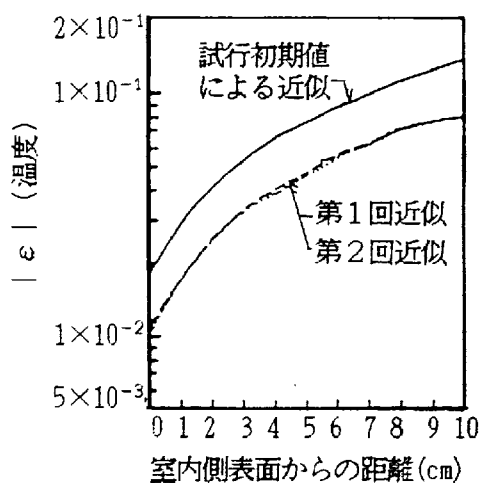


図4-33 数値解と近似解の二乗平均誤差
(温度)

の各離散点毎の誤差 F の絶対値を示す。図4-30の水分化学ポテンシャルは、初期値の修正を重ねるほど近似精度が良くなる。

図4-31に示す温度では、修正の回数を増やしても収束は良くなっていない。しかし温度のオーダーに比較し、その誤差の値は小さいと言えよう。

この結果より、2回目の修正で得られた初期値を最適初期値と判断して、フーリエ近似解を得た。

図4-32、図4-33に非線形・非定常計算によって得られた数値解とフーリエ近似解の各離散点毎での二乗平均誤差を修正した初期値毎示した。

図4-32の水分化学ポテンシャルでは各質点毎収束の速度が異なる。特に外気側表面での収束は良いとは言えない。

一方、図4-33の温度では、水分化学ポテンシャルと同様外気側表面近傍での収束は室内側表面付近に比べ悪いが、温度のオーダーに比較しその値は小さい。

次に、ここで得られたフーリエ近似解と前節で既に求められている壁体の周期的定常解を比較する。水分化学ポテンシャルの壁体両表面及び壁体中央部（室内側表面から6cmの位置）の時間変化を図4-34に示す。実線の周期的定常解に対し、1回目修正初期値を用いた第1近似解（×印）、2回目の修正初期値を用いた第2近似解（●印）は何れも良く一致している。

図4-35の温度の時間変化についても、周期的定常解と何れの近似解も良く一致している。

この事から、ここでは1回の計算で十分な精度の解が得られた事になろう。

ここで行った計算は、きわめて収束がよい結果となった。これは、この計算の収束速度に大きな影響を与える近似に必要な項数 N の値の取り方によるところが大きい。既に、周期的定常解の解の挙動が大略予想できる場合には、ここで示したように1回、ないしは数回の計算だけで精度良い近似解が得られると考えられる。

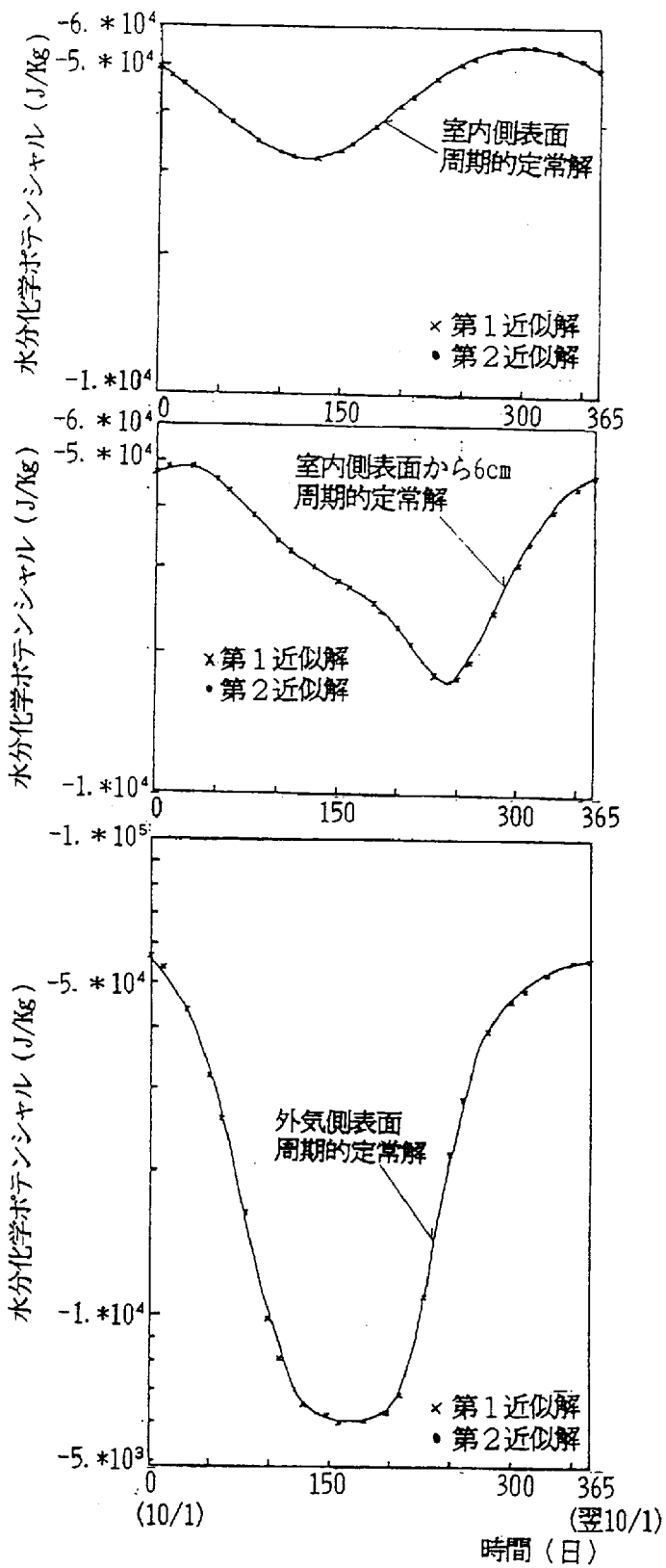


図4-34 周期的定常解と近似解の時間変化 (水分化学ポテンシャル)

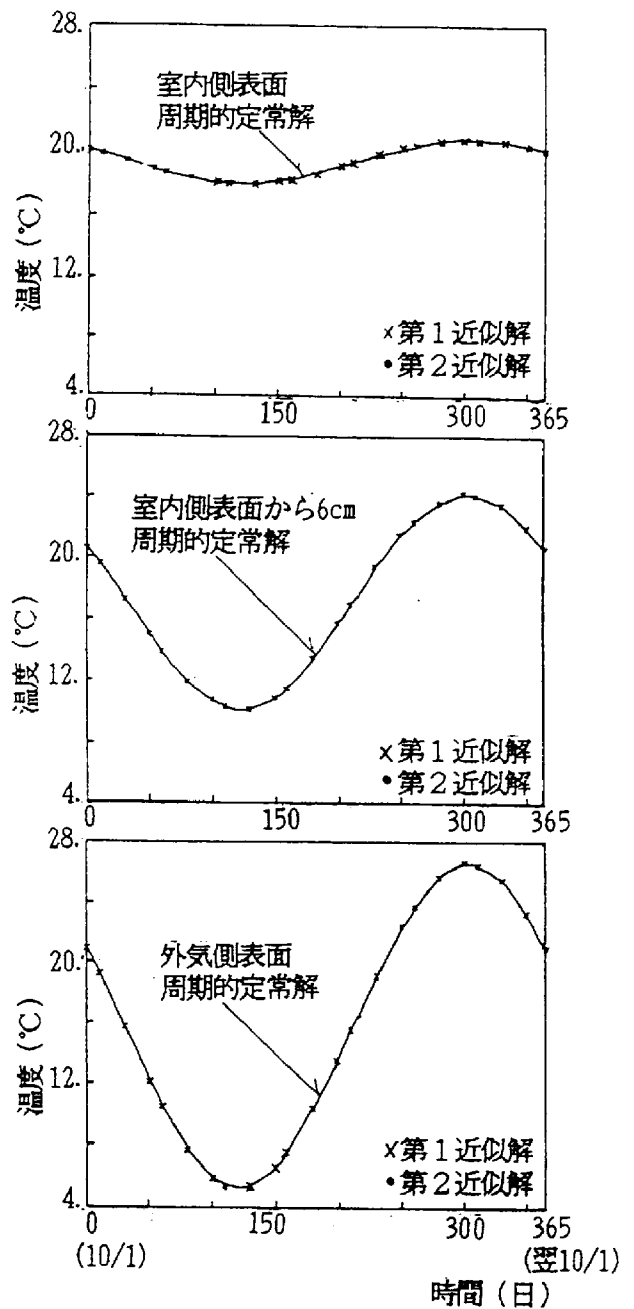


図4-35 周期的定常解と近似解の時間変化 (温度)

4-4-3-2 外界条件が2入力（年周期+日周期）で与えられる場合⁴⁵⁾

計算対象は前節と同様ALC単層壁体、外界条件は第4章3節で示した表4-2のCASE0とした。

【外気温度 T_o 、湿度（水分化学ポテンシャル） μ_o 条件】

$$T_o = 28.8 + 11.3 \sin(Wt) + 5.1 \sin(\omega t)$$

$$\mu_o = -44731.69 + 8570.102 \sin(\omega t) - 1500.1 \sin(\omega t)$$

$$Wt : \frac{2\pi \times t}{365 \times 24}, \quad \omega t : \frac{2\pi \times (t - 17 \times 24)}{365 \times 24}, \quad \omega t = \frac{2\pi \times t}{24} \quad t=0 : 5月1日午前8時$$

【室内温度 T_i 、湿度（水分化学ポテンシャル） μ_i 条件】

$$T_i = 29.16$$

$$\mu_i = -48273.52 \quad (\text{相対湿度70\%一定})$$

【初期条件】

$$T = 29.16$$

$$\mu = -48273.52 \quad (\text{相対湿度70\%一定}) \quad 10月1日の値として与える。$$

外界入力に1年周期成分と1日周期成分がある場合、多層壁体の周期的定常解では前節の図4-12、図4-14、図4-16、図4-18に見られるように、1日周期近傍の周波数成分の解への影響が大きい。ゆえに、解を記述するには、年周変動の調和波6項程度と1日周期成分、そして1年と1日周期の積による周期1/364年、1/366年等の項6項程度を必要とした結果を参考に、ここで用いた定数は、以下に示す値とした。

壁体の周期解を近似するフーリエ級数の項数 N ：13

離散時間 Δt ：107時間

解の判定時間 T_b ：400日

時間に関する離散点を取る項数 Z ：0,1,2,...,84

この近似計算の結果を近似解と呼ぶ。比較のために1年周期の調和波6項と1日周期の調和波6項の12項とした場合も計算した。この近似計算の結果を第一近似解と呼ぶ。

近似解及び第一近似解共に、解を得るには3回の繰り返し計算を必要とした。

図4-36に壁体両表面水分化学ポテンシャルの季節毎1日の時間変化を示す。図中実線は非定常計算によって得られた周期的定常解（図中、正確解）を示し、●印は前述の近似解を示し、×印は第一近似解を示す。

水分化学ポテンシャルの室内側表面では、近似解は周期的定常解と良く一致している。

外気側表面でも室内側表面と同様に近似解と周期的定常解はよく一致するが、蒸発開始時期である4月下旬の近似解は周期的定常解を定性的には良く近似しているものの、値には僅かながら差がある。

図示のごとく、年間を通してこの近似解は十分な精度で解を近似していると言える。

比較のために計算した第一近似の結果は、室内側表面については近似解と同程度の精度で周期的定常解を近似できている。しかしながら、第一近似では外気側表面で壁体の含水率が上昇する時期に解の性質を表現できない。

図4-37には温度の時間変化を示す。水分化学ポテンシャルの結果と同様温度でも、近似解は周期的定常解に一致しており、第一近似解も同等に周期的定常解に一致している。しかしながら、ここでも外気側表面の蒸発開始時期4月下旬の周期的定常解と近似解、第一近似解には僅かな差が生じている。

4-4-4 まとめ

解を有限個のフーリエ級数近似する事により、壁体の結露過程の周期解を得る方法を示し、この方法によって得られる解の精度と計算の収束速度を検討した。

- 1) この方法で求まる近似解の誤差は、最初にどの周波数成分を用いて近似解を記述するかによって大きく影響を受ける。ALC壁体の年周変動を近似解として求めるなら、フーリエ近似に用いる項には1年周期の調和波6項程度と1日周期の調和波6項程度を取ればこの方法で、精度よい近似解を求められることを示した。しかしながら、季節毎に変化する壁体の日変動挙動を記述するには、1年と1日周期の積による高調波（周期1/364年、1/366年等）を無視できない事も示した。
- 2) 初期値 x_0 の逐次近似計算に用いる非線形・非定常計算を解の基本周期1年よりやや長い時間行う事で、外界入力に1年周成分のみの場合、2回の繰り返し計算で近似解を求めることが出来た。入力に1年と1日周期の2成分がある場合でも3回の繰り返し計算で近似解が求まる事を示した。

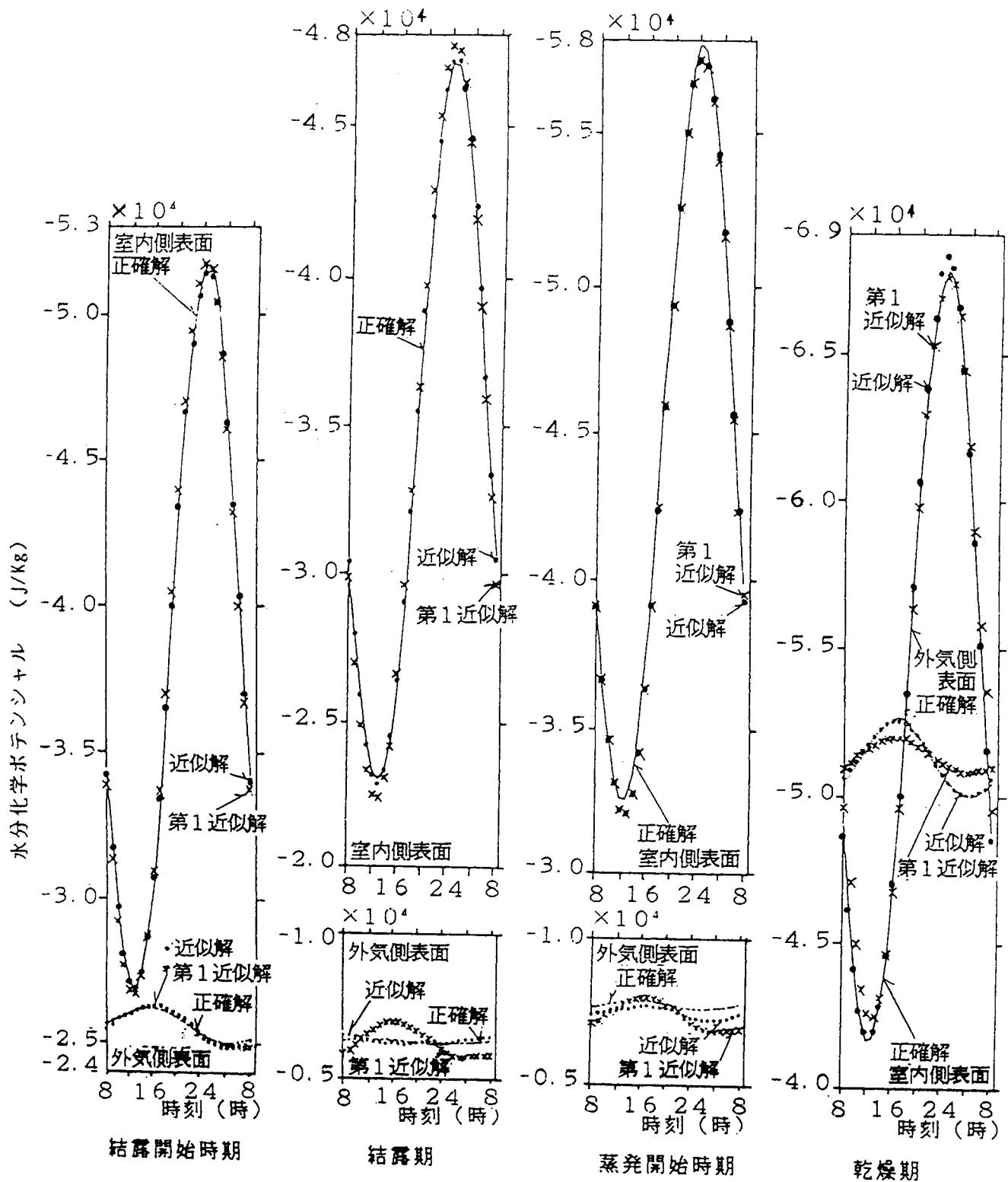


図4-36 壁体内外表面水分化学ポテンシャルの季節毎1日の時間経過

(非定常計算の繰り返しによって得られた周期的定常解を"正確解"と記号した)

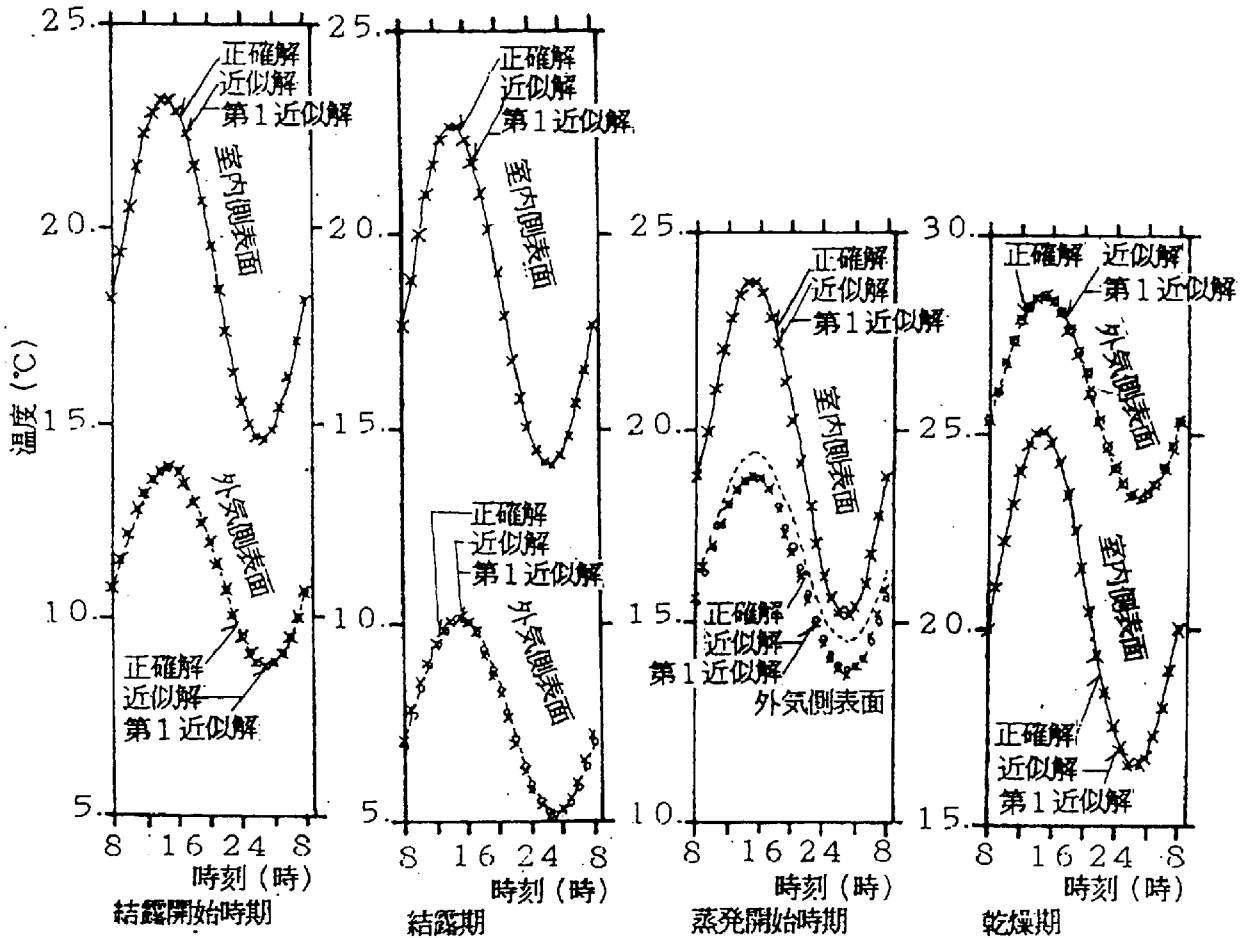


図4-37 壁体内外表面温度の季節毎1日の時間経過

(非定常計算の繰り返しによって得られた周期的定常解を“正確解”と記号した)

4-5 第4章のまとめ

外乱を1年周期変動とみなし建築壁体の1年周期の結露・再蒸発過程の熱・湿気挙動、言い換えれば、熱・湿気挙動を示す温度と水分化学ポテンシャルの周期的定常解を得ることは「防湿設計」として適切である。本章では、この周期的定常解を数値解析的に得る2つの方法の提案と精度の検討を行った。

はじめに4章2節では、壁体の熱・湿気挙動の周期的定常解を保証する初期値を解析的に得る方法を示した。

周期的定常解を保証する初期値は、初期値変化に応じる解の感度方程式を求め、

得られた感度方程式を用いた逐次近似計算で探査される。この方法の計算精度の検討を行い、3章に示す非線形非定常計算の繰り返しによって周期解を得る方法に比べ解の収束速度が早い事を確認した。同時に解を求めるための逐次近似計算の収束をよくするための試行初期値の選択基準を示した。

4章3節では4章2節で示した感度方程式を用いた周期解法を用い具体的建築壁体の種々の境界条件の下での結露・再蒸発過程の周期的定常解を求めた。ここで得られた解を外乱入力の形に注目し、周波数領域で性状を検討した。

外界条件が1年の単周期入力の場合でも、この壁体の周期的定常解には1/6年周期程度まで大きな変動があり、この結果より系の非線形性の程度を示した。

外界条件に1年と1日周期の2入力がある場合、この壁体の周期的定常解の系の非線形性の影響は1日周期近傍の成分に大きく生じる事が判った。この様な外界入力のもと壁体では2入力の積によって生じる、例えば周期1/364年、1/366年等の周期成分が解の挙動に大きく影響する事を示した。この周期成分の挙動は壁体の周期解を直接求める方法を考察する上で重要となった。

外界条件が2入力の場合の壁体の解の挙動の内、日変動分については外界入力を単周期入力として解析した結果を線形結合する事で十分近似できる事を示した。

4章3節で得られた建築壁体の結露・再蒸発過程の解の周波数領域での挙動から、4章4節では解を有限のフーリエ級数で近似する事で、計算手順が少く、精度の良い周期的定常解を直接求める方法を示した。

この方法を用いて解を求めるための計算手順を示し、精度良い周期的定常解が得られる事を示した。あらかじめ解の定性的挙動が十分な精度で予測できる場合には4節で示した解法は周期解法として極めて有効であることを示した。

本章で得られる外乱の1年周期変動に応じる壁体の熱・湿気変動の周期的定常解を評価することで、通常の「防湿設計」を十分な精度で行えよう。しかし、本来気象条件にはランダム性があり、このランダム性に起因する影響はここで述べた「防湿設計」では考慮されない。防湿設計の目的によっては気象条件のランダム性を考慮する必要が要求されよう。このような場合は銚井の示す方法³⁹⁾による評価を併せて行うことで必要な精度の「防湿設計」が成されよう。

第 5 章

対流を生じる建築壁体の含水率挙動

5-1 はじめに

第 3 章では外界気象条件に応ずる壁体内含水率変動予測に基づく壁体防湿設計法の有用性を、外気側に防湿層を有する A L C 壁体を対象に示し、対象とした壁体の防湿設計上の外界気象許容条件を示した。

また、第 4 章では建築壁体含水率の年周期変化挙動を示す壁体結露・再蒸発過程の周期的定常解を解析的に求める方法を示し、具体的な A L C 壁体での外界気象条件に応じる周期解の性状を示した。

これら第 3 章、第 4 章での結果は、比較的密な多孔質材である A L C を対象としており、材料内での空気の対流は起こりづらく、熱及び水分移動は拡散移動が支配的である場合を取り扱っていた。

多層壁体に関する検討も行っているが、A L C 板内含水率変動は年オーダーでの長周期変動をするが内装材や断熱材の拡散移動の変動周期は A L C 板に比較し短く日周期変動程度である。ゆえに壁体の長周期変動を扱うなら内装材等の日変動成分に関してその平均値を用いても、つまり適当な伝導率を用いた純伝導を仮定して扱っても、大略精度良い防湿設計計算が出来よう。この意味に於いて壁体の防湿設計は合理的に行える事を示した。

しかしながら、一般にグラスウール等繊維性断熱材での熱及び水分の移動には拡散のみならず対流による移動が生じ、この対流が壁体内熱・湿気性状へ影響を及ぼすと言われる⁴⁷⁾⁴⁸⁾⁴⁹⁾⁵⁰⁾。

また、壁体の施工上生じる断熱材中の通気によって壁体の熱性状は大きく影響され⁴⁸⁾、その結果壁体内湿気性状は影響を受けると予測される。

本章は、防湿設計を行うときに多層壁体を構成する断熱材内で自然対流が生じた場合、この自然対流の壁体内熱・湿気性状への影響を、定量的に検討することを目的としている。

5-2 多孔質断熱材内の流れと熱湿気性状

5-2-1 はじめに

ここでは、2章で示した計算方法の計算精度の検討を行うために、まず吸放湿性を無視したグラスウール単層壁体の自然対流性状を求める。

材料中に流れの場が生じた場合の壁体の熱湿気性状への影響に関する基礎資料を得るために、流れの場に影響の大きい壁体表面温度差、壁体高さ、そして材料透気率について検討する。

最後に材料の吸放湿性を考慮した場合での、対流が生じる材料の熱湿気性状について検討する。

5-2-2 計算対象と基礎式

計算対象は、図5-1に示す厚さ0.05mのグラスウール単層壁体（密度 24kg/m^3 、Darcyの透気率 $4.52 \times 10^{-8} (\text{m}^2)^{5.1} \text{ } ^{1.52}$ ）、熱伝導率 $4.89 \times 10^{-2} (\text{W/m}\cdot\text{K})$ 、湿気伝導率 $1.72 \times 10^{-10} (\text{kg/m}\cdot\text{s}\cdot\text{Pa})$ ）で、壁体の高さは0.5m、2m、4mを計算対象とした。壁体上部及び底部は断熱・断湿とした。

2章で示した吸放湿性の無い材料の基礎式(5-1)～(5-4) {(2-19)'～(2-22)' に対応} を用いる。

【吸放湿性の無い材料の水分収支式】

$$\frac{\Phi}{R_v \cdot T} \cdot \frac{\partial P_v}{\partial t} = -\frac{\Phi}{R_v \cdot T} \nabla (P_v \cdot V_{av}) + \nabla (\lambda'_{Pv} \nabla P_v) \quad (5-1)$$

$$R_v \cdot T = R_v \times 293.16 \quad : \quad \text{一定}$$

【吸放湿性の無い材料の湿り空気の収支】

$$\frac{1}{R_{av} \cdot T} \cdot \frac{\partial P_{av}}{\partial t} = -\rho_{av} \nabla V_{av} \quad (5-2)$$

材料内流れに Darcy 流れを仮定しているため、上記式左辺はゼロとなる。しかし数値計算を容易にするために本報告では左辺に容量を考慮した式(5-2)を用いて計算を行う。

【吸放湿性の無い材料の熱収支式】

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\Phi \cdot \rho_{av} \cdot c_{p_{av}} \nabla (T \cdot V_{av}) + \nabla (\lambda \nabla T) \quad (5-3)$$

ここで、 $c\rho = \Phi \cdot \rho_{av} \cdot c\phi_{av} + \rho_s \cdot c\phi_s$

【運動方程式】

$$V_{av} = -\frac{K}{\Phi \cdot M_{av}} (\nabla p_{av} - \rho_{av} \cdot g \cdot \beta (T - T_0)) \quad (5-4)$$

- Φ : 空隙率 (vol/vol) $\Phi = 0.99$ 、 t : 時間 (s)
- R_v : 水蒸気のガス常数 (N·m/kg·K)
- R_{av} : 湿り空気のガス常数 (N·m/kg·K)
- T : 温度 (K)、 P_v : 水蒸気分圧 (Pa)
- p_{av} : 静水圧基準の湿り空気圧力 (Pa)、 V_{av} : 材料内平均速度 (m/s)
- ρ_i : i 成分密度 (kg/m³) [s : 材料実質、 av : 湿り空気]
- $c p_i$: i 成分定圧比熱 (W·s/kg·K)
- λ : 熱伝導率 (W/m·K)、 λ'_{pv} : 水分伝導率 (kg/m·s·Pa)
- M_{av} : 湿り空気の粘性係数 (Pa·s)、 g : 重力加速度 (m/s²)
- K : Darcyの透気率 (m²)、 β : 湿り空気の温度膨張率 (1/T)

拡散項には前進差分、対流項には一次の風上差分を適用した。

場所分割は、下図に示すグラスウール単層壁を厚さ方向6分割、表面近傍 $\Delta x = 0.005$ (m)、壁体内部 $\Delta x = 0.01$ (m)とした。高さ方向は、断熱・断湿面近傍のみ $\Delta y = 0.05$ (m)、これ以外では $\Delta y = 0.1$ (m)の分割とした。

境界条件として、左右垂直壁表面を温・湿度指定とした。建築壁体を対象とするとき、境界条件として第3種境界の場合が最も興味を引くところであるが、ここでは

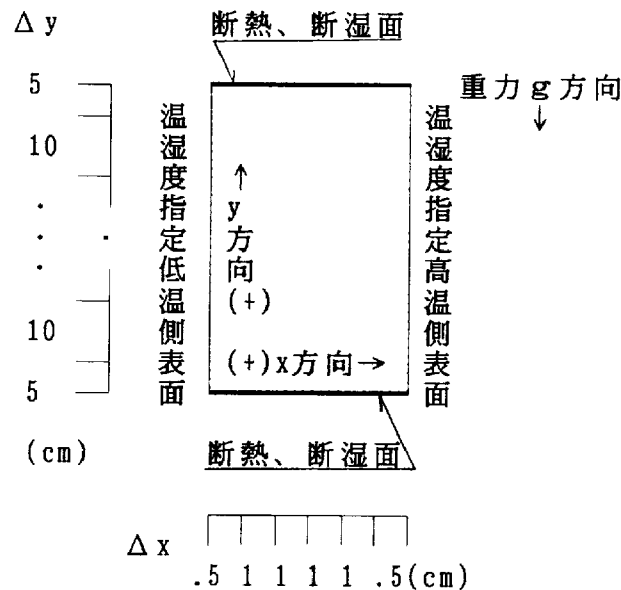


図5-1 グラスウール壁体構造

対流性状の基礎資料を得ることを目的とすることからこのような単純な境界条件とした。

高温側温度条件は、293.16K (20°C) 一定とし、低温側温度を273.16K ($\Delta T=20$)、283.16K ($\Delta T=10$) 2種について解いた。

湿度条件は、高温、低温両表面で相対湿度70%一定とした。従って水蒸気圧では、高温側で1636.11Pa一定、低温側で426.48Pa ($\Delta P_v=1029.63$)、856.99Pa ($\Delta P_v=779.12$) 2種となる。

初期条件は、壁体が温度293.16K (20°C)、相対湿度70%一定に平衡しているとして計算を開始した。

時間分割は $\Delta t=0.01$ (s) で解が得られた。

計算時間はどの境界条件でも、定常状態に達するのを確認して、30分間行った。

5-2-3 壁体表面温度差の影響^{5.3)5.4)}

壁体表面温度差の検討は、2m高さの壁体を対象に行う。

図5-2に $\Delta T=10$ の場合、図5-3に $\Delta T=20$ 場合の温度の時間経過を示す。

温度の場合、図示のごとくいずれの温度差でも10分程度で変化が一定となり、20分後には定常に達したと見なせる。

図5-4、図5-5に水蒸気分圧の時間経過を示す。

図示のごとく水蒸気分圧の変化は早く、図5-4の $\Delta T=10$ の場合は、5分で一定、10分では定常と見なせる。

図5-5、 $\Delta T=20$ の場合も同様で大略10分で定常と見なせた。

温度及び水蒸気分圧の時間変化性状には、表面温度差による違いは見られなかった。

図5-6、図5-7は定常状態の壁体内速度分布を示す。

図5-6に示す $\Delta T=10$ の場合では、高温側表面近傍の上向きの流れと低温側表面近傍の下向きの空気の流れが良く現れている。速度の最大値は上向き流れについては壁体の高さ1mより上部で 0.417×10^{-3} m/s、下向き流れでは1mより低い位置で 0.417×10^{-3} m/sである。

図5-7、 $\Delta T=20$ の場合も同様の場所で、高温側 0.834×10^{-3} m/s、低温側 0.835×10^{-3} m/sとなった。

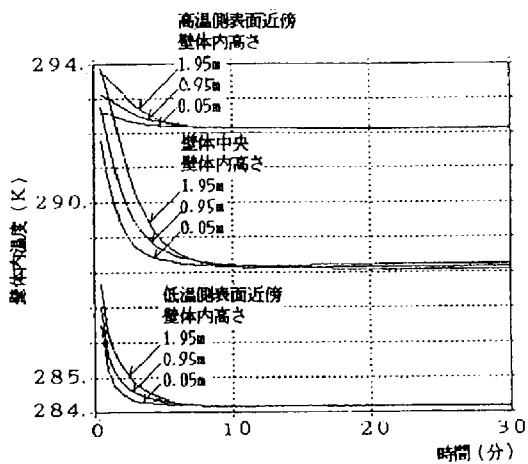


図5-2 壁体内温度の時間経過
(壁体高さ2m、 $\Delta T=10$)

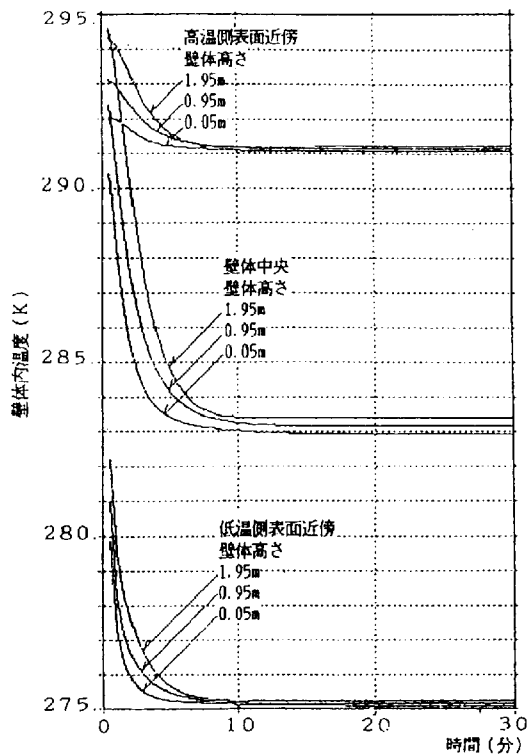


図5-3 壁体内温度の時間経過
(壁体高さ2m、 $\Delta T=20$)

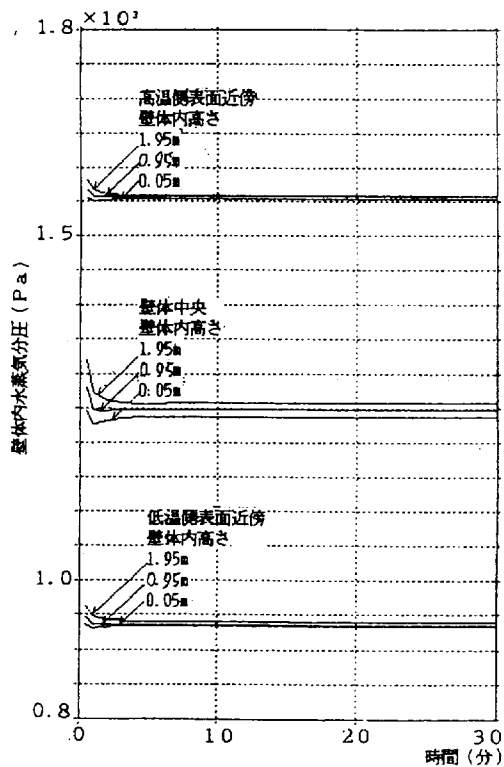


図5-4 壁体内水蒸気圧の時間経過
(壁体高さ2m、 $\Delta T=10$)

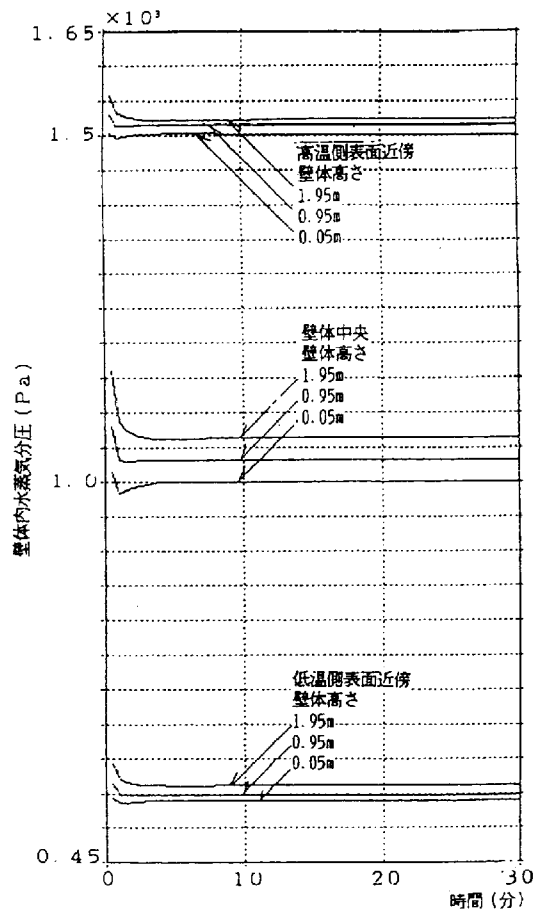


図5-5 壁体内水蒸気圧の時間経過
(壁体高さ2m、 $\Delta T=20$)

図5-6、図5-7に示されるように、温度差を変えても垂直速度分布性状には顕著な違いは見られなかった。

水平方向流れはどの場合でも壁体上部及び底部断熱・断湿面近傍のみで支配的に生じ、その中央部で最大値をとる。

$\Delta T=10$ (図5-6) では $0.610 \times 10^{-4} \text{ m/s}$ (壁体上部)、 $0.610 \times 10^{-4} \text{ m/s}$ (壁体底部) となった。

$\Delta T=20$ (図5-7) では $1.221 \times 10^{-4} \text{ m/s}$ (壁体上部)、 1.221×10^{-4} (壁体底部) である。

何れの温度差の場合でも、内部の水平方向速度のオーダーは $1 \times 10^{-5} \text{ m/s}$ 以下である。

図5-8、図5-9に温度の定常状態の分布を示す。

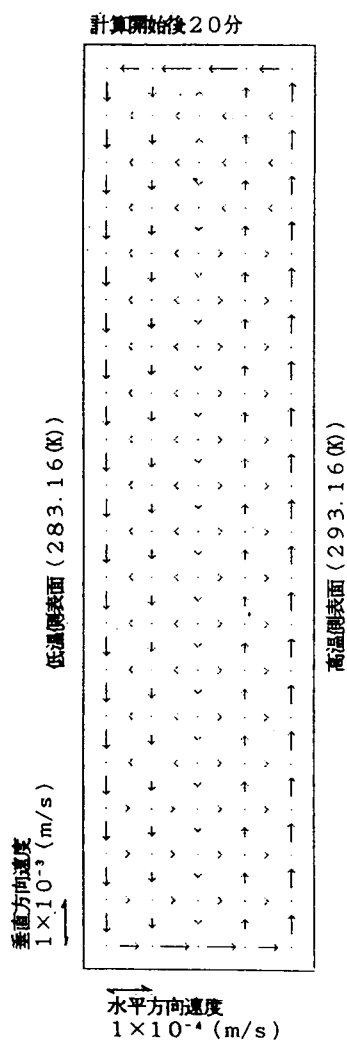


図5-6 壁体速度分布
(高さ2m、 $\Delta T=10$)

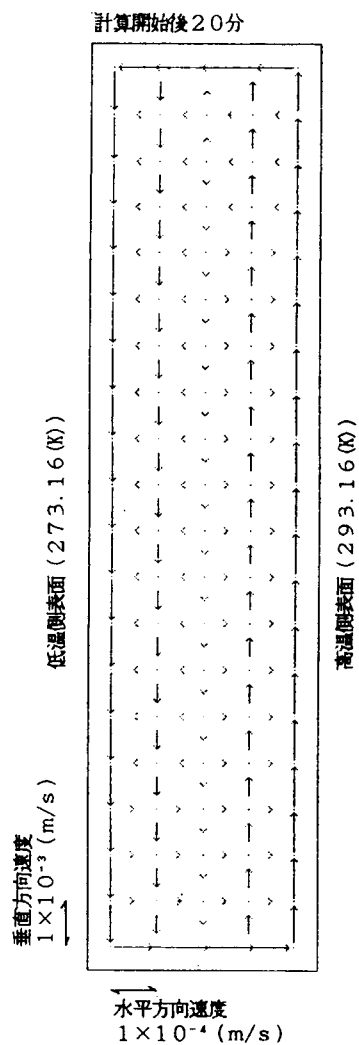


図5-7 壁体速度分布
(高さ2m、 $\Delta T=20$)

壁体上下温度差は、壁体中央部で最大であり、図5-8、 $\Delta T = 10$ では0.13度、図5-9、 $\Delta T = 20$ では0.51度である。

図5-9の $\Delta T = 20$ の場合には、表5-1にも示すとうり上の温度分布にやや対流の影響も読み取れるが、顕著とは言えない。

壁体の上部、下部温度各々の対流が生じない場合の計算結果からのずれは、 $\Delta T = 10$ の場合で0.4%（対流が生じない場合15°Cに対し）、 $\Delta T = 20$ の場合でも2.5%（対流が生じない場合の10°Cに対し）程度である。

壁体高さ1m近傍での分布は、何れの温度差の場合も対流の生じない場合の計算結果の分布に一致した。

図5-15に $\Delta T = 10$ の場合の熱流の分布を示す。

図示していないが $\Delta T = 20$ 、でも同様に分布し、対流の影響は壁体の上端部及び下端部で顕著に見られる。

何れの温度差でも平均熱流は対流が生じない場合と良く一致した。

図5-10、図5-11は壁体内水蒸気分圧の定常状態の分布を示す。

図5-10、 $\Delta T = 10$ の場合、表面での水蒸気圧差は $\Delta P_v = 779.12\text{Pa}$ である。表5-2から読み取れるとうり、この条件での壁体中央部上下圧力差は20.996Paである。壁体の上部、下部の水蒸気圧各々の対流の生じない場合の計算結果1246.55Paからのずれは1%以下である。

図5-11、 $\Delta T = 20$ で、 $\Delta P_v = 1209.63$ となる場合では、上下圧力差は65.31Paとなった。対流による結果への影響は3%程度である。

何れの温度差でも、壁体高さ1m近傍での水蒸気分圧分布は対流が生じない場合の結果と良く一致している。

図5-12、図5-13に壁体内相対湿度の定常状態の分布を示す。

図中壁体高さ1m近傍での結果は、温度、水蒸気分圧の分布でも示されたとうり、何れの温度差の場合も対流を生じない場合の計算結果と良く一致している。従って、この高さでの分布からのずれが対流により生じた影響と読み取れる。

図5-12、 $\Delta T = 10$ では、対流による結果への影響は小さい。相対湿度の最大値は、低温側表面から1.5cmの壁体上部の位置で生じる。

図5-13、 $\Delta T = 20$ の場合、相対湿度の最大値は86.32%となった。対流の影響で、相対湿度は対流を生じない場合の計算結果84.46より1.86%増加した。同時に、壁体

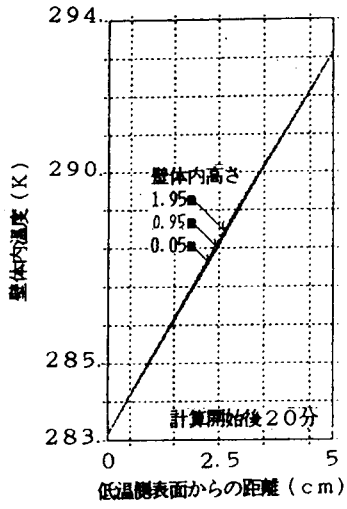


図5-8 壁体温度分布
(高さ2m, $\Delta T=10$)

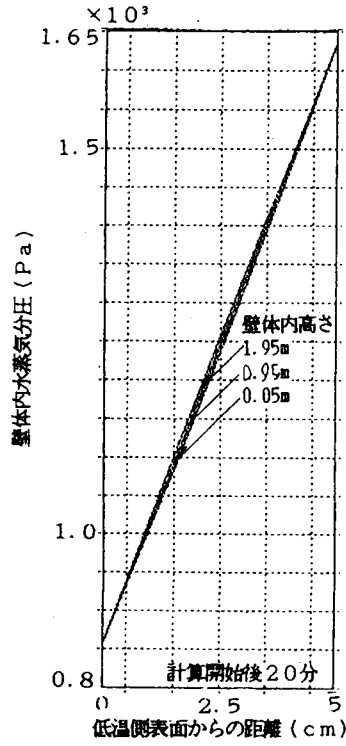


図5-10 壁体水蒸気圧分布
(高さ2m, $\Delta T=10$)

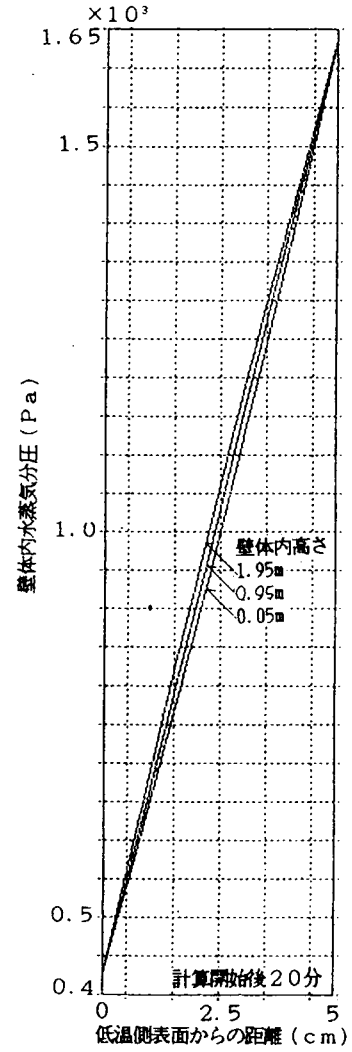


図5-11 壁体水蒸気圧分布
(高さ2m, $\Delta T=20$)

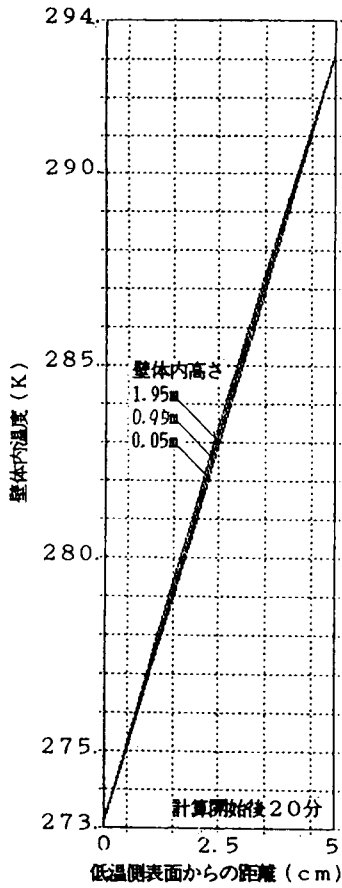


図5-9 壁体温度分布
(高さ2m, $\Delta T=20$)

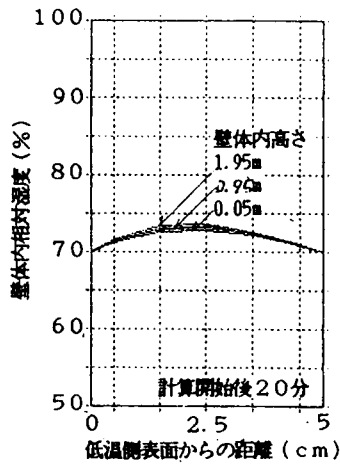


図5-12 壁体相対湿度分布
(高さ2m, $\Delta T=10$)

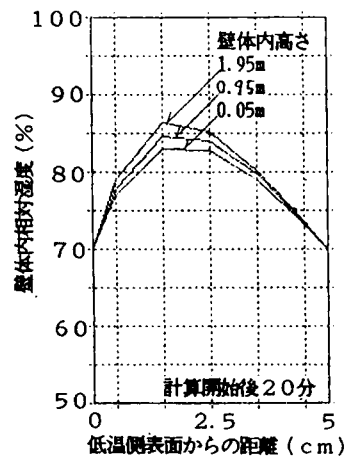


図5-13 壁体相対湿度分布
(高さ2m, $\Delta T=20$)

下部では1.41%の相対湿度減少が見られる。

ここで解析した高さ2mの壁体では、温度差を10度から20度に変えるとグラスウール内の対流性状は大きく変化することを定量的に示した。

温度差10度程度で生じる対流がグラスウール内の熱・湿気性状に及ぼす影響は小さい。

温度差の増大は壁体の熱・湿気性状に大きく影響することが予測されるが、20度の温度差では、対流により壁体上部の相対湿度が対流が生じない場合の計算結果より2%程度変化する。

表 5 - 1 定常状態の壁体内温度 (°C)

		壁体高さ0.5m	壁体高さ2m	壁体高さ4m
$\Delta T=10$ $\Delta P_v=779.1205$	壁体上部	15.0651	15.0641	15.0746
	壁体中央	15.0003	15.0002	15.0005
	壁体下部	14.9353	14.9368	14.9230
$\Delta T=20$ $\Delta P_v=1209.6259$	壁体上部	10.2581	10.2559	10.2781
	壁体中央	10.0008	10.0003	10.0009
	壁体下部	7.7429	9.7459	9.7170

表 5 - 2 定常状態の壁体内水蒸気分圧 (Pa)

		壁体高さ0.5m	壁体高さ2m	壁体高さ4m
$\Delta T=10$ $\Delta P_v=779.1205$	壁体上部	1258.098	1258.097	1258.159
	壁体中央	1247.583	1247.583	1247.786
	壁体下部	1237.097	1237.101	1237.020
$\Delta T=20$ $\Delta P_v=1209.6259$	壁体上部	1064.573	1064.571	1064.681
	壁体中央	1031.829	1031.825	1031.831
	壁体下部	999.2506	999.2563	999.1145

5-2-4 壁体の高さの影響^{53,54)}

壁体の高さを変えた場合について検討を行うため、図5-1に示す壁体の高さを2mの1/4である0.5mの高さの壁体と2倍の4m高さの壁体について検討した。

定常に達する時間は壁体高さを高くすると変化し、図5-17、5-18に示すとうり4mの壁体では $\Delta T=10$ で、大略30分たないと定常と見なせない。 $\Delta T=20$ の場合でも同様の変化をする。

図5-19、図5-20の0.5m高さの壁体は、2mの壁体と同様の变化をした。この結果は、定常に達する時間には壁体高さの影響が大きい事を示す。

図5-21、図5-22、図5-23、図5-24の水蒸気圧の時間変化についても温度変化と同様の性状を示す。

図5-25、図5-26は高さ4mの壁体内の速度分布を示す。

図5-25、 $\Delta T=10$ の場合、速度の最大値は上昇流側では、高さ2m近傍で $0.422 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ 、下降流側は4m高さ近傍で最大 $0.417 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ となった。

図5-26、 $\Delta T=20$ の場合では、上昇流側 $0.846 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ 、下降流側 $0.833 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ である。上昇流の最大値は高さ2mの壁体の結果より僅かに大きくなっている。高さ2mの壁体では見られた垂直

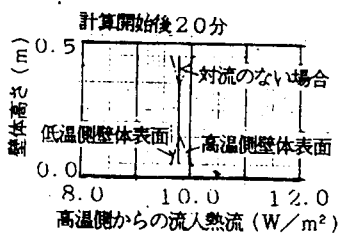


図5-14 壁体流入熱流
(壁体高さ0.5m、 $\Delta T=10$)

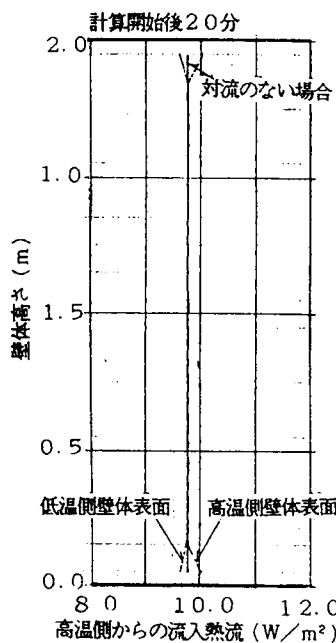


図5-15 壁体流入熱流
(壁体高さ2m、 $\Delta T=10$)

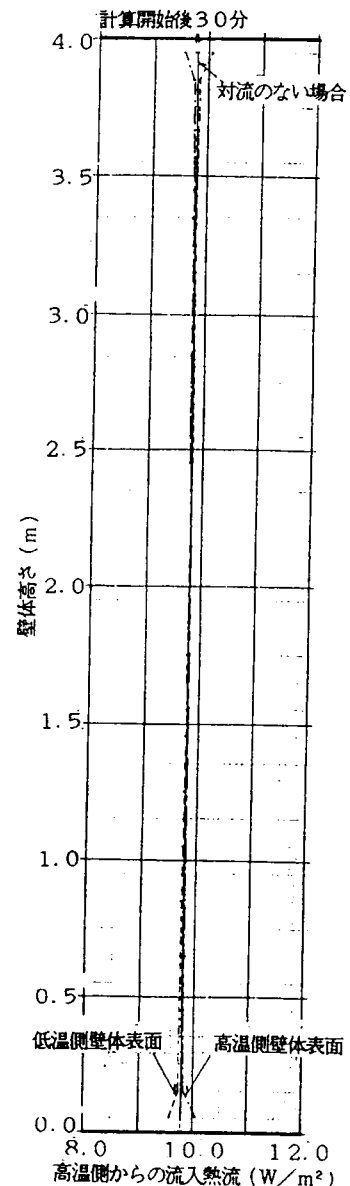


図5-16 壁体流入熱流
(壁体高さ4m、 $\Delta T=10$)

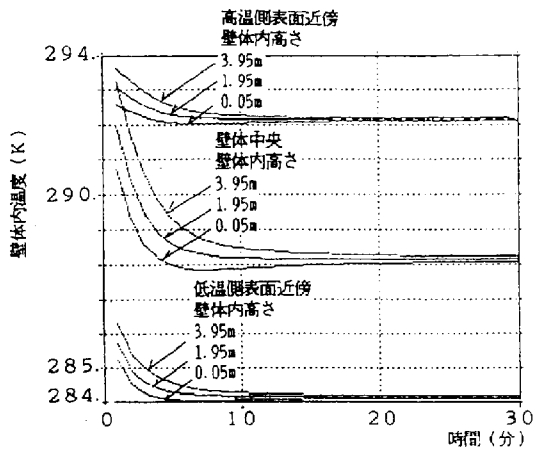


図5-17 壁体内温度の時間経過
(壁体高さ4m、 $\Delta T=10$)

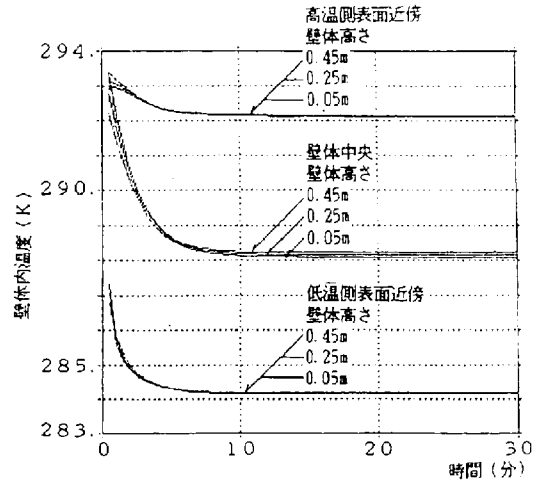


図5-19 壁体内温度の時間経過
(壁体高さ0.5m、 $\Delta T=10$)

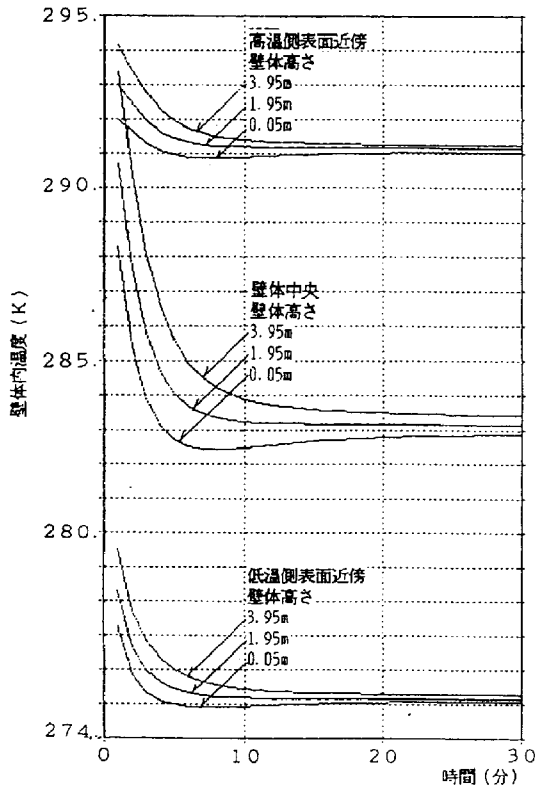


図5-18 壁体内温度の時間経過
(壁体高さ4m、 $\Delta T=20$)

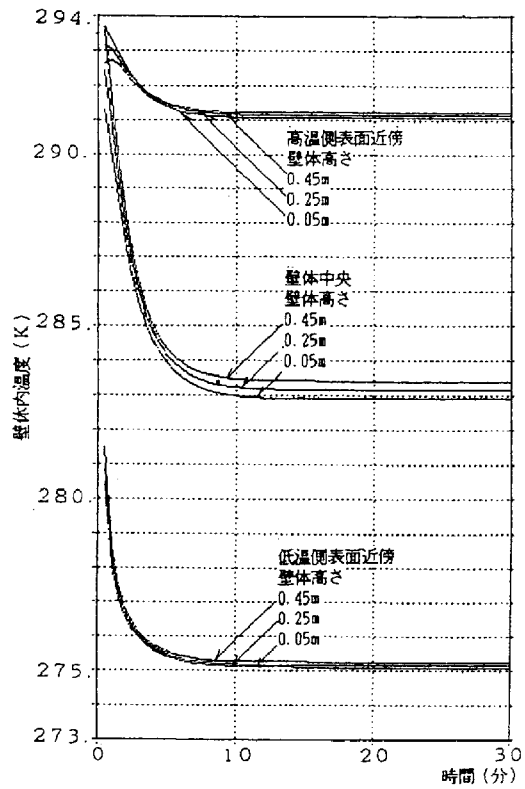


図5-20 壁体内温度の時間経過
(壁体高さ0.5m、 $\Delta T=20$)

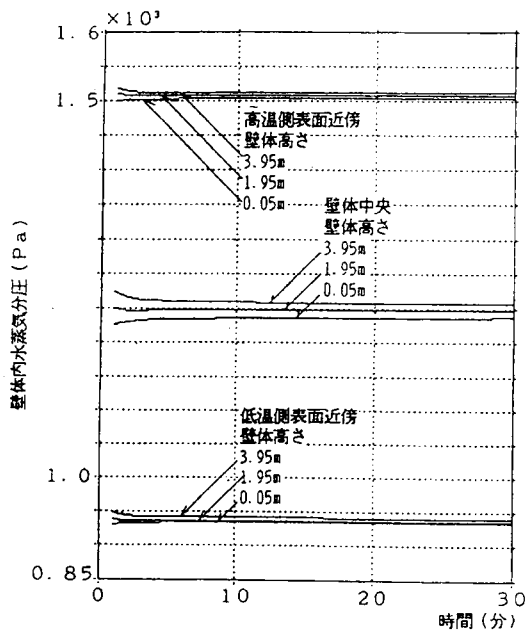


図5-21 壁体内水蒸気圧の時間経過
(壁体高さ4m, $\Delta T=10$)

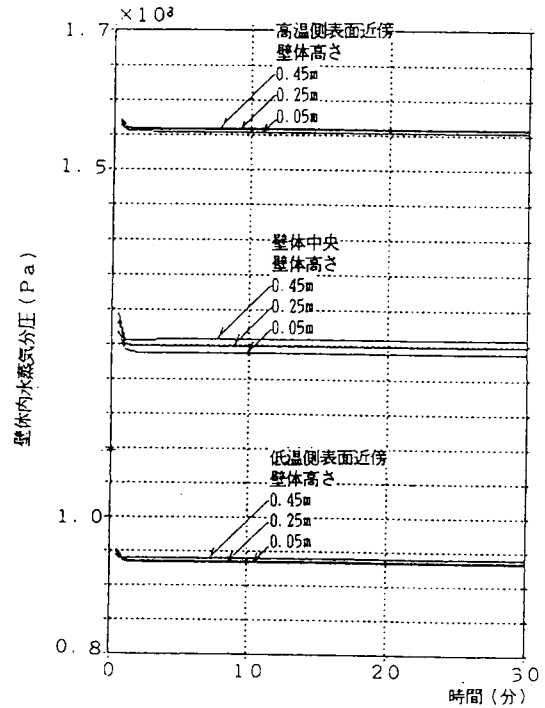


図5-23 壁体内水蒸気圧の時間経過
(壁体高さ0.5m, $\Delta T=10$)

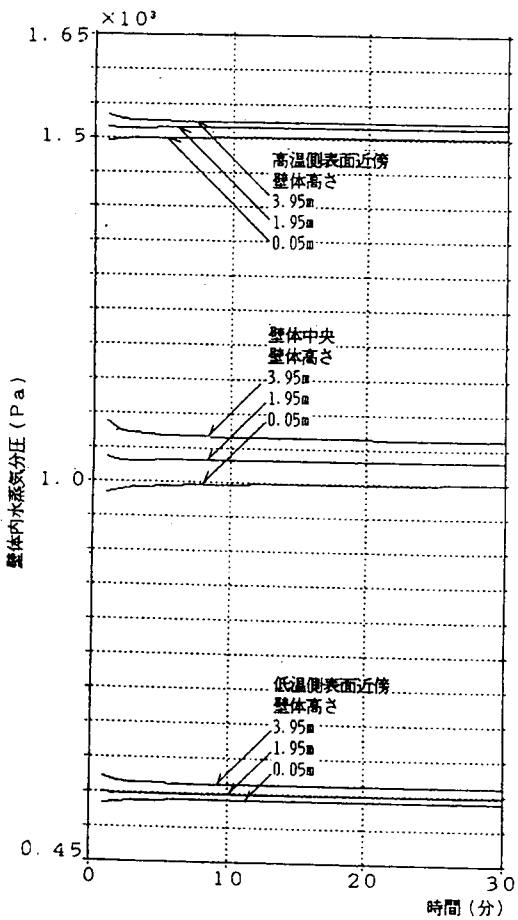


図5-22 壁体内水蒸気圧の時間経過
(壁体高さ4m, $\Delta T=20$)

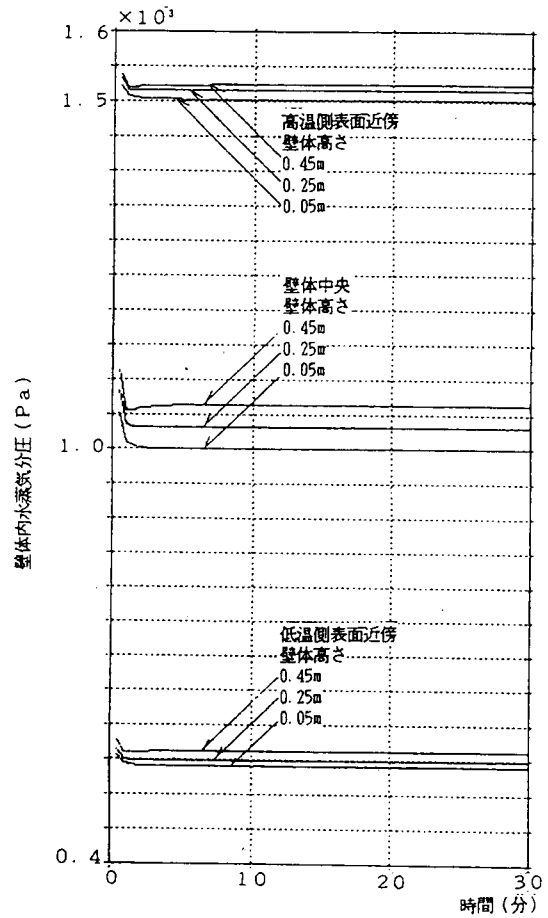


図5-24 壁体内水蒸気圧の時間経過
(壁体高さ0.5m, $\Delta T=20$)

方向流れの対称性は4mの壁体では見られない。水平方向速度では、断熱・断湿面近傍の流れが大きく、壁体内部の流れは小さい。

$\Delta T=10$ の場合壁体上部水平速度は、最大で $0.610 \times 10^{-4} \text{m/s}$ 、壁体底部では $0.610 \times 10^{-4} \text{m/s}$ となった。

$\Delta T=20$ の場合も同様、壁体上部で $1.221 \times 10^{-4} \text{m/s}$ 、底部で $1.221 \times 10^{-4} \text{m/s}$ となった。

図5-27、図5-28に示す高さ0.5mの壁体内の速度では、垂直方向速度最大は壁体の中央（高さ0.25m）で生じている。

図5-27、 $\Delta T=10$ の場合、上昇流側では $0.417 \times 10^{-3} \text{m/s}$ 、下降流側で $0.417 \times 10^{-3} \text{m/s}$ となった。

図5-28、 $\Delta T=20$ の場合では、上昇流側 $0.834 \times 10^{-3} \text{m/s}$ 、下降流側 $0.834 \times 10^{-3} \text{m/s}$ である。

この高さの壁体には垂直方向流れの対称性がみられる。

$\Delta T=10$ の場合壁体上部水平速度は、最大で $0.610 \times 10^{-4} \text{m/s}$ 、壁体底部では $0.610 \times 10^{-4} \text{m/s}$ となる。

$\Delta T=20$ の場合も同様、壁体上部で $1.221 \times 10^{-4} \text{m/s}$ 、底部で $1.221 \times 10^{-4} \text{m/s}$ となった。

図5-29、図5-30に壁体高さ4mの場合の定常状態温度分布を示す。

図5-29、 $\Delta T=10$ の場合で上下温度差0.15度、図5-30、 $\Delta T=20$ の場合で0.56度となり、2m高さの壁体の結果より10%程度温度差が大きくなった。

図5-31、図5-32と表5-1に示す壁体高さ0.5mの場合の定常状態温度分布が示すとうり、図5-31の $\Delta T=10$ の場合で上下温度差0.13度、図5-32の $\Delta T=20$ の場合で0.52度となり、2m高さの壁体の結果とほぼ同じとなった。

図5-14に0.5m高さ、図5-16に4m高さ壁体の定常状態の熱流分布（ $\Delta T=10$ ）を示す。壁体の形状が熱流分布にやや影響しているのが読み取れる。

図示していないが $\Delta T=20$ でも同様の結果となった。

4m高さの壁体の平均熱流は対流のない場合の結果に良く一致し、0.5mの壁体では、ほぼ一致している。

図5-33、図5-34には壁体高さ4mの場合の定常状態の水蒸気分圧分布を示す。

壁体上下水蒸気圧差は表3-2に示されるとおり、図5-33、 $\Delta T=10$ で21.14Pa、図5-

34、 $\Delta T=20$ で65.56Paとなった。

図5-35、図5-36と表3-2に示されるとうり壁体高さ0.5mの場合、壁体上下水蒸気圧差は図5-35、 $\Delta T=10$ で21.0Pa、図5-36、 $\Delta T=20$ で65.32Paとなった。

図5-37、図5-38、図5-39、図5-40は相对湿度分布である。

分布の性状としては高さ2m（図5-12、図5-13）の壁体と図5-37、図5-38の高さ0.5m壁体は同様の変化を示している。

図5-39、図5-40に示す高さが4mの壁体では、何れの温度差の場合でも相对湿度の壁体上下部分での差は小さくなっている。

以上の結果から、この壁体の対流性状については、高さ2mと0.5mでは顕著な差はなく、4mの高さで対流性状の違いが僅かではあるが現れる。

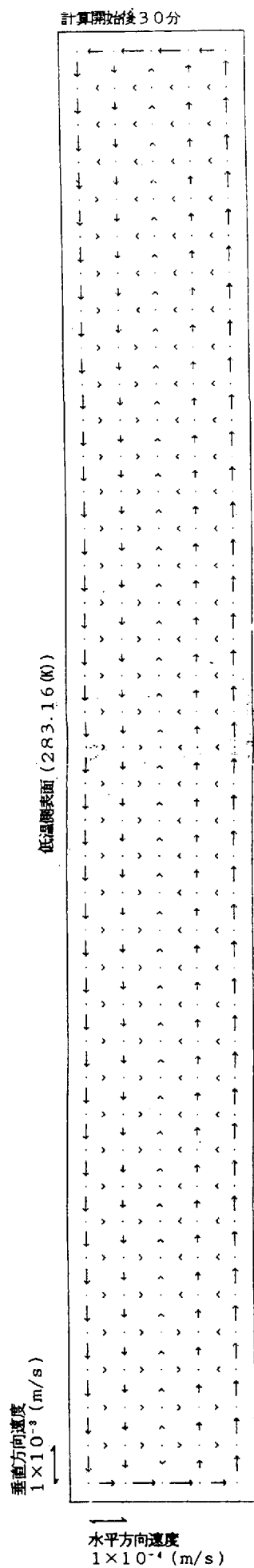


図5-25 壁体速度分布
(高さ4m、 $\Delta T=10$)

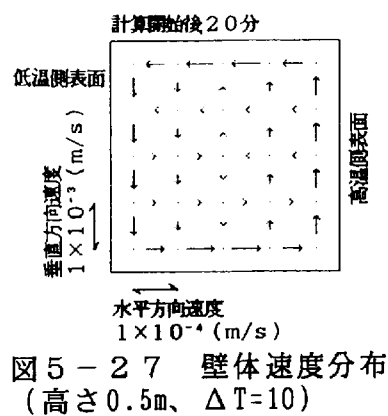


図5-27 壁体速度分布
(高さ0.5m、 $\Delta T=10$)

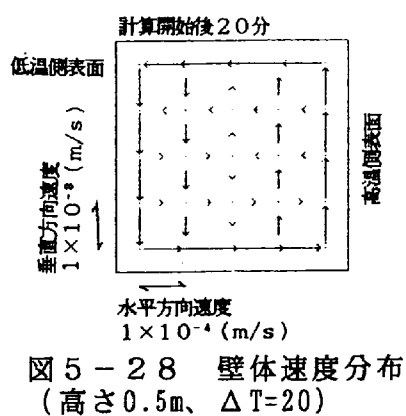


図5-28 壁体速度分布
(高さ0.5m、 $\Delta T=20$)

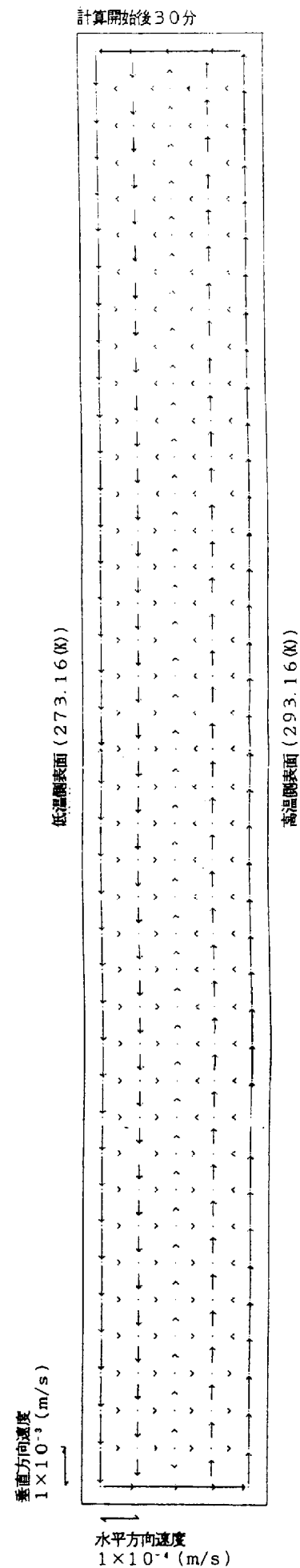


図5-26 壁体速度分布
(高さ4m、 $\Delta T=20$)

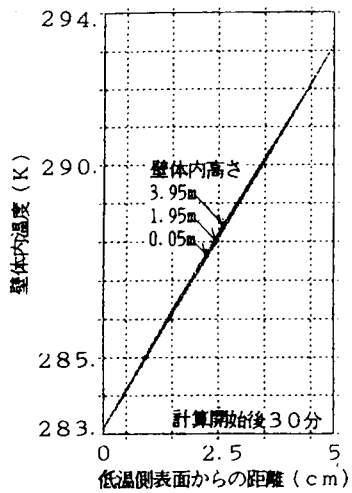


図5-29 壁体温度分布
(高さ4m, $\Delta T=10$)

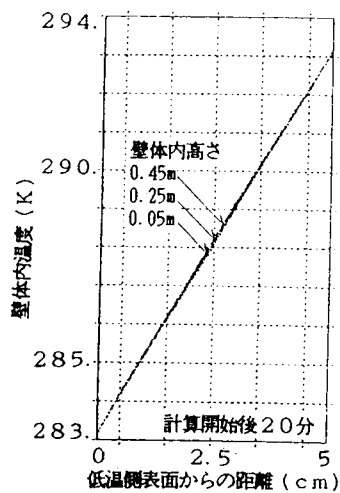


図5-31 壁体温度分布
(高さ0.5m, $\Delta T=10$)

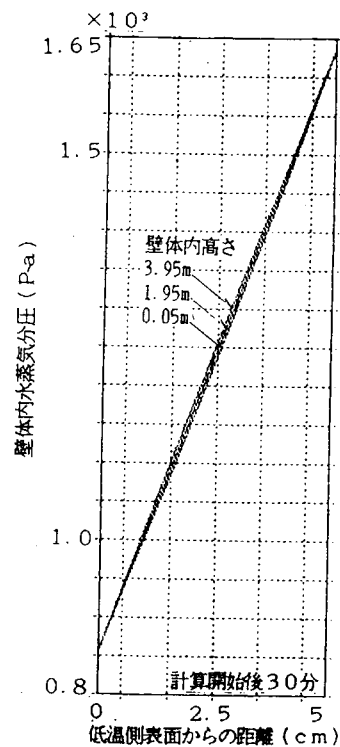


図5-33 壁体水蒸気圧分布
(高さ4m, $\Delta T=10$)

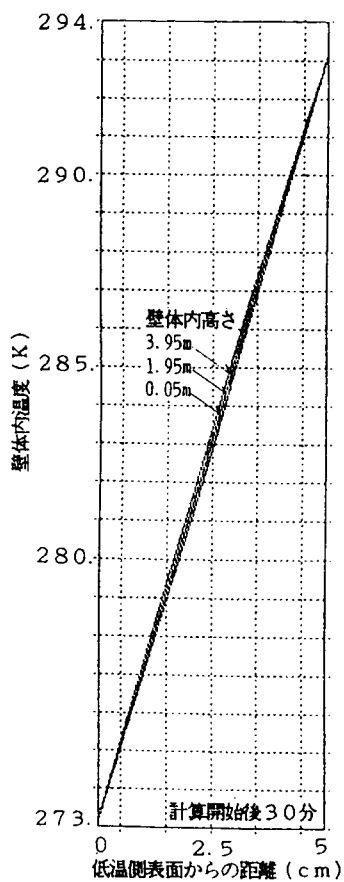


図5-30 壁体温度分布
(高さ4m, $\Delta T=20$)

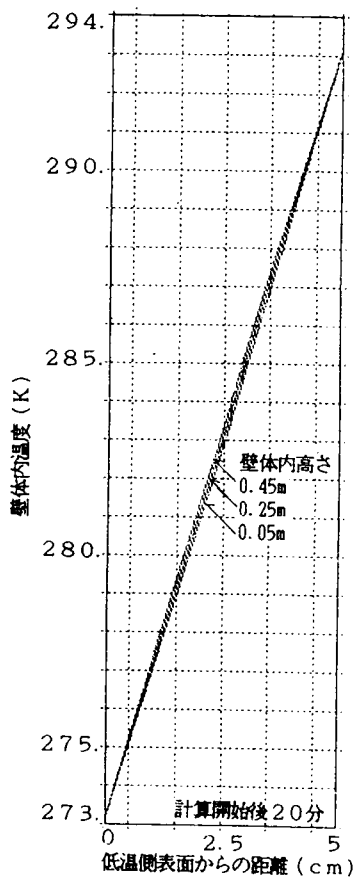


図5-32 壁体温度分布
(高さ0.5m, $\Delta T=20$)

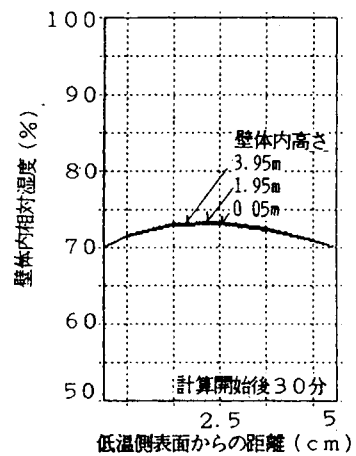


図5-37 壁体相对湿度分布
(高さ4m, $\Delta T=10$)

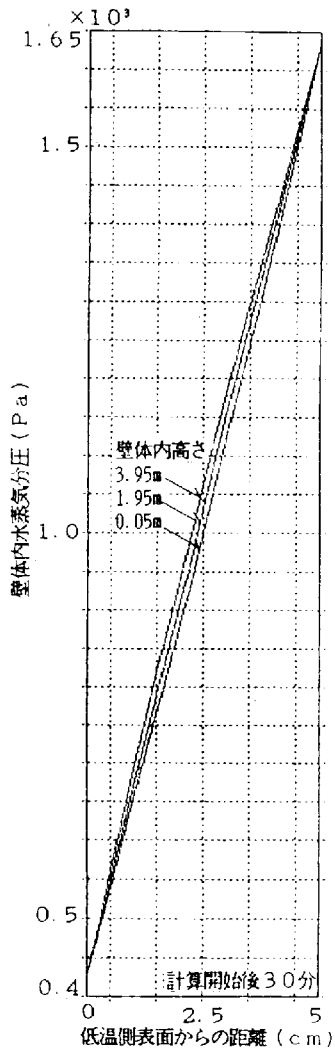


図5-34 壁体水蒸気圧分布
(高さ4m, $\Delta T=20$)

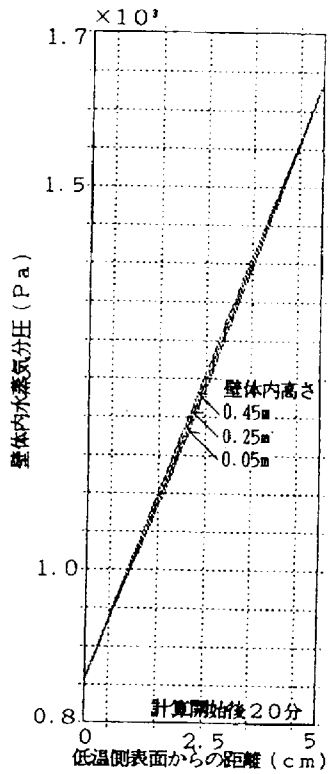


図5-35 壁体水蒸気圧分布
(高さ0.5m, $\Delta T=10$)

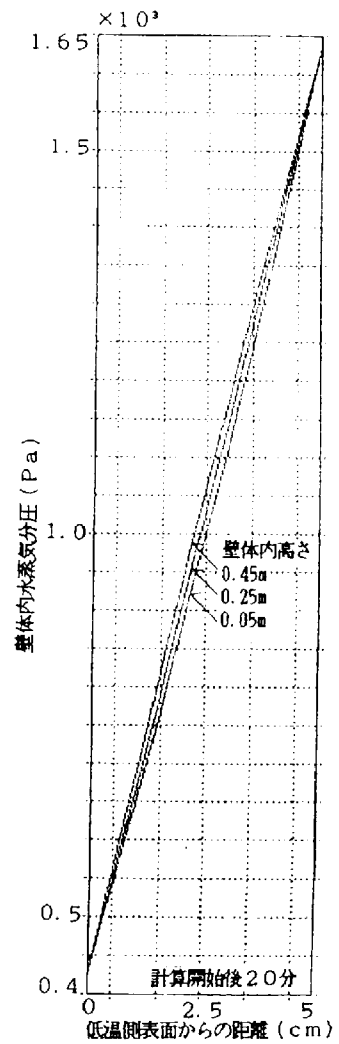


図5-36 壁体水蒸気圧分布
(高さ0.5m, $\Delta T=20$)

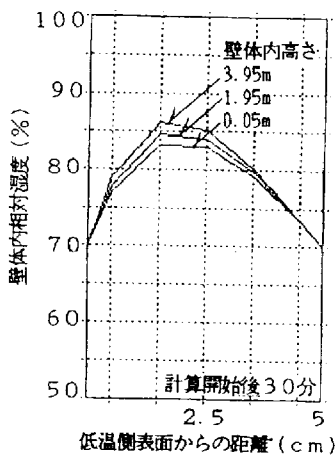


図5-38 壁体相対湿度分布
(高さ4m, $\Delta T=20$)

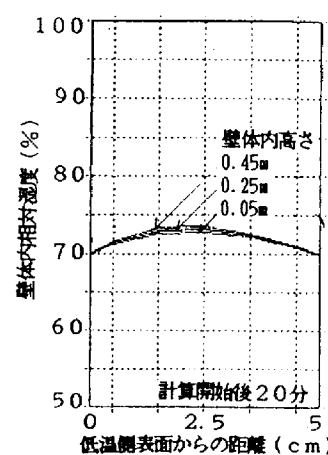


図5-39 壁体相対湿度分布
(高さ0.5m, $\Delta T=10$)

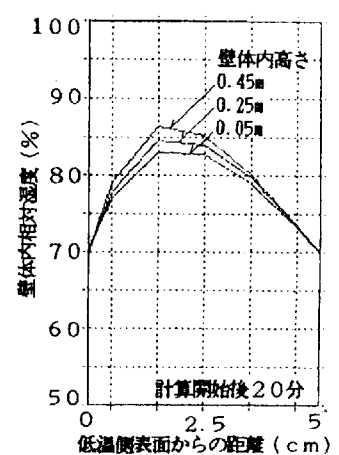


図5-40 壁体相対湿度分布
(高さ0.5m, $\Delta T=20$)

5-2-5 材料透気率の影響⁵⁵⁾

つぎに、壁体内の流れの性状に特に影響が大きいと言われる透気率の壁体の対流性状への影響を検討する。

計算対象は図5-1に示す構造の壁体で、高さ2mと0.5mの場合について検討した。

壁体の透気率 $4.52 \times 10^{-8} \text{m}^2 \text{ }^{51)}$ を基準（この場合をkaと略称する）とし、単純に透気率を2倍（ka×2と略称する）、10倍（ka×10と略称する）とした場合について計算を行った。

ここで用いた基準透気率は測定結果⁵²⁾にも示されるとおり、断熱材の最大透気率に近い値である。ゆえに、ここで行うような単純な透気率10倍と言うような値は現実には考えにくいだが、透気率と流れの場の関係を把握するために極端な値を用いる事とする。

透気率を大きくした場合、時間分割は $\Delta t=0.001$ (s) で安定した解が得られた。

また、壁体内対流性状と対流による熱、湿気性状を無次元数により整理し、その特性把握も試みる。

導出した無次元化した基礎式を以下に示す

【水分収支】

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{P}_v}{\partial t} = & -Cl \cdot \left(A \cdot \frac{\partial (P_e + \bar{P}_v) \cdot \bar{V}_{avx}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial (P_e + \bar{P}_v) \cdot \bar{V}_{avy}}{\partial \bar{y}} \right) \\ & + \frac{1}{\Phi} \cdot \frac{1}{L_e} \left(A \cdot \frac{\partial^2 \bar{P}_v}{\partial \bar{x}^2} + \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial^2 \bar{P}_v}{\partial \bar{y}^2} \right) \end{aligned} \quad (A1)$$

ここで

$$\begin{aligned} cp &= cp_s \cdot \rho_s + cp_{av} \cdot \rho_{av} \quad , \quad Cl = \frac{cp}{cp_{av} \cdot \rho_{av}} \\ L_e &= \frac{\lambda}{R_v \cdot T \cdot k_p} \quad , \quad Pe = \frac{P_{vc}}{\Delta P_v} \end{aligned}$$

【熱収支】

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = & -\Phi \cdot A \cdot \frac{\partial (T_e + \bar{T}) \cdot \bar{V}_{avx}}{\partial \bar{x}} - \Phi \cdot \frac{\partial (T_e + \bar{T}) \cdot \bar{V}_{avy}}{\partial \bar{y}} \\ & + A \cdot \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{y}^2} \end{aligned} \quad (A2)$$

ここで

$$T_e = \frac{T_c}{\Delta T}$$

【湿り空気収支式】

$$\frac{\partial \bar{P}_{av}}{\partial t} = -C3 \cdot \left(A \cdot \frac{\partial \bar{V}_{avx}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}_{avy}}{\partial y} \right) \quad (A3)$$

ここで

$$C3 = \frac{R_v \cdot T \cdot k_a \cdot \rho_{av}}{\lambda} \quad , \quad k_a = \frac{K}{\Phi}$$

【運動方程式】（材料内平均速度）

$$\bar{V}_{avx} = -\frac{\partial \bar{P}_{av}}{\partial x} \quad , \quad \bar{V}_{avy} = -\frac{l}{A} \cdot \frac{\partial \bar{P}_{av}}{\partial y} + R_a^* \cdot \bar{T} \quad (A4)$$

ここで

$$R_a^* = \frac{d \cdot k_a \cdot \rho_{av} \cdot \beta \cdot g \cdot \Delta T}{\lambda} \quad , \quad k_a = \frac{K}{\Phi}$$

$$\bar{T} = \frac{(T - T_c)}{\Delta T} \quad ; \quad \Delta T = T_h - T_c \quad , \quad \bar{P}_v = \frac{(P_v - P_{vc})}{\Delta P_v} \quad ; \quad \Delta P_v = P_{vh} - P_{vc}$$

$$\bar{P}_{av} = \frac{k_a \cdot c p_{av} \cdot \rho_{av} \cdot P_{av}}{\lambda} \quad , \quad \bar{V}_{avi} = \frac{d \cdot c p_{av} \cdot \rho_{av} \cdot V_{avi}}{\lambda} \quad (i; x \text{ or } y)$$

$$\bar{x} = \frac{x}{d} \quad , \quad \bar{y} = \frac{y}{d} \quad , \quad \bar{t} = \frac{\lambda \cdot t}{c p \cdot l \cdot d} \quad , \quad A = \frac{l}{d}$$

T_c : 低温側表面温度 (K)

T_h : 高温側表面温度 (K)

P_{vc} : 低温側表面水蒸気圧 (Pa)

P_{vh} : 高温側表面水蒸気圧 (Pa)

x, y : 長さ { d : 壁体厚さ、 l : 壁体高さ } (m)

A : aspect比

この節で用いた計算条件は、式(A1)～(A4)に示す無次元基礎式の各無次元数が以下の場合に相当する。

$C1$ 、 Le 、 Pe 、 Te は一定値。

aspect比（これ以降Aと略称する） $A=40$ の場合で

$$\textcircled{1} Ra^* \doteq 2.6 \text{ (ka)}$$

$$C3 \doteq 1.8 \times 10^9$$

② $Ra^* \doteq 5.2 (ka \times 2)$ $C3 \doteq 3.6 \times 10^8$

③ $Ra^* \doteq 26.2 (ka \times 10)$ $C3 \doteq 1.8 \times 10^9$

の3種類の計算を行ったこととなる。

A=10で

① $Ra^* \doteq 2.6 (ka)$ $C3 \doteq 1.8 \times 10^8$

② $Ra^* \doteq 26.2 (ka \times 10)$ $C3 \doteq 1.8 \times 10^9$

の計算を行ったこととなる。

図5-41、図5-42、図5-43の温度及び図5-44、図5-45、図5-46水蒸気分圧の時間経過より、どの計算条件でも計算開始後20分程度で定常状態と見なせる。

2m高さの壁体内速度分布性状は、図5-47に示す $ka \times 2$ の場合 ($Ra^*=5.2$) で前節の基準透気率の場合 (図5-7) と同様で、壁体底部で速度 $0.165 \times 10^{-2} \text{m/s}$ で上昇しはじ

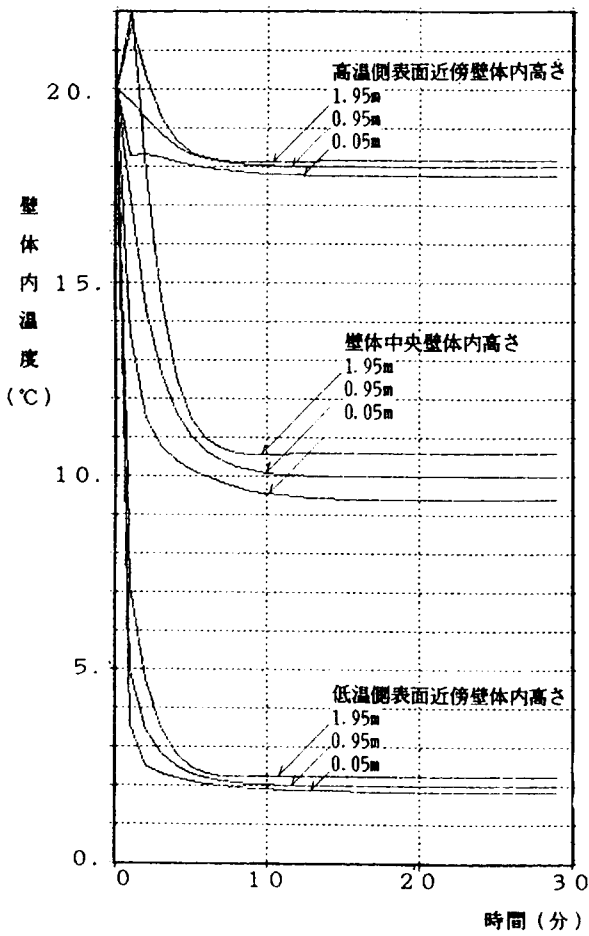


図5-41 壁体内温度の時間経過
(壁体高さ2m、 $\Delta T=20$ 、透気率2倍)

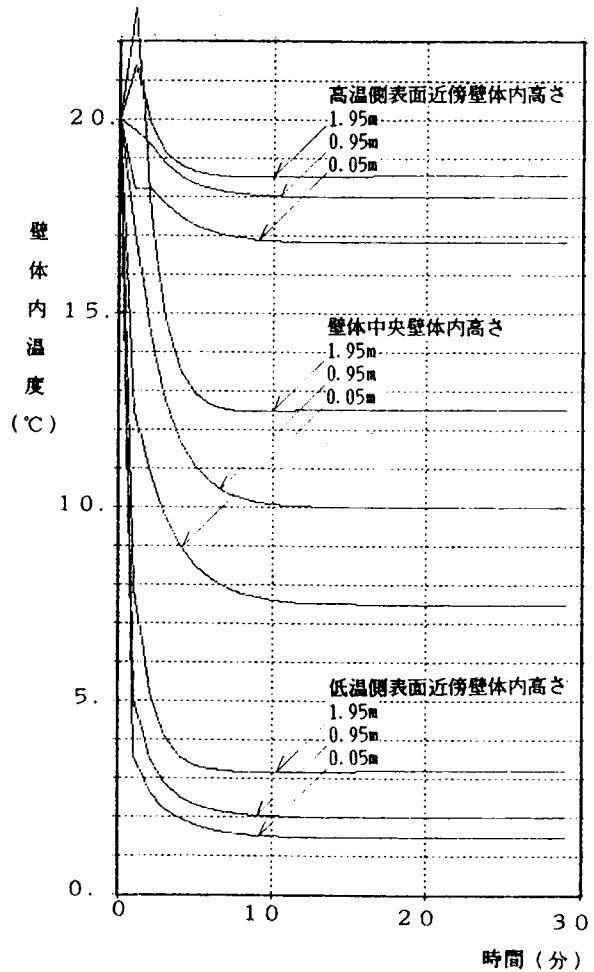


図5-42 壁体内温度の時間経過
(壁体高さ2m、 $\Delta T=20$ 、透気率10倍)

め、1.65m近傍で最大速度 $0.167 \times 10^{-2} \text{m/s}$ (ka で $0.835 \times 10^{-3} \text{m/s}$)となり、壁体上部で最小 $0.160 \times 10^{-2} \text{m/s}$ (ka で $0.809 \times 10^{-3} \text{m/s}$)となる。下降流では上昇流と対称となる。

図5-48に示す $ka \times 10$ ($Ra^*=26.2$)の場合では、上昇流速は壁体底部で最大 $0.844 \times 10^{-2} \text{m/s}$ で、上昇するにつれ速度は減少し、壁体上部で最小 $0.747 \times 10^{-2} \text{m/s}$ となった。

図5-49に示す壁体高さ0.5m ($A=10$)、 $ka \times 10$ の場合 ($Ra^*=26.2$)の速度分布性状は2m高さ壁体 (図5-48)と同様である。

図5-50の $\bar{x} = 0.9$ 、 $\bar{y} = 0.4$ での $\bar{V}_{a,v,y}$ と Ra^* の関係に示されるように、 A が10と40の場合でほぼ同一の直線になった。透気率の変化に応ずる Ra^* 数と速度 $\bar{V}_{a,v,y}$ の関係には A

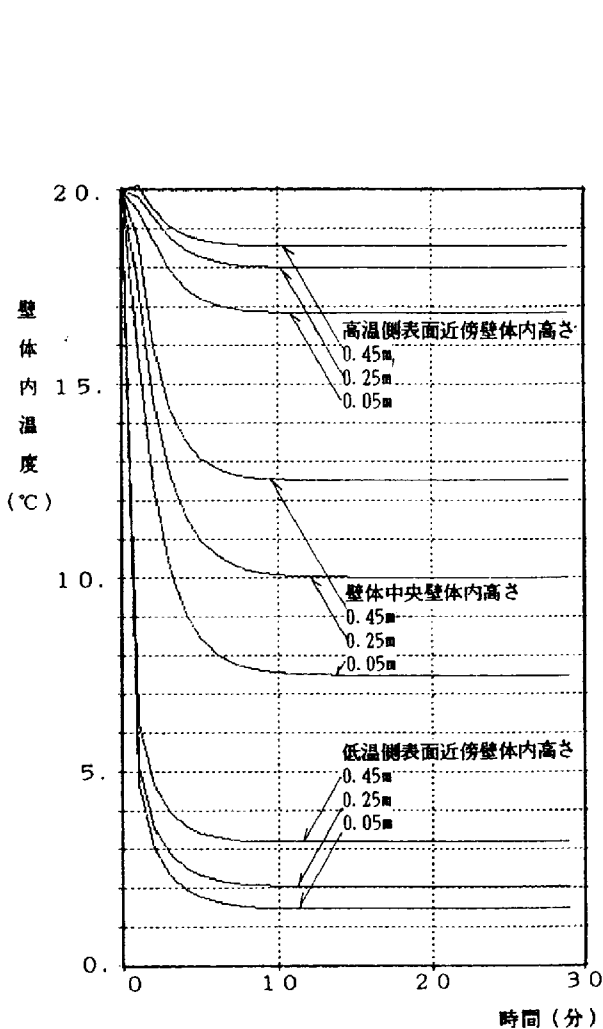


図5-43 壁体内温度の時間経過
(壁体高さ0.5m、 $\Delta T=20$ 、透気率10倍)

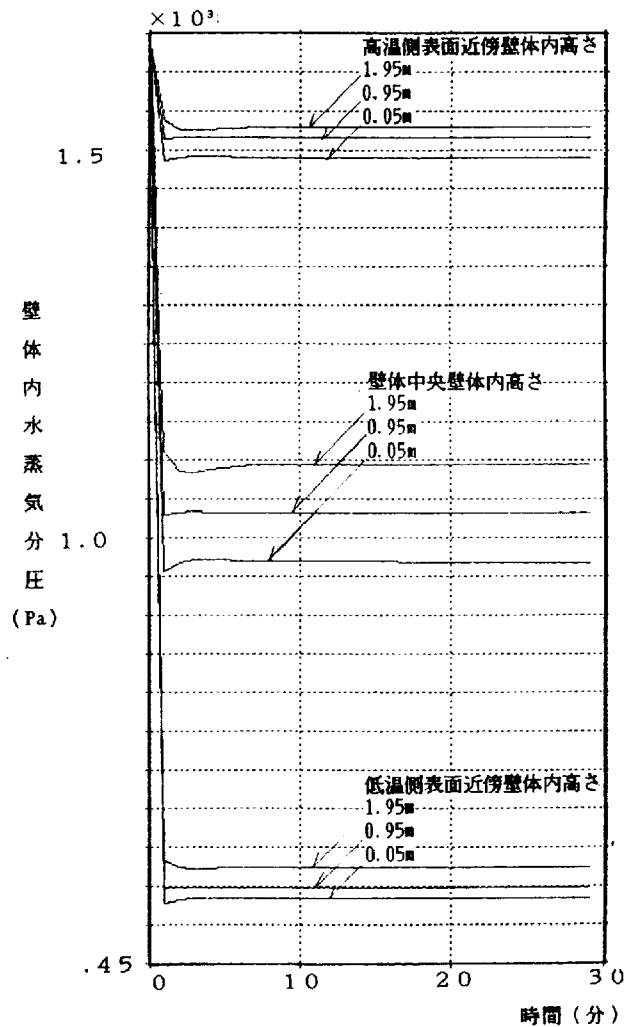


図5-44 壁体内水蒸気圧の時間経過
(壁体高さ2m、 $\Delta T=20$ 、透気率2倍)

が10と40での差はみられない。

水平方向速度は、 $ka \times 2$ の壁体で、 ka の計算結果のほぼ2倍、 $ka \times 10$ では ka のほぼ10倍となっている。壁体内部の水平速度は $ka \times 10$ で上下境界近傍で $1 \times 10^{-5} \text{ m/s}$ より大きくなるがほとんどの場所で ka の場合と同様 $1 \times 10^{-5} \text{ m/s}$ 以下である。

壁体内温度分布では、壁体表面から2.5cmでの垂直方向温度分布を見ると、図5-9に示す壁体高さ2mで、前節の ka ($Ra^*=2.6$)では上下温度差は0.51度であったが、図5-51に示す $ka \times 2$ ($Ra^*=5.2$)では1.21度、図5-52の $ka \times 10$ ($Ra^*=26.2$)では4.72度となった。

ka ($Ra^*=2.6$) や $ka \times 2$ ($Ra^*=5.2$) の場合では上下温度分布はほぼ対称となったが、

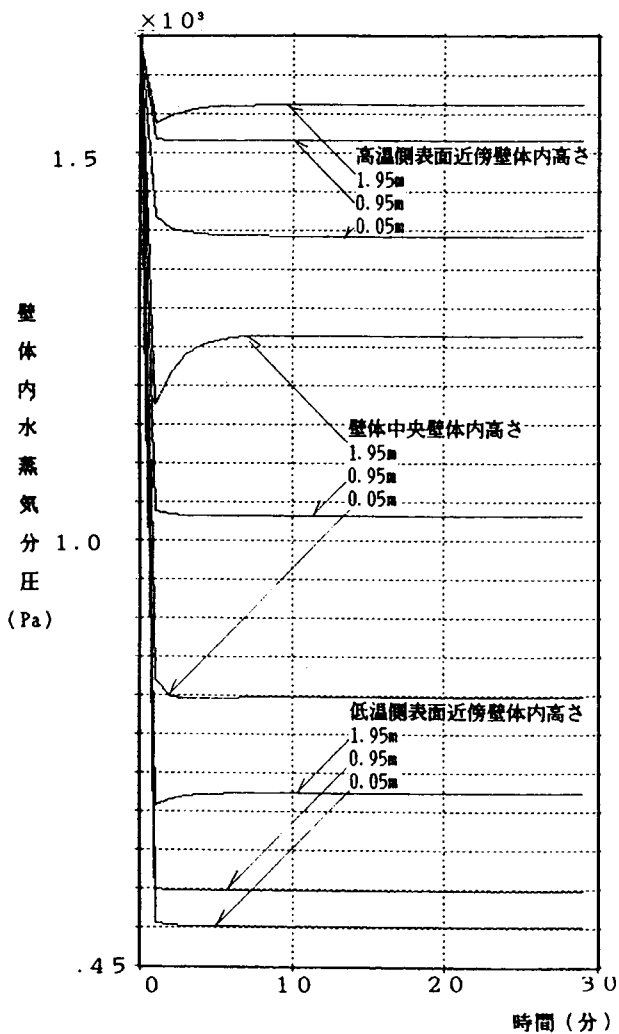


図5-45 壁体内水蒸気圧の時間経過
(壁体高2m、 $\Delta T=20$ 、透気率10倍)

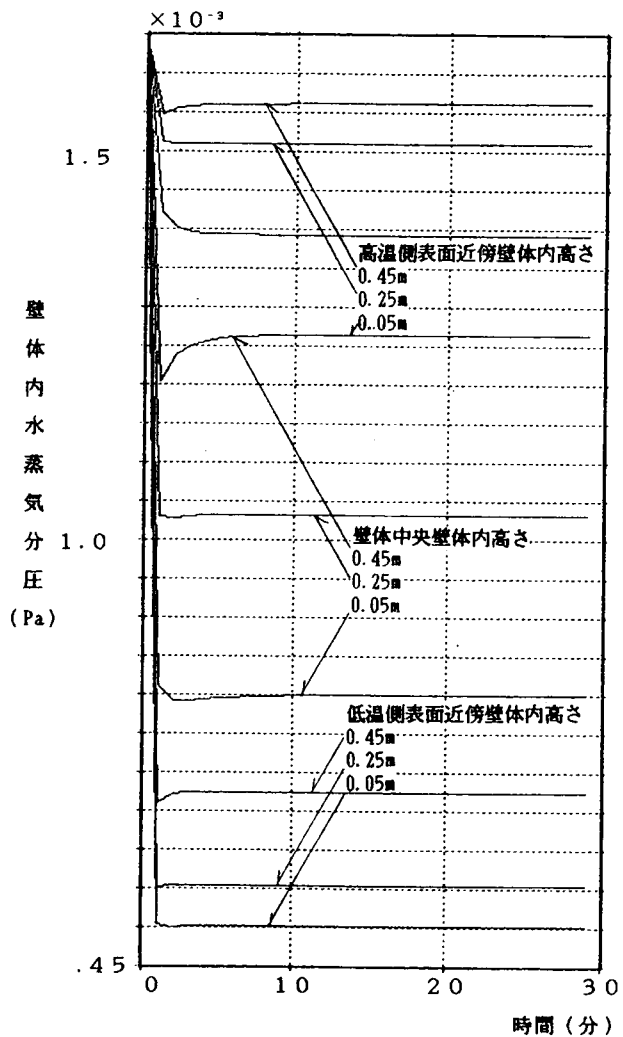


図5-46 壁体内水蒸気圧の時間経過
(壁体高さ0.5m、 $\Delta T=20$ 、透気率10倍)

ka×10の場合 (Ra*=26.2) では壁体上部の温度上昇が小さく、対流の無い場合との差は2.21度に対し壁体底部では2.51度である。

壁体高さ0.5m (A=10、Ra*=26.2) では、ka (Ra*=2.6) の場合と同様対称で図5-32での0.52度の上下温度差に対し、図5-53に示すka×10 (Ra*=26.2) で5.02度差となった。

ka×10では、壁体の高さが壁体上部の温度分布に影響し、0.5m壁体 (A=10、Ra*=26.2) では2.51度対流の無い場合より上昇するのに対し、2m壁体 (A=40、Ra*=26.2) では2.21度の上昇である。

図5-54に $\bar{x} = 0.5$ での高さ方向の無次元温度差を示した。

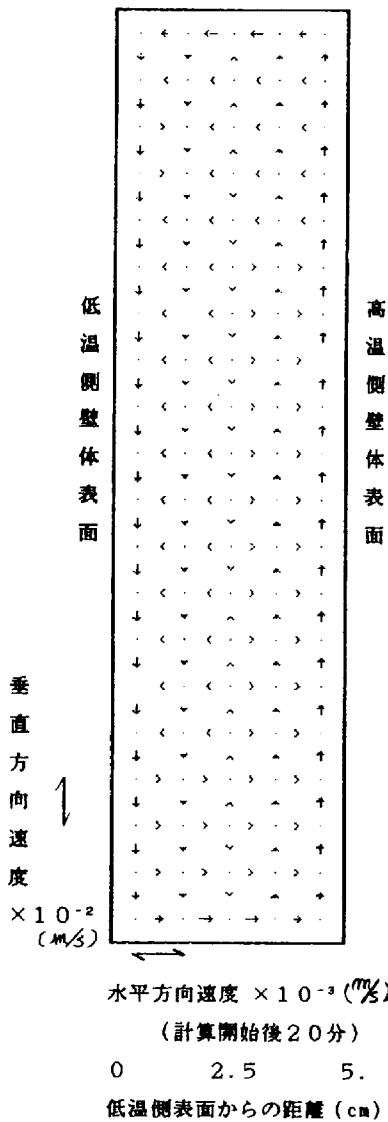


図5-47 壁体速度分布
(高さ2m、 $\Delta T=20$ 、透気率2倍)

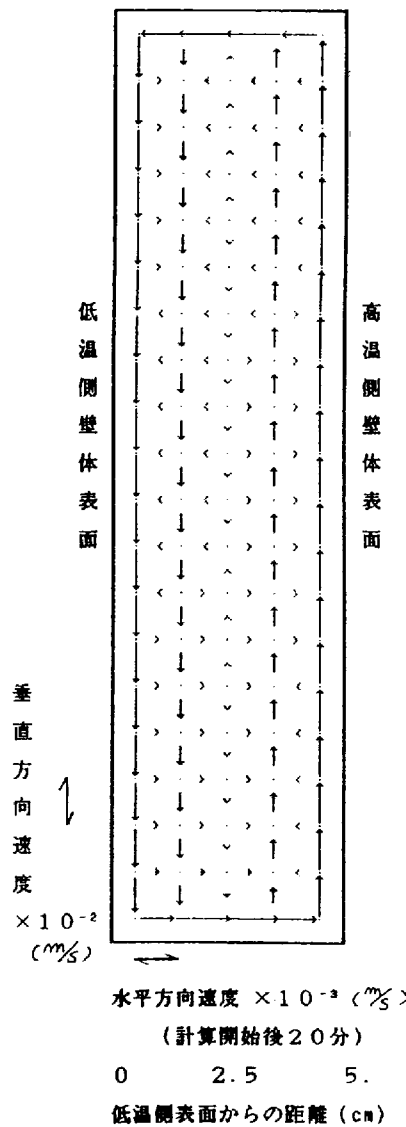


図5-48 壁体速度分布
(高さ2m、 $\Delta T=20$ 、透気率10倍)

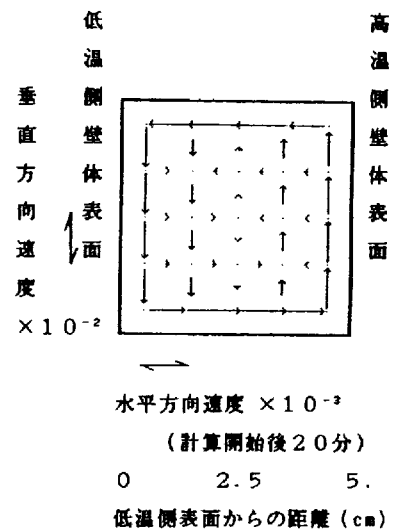


図5-49 壁体速度分布
(高さ0.5m、 $\Delta T=20$ 、透気率10倍)

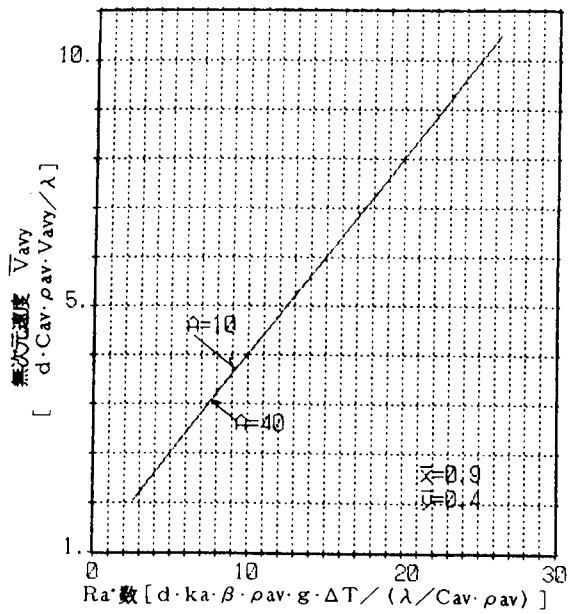


図5-50 Ra^* - 無次元速度関係

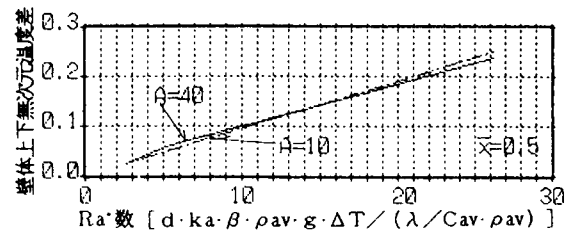


図5-54 Ra^* - 無次元温度関係

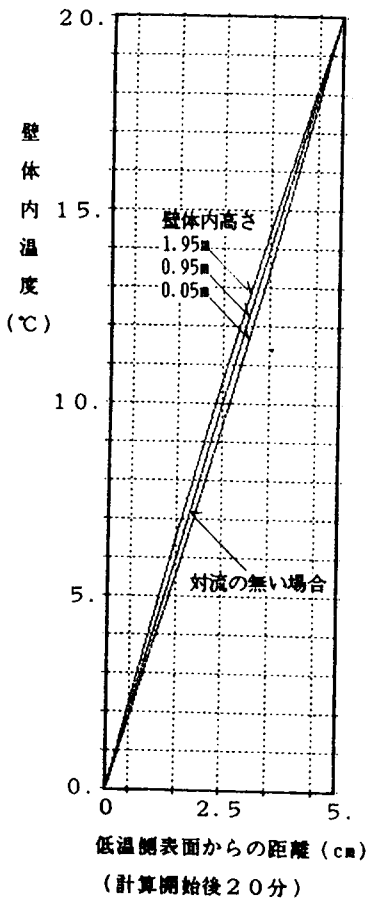


図5-51 壁体温度分布
(高さ2m, $\Delta T=20$, 透気率2倍)

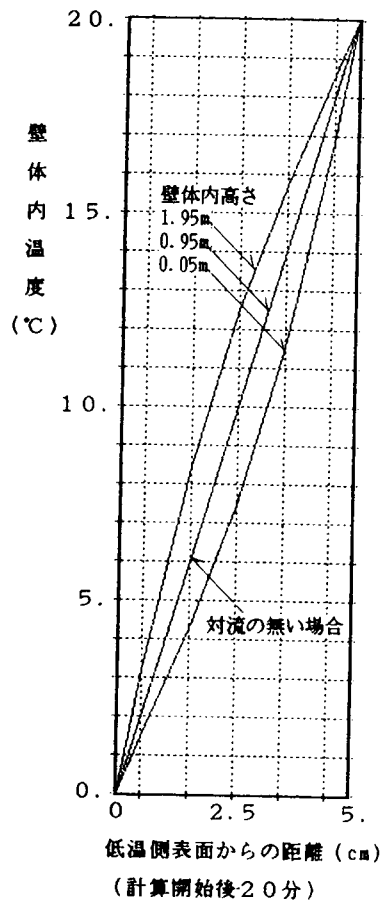


図5-52 壁体温度分布
(高さ2m, $\Delta T=20$, 透気率10倍)

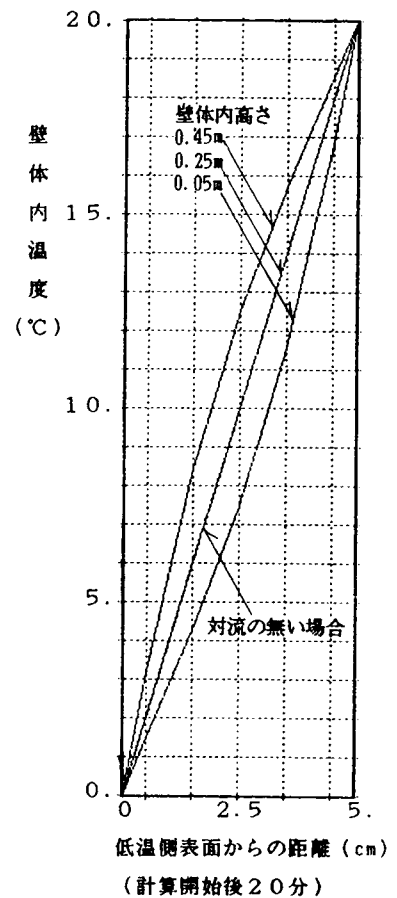


図5-53 壁体温度分布
(高さ0.5m, $\Delta T=20$, 透気率10倍)

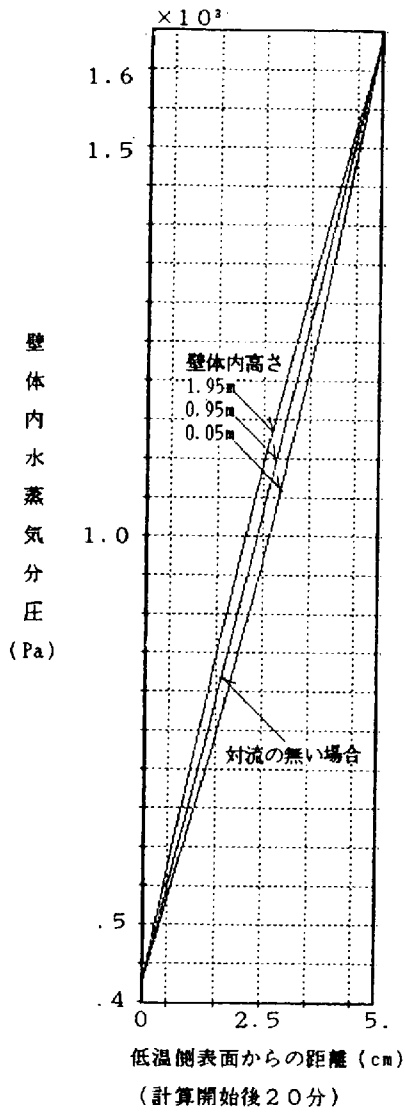


図5-55 壁体水蒸気圧分布
(高さ2m, $\Delta T=20$, 透気率2倍)

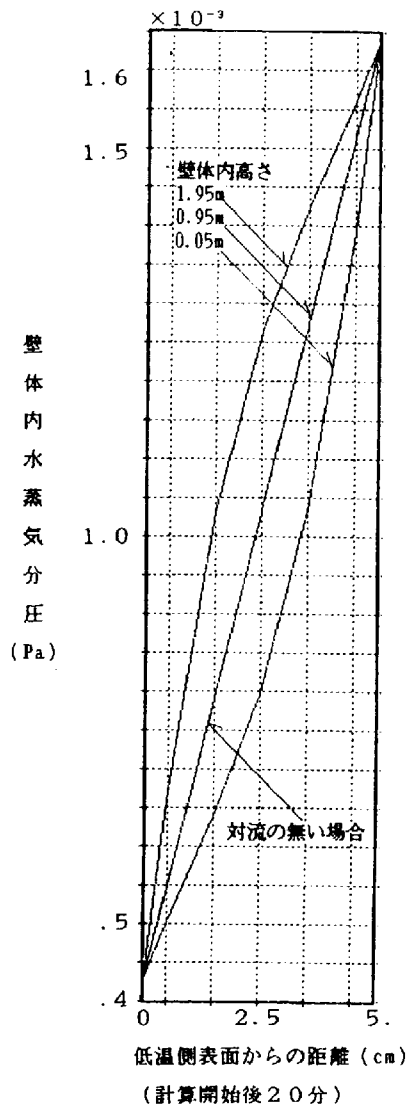


図5-56 壁体水蒸気圧分布
(高さ2m, $\Delta T=20$, 透気率10倍)

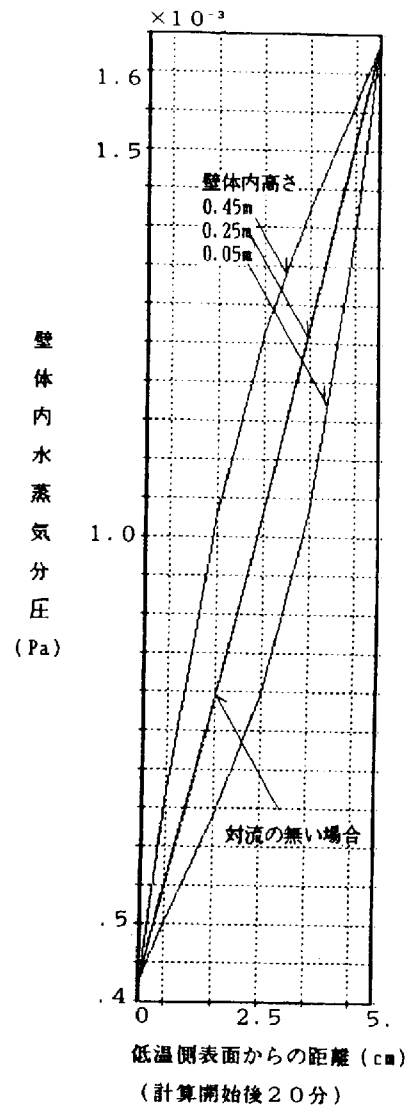


図5-57 壁体水蒸気圧分布
(高さ0.5m, $\Delta T=20$, 透気率10倍)

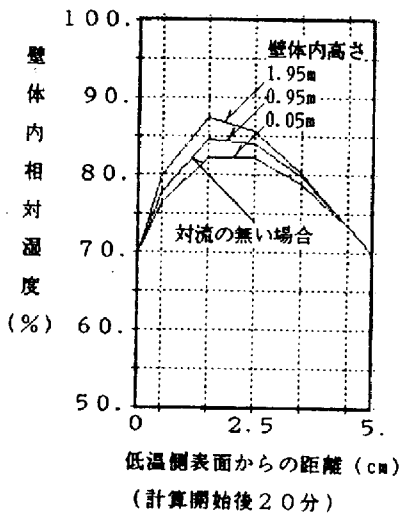


図5-58 壁体相対湿度分布
(高さ2m, $\Delta T=20$, 透気率2倍)

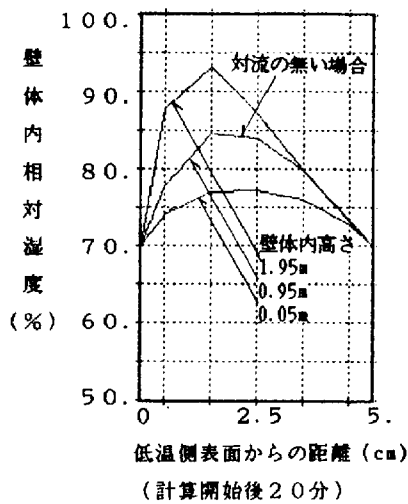


図5-59 壁体相対湿度分布
(高さ2m, $\Delta T=20$, 透気率10倍)

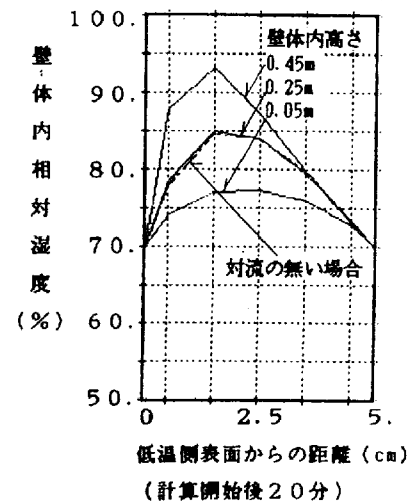


図5-60 壁体相対湿度分布
(高さ0.5m, $\Delta T=20$, 透気率10倍)

壁体内温度分布にはaspect比Aの影響が大きく、Aが小さいほどRa*数の増加にともなう温度差は大きくなる。

図5-55、図5-56、図5-57に示す壁体表面から2.5cmでの垂直方向水蒸気分圧分布を見ると、何れの透気率、何れの高さでも上下水蒸気分圧分布はほぼ対称であり、壁体高さによる分布の違いも顕著ではない。

図5-58、図5-59、図5-60に相対湿度の分布を示す。

何れの計算条件の場合でも壁体高さ方向中央での相対湿度分布は純伝導の結果によく一致している。

先に示したごとくkaでは対流による結果への影響は3%程度であるのに対し、図5-58のka×2では6%、図5-56のka×10では23%となった。

相対湿度の最大値の生じる低温側壁体表面から1.5cmでの相対湿度分布を見ると、図5-13で示したkaで最大86.32%、図5-58のka×2で87.37%となり、結果にはそれほど大きな差は無かった。

しかし、ka×10では図5-59の2m壁体で壁体上部相対湿度が93.24%まで増加し、図5-60の0.5m壁体では93.21%に増加し対流の無い場合の85.54%比較して大きな値となり、結露の危険性が増す結果となった。

相対湿度分布には、何れの透気率でも2mと0.5mの壁体の高さによる差は顕著には見られなかった。

図5-61に示す2m壁体、図5-62に示す0.5m壁体の表面熱流の分布性状では、対流による影響は壁体上下断熱・断湿境界近傍でみられるが、ここを除けば、壁体表面熱流はほぼ一様で、その値は対流の無い場合に大略一致する。

平均熱流については、図5-61に示すka×2 (Ra*=5.2) で対流の無い場合とほぼ等しく、ka×10 (Ra*=26.2) で対流の無い場合 (19.28 W/m²) に比べ2%増加した。

図5-62に示す壁体高さ0.5mでka×10場合 (A=10、Ra*=26.2) では、平均熱流は対流の無い場合に比べ8%増加となり、対流の影響が明らかである。

図5-63、図5-64の水分 (水蒸気) 流についても熱流と同様の傾向を示し、壁体平均水分 (水蒸気) 流への壁体高さの影響は熱流に比べやや大きい。

ka×10の場合、図5-63に示す壁体高さ2mの場合 (A=40、Ra*=26.2) で、対流の無い場合 (4.16×10⁻⁶ kg/m²·s) の4%の平均水分流の増加、図5-64の壁体高さ0.5m (A=10、Ra*=26.2) では17%もの増加がみられた。

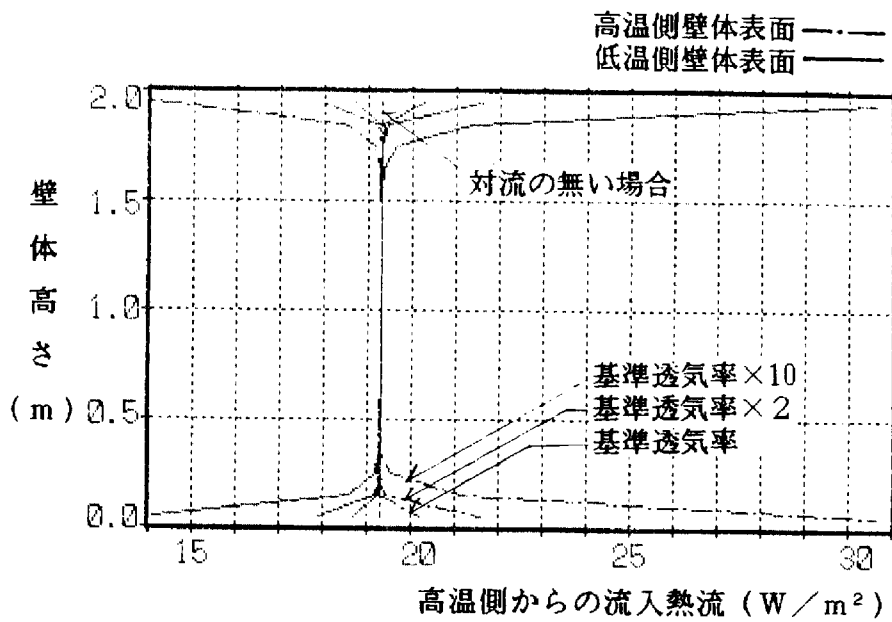


図5-61 壁体内熱流分布 (壁体高さ2m、 $\Delta T=20$)

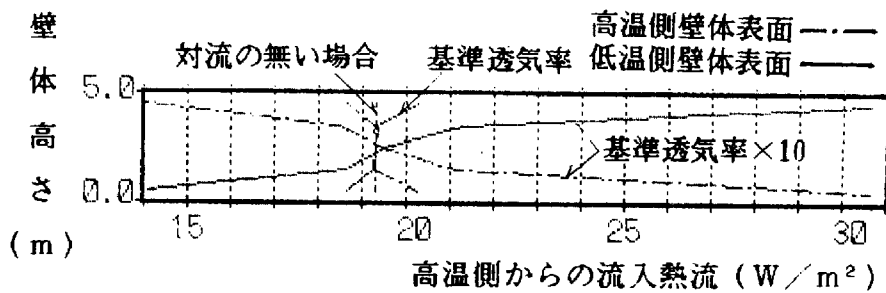


図5-62 壁体内熱流分布 (壁体高さ0.5m、 $\Delta T=20$)

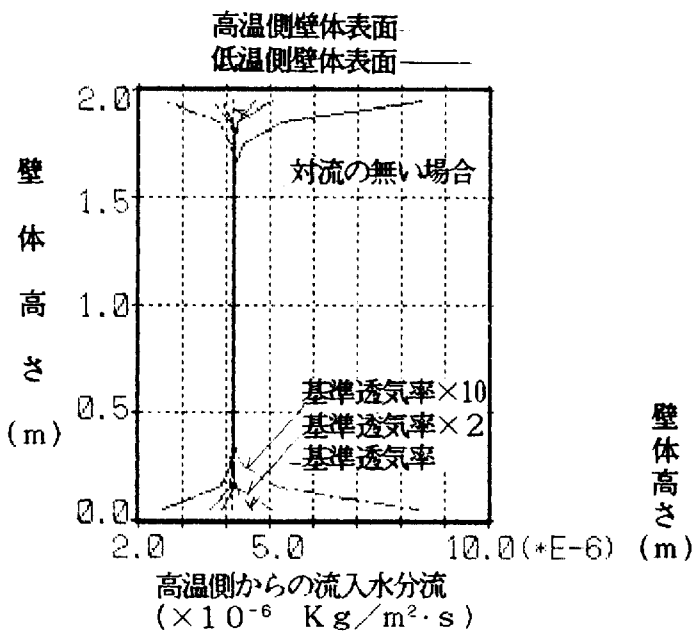


図5-63 壁体内水分流分布 (壁体高さ2m、 $\Delta T=20$)

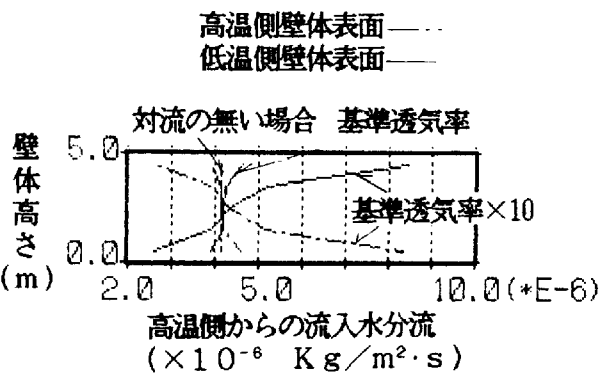


図5-64 壁体内水分流分布 (壁体高さ0.5m、 $\Delta T=20$)

図5-65の平均無次元熱流、図5-66の平均無次元水分（水蒸気）流に示される通り、平均流はaspect比Aの値に強く依存する。

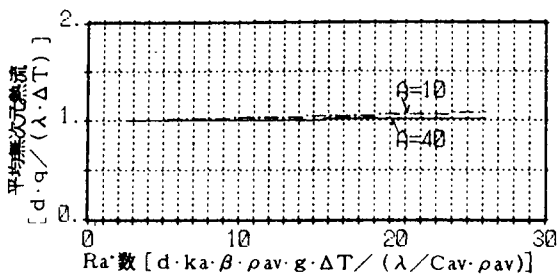


図5-65 Ra* - 平均無次元熱流関係

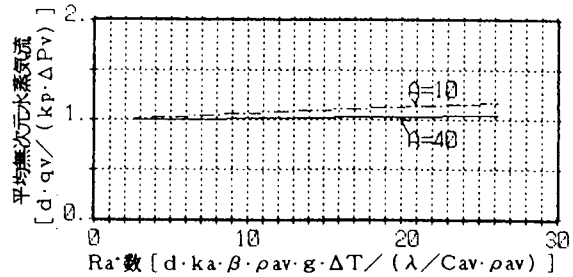


図5-66 Ra* - 平均無次元水分流関係

5-2-6 吸放湿性の影響⁵⁸⁾

5-2-6-1 計算対象と基礎式

ここでは、断熱材の吸放湿性の壁体内の流れへの影響を検討する。

図5-67に示す構造の2m高さのグラスウール単層壁体を計算対象とする。

計算に用いる基礎式は以下に示す式(5-5)～(5-9)式 {第2章、式(2-19)～式(2-22)に対応} である。

【水分収支】

$$\left(\frac{\Phi}{R_v \cdot T} + \kappa \right) \frac{\partial P_v}{\partial t} + \left(\Phi \frac{\partial \rho_v}{\partial T} + \nu \right) \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\Phi}{R_v \cdot T} \nabla (P_v \cdot V_{av}) + \nabla (\lambda'_{Pv} \nabla P_v) \quad (5-5)$$

【湿り空気の収支】

$$\frac{1}{R_{av} \cdot T} \cdot \frac{\partial P_{av}}{\partial t} = -\rho_{av} \nabla V_{av} + W \quad (5-6)$$

湿り空気収支式(5-6)において、相変化水分量Wの寄与は無視できるほど小さい。

また、Boussinesq 近似を用いると、(5-6)式左辺はゼロであるが、数値計算を容易にするためには容量項を与えておく方が便利である。

【熱収支】

$$\left(c\rho - r \cdot \nu \right) \frac{\partial T}{\partial t} + \left(-r \cdot \kappa \right) \frac{\partial P_v}{\partial t} = -\Phi \cdot \rho_{av} \cdot c\rho_{av} \nabla (T \cdot V_{av}) + \nabla (\lambda \nabla T) \quad (5-7)$$

$$c\rho = c\rho_s \cdot \rho_s + \Phi \cdot c\rho_{av} \cdot \rho_{av} + \phi \cdot c\rho_w \cdot \rho_w$$

【運動方程式】

$$V_{av} = - \frac{K}{\Phi \cdot M_{av}} (\nabla p_{av} - \rho_{av} \cdot g \cdot \beta (T - T_0)) \quad (5-8)$$

壁体境界は、温度（高温側側表面20°C、低温側表面0°C）、湿度（両表面とも相対湿度70%）指定の一種境界条件で解いた。

初期条件を20°C、相対湿度70%一定とし、壁体表面の一方の温度を0°Cに低下させた。

平衡関係は一般的なグラスウールの測定値⁸⁾²⁹⁻³¹⁾を用い、その値より求めた図5-68、図5-69に示す κ 、 ν の値を計算に用いた。

材料の吸放湿性の影響を検討するために、熱伝導率、湿気伝導率は同一で、上記基準の平衡関係の含水率を10倍した場合（ κ 、 ν 各10倍）についても計算した。

この計算は、時間分割0.01sで結果が得られた。

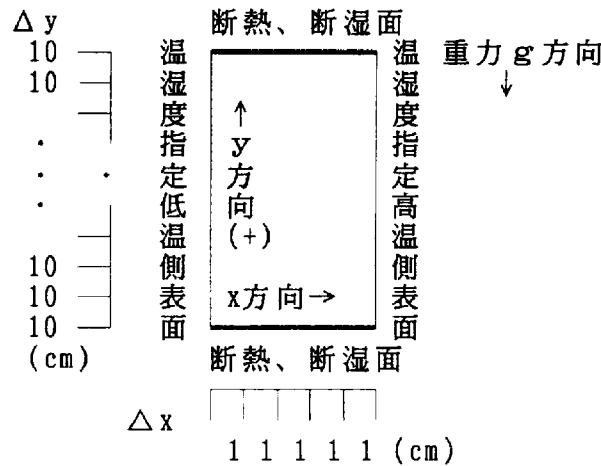


図5-67 壁体構造

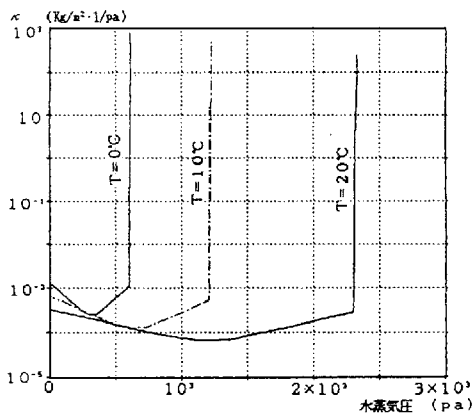


図5-68 グラスウールの κ

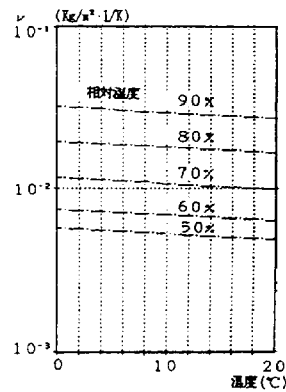


図5-69 グラスウールの ν

5-2-6-2 κ 、 ν 基準値の場合

壁体内温度、水蒸気分圧の時間経過を図5-70、図5-71に示す。

図示される通り計算開始後1時間で大略定常状態と見なせよう。吸放湿性を考慮しなかった場合の計算結果（図5-3、図5-5）では20分程度で定常状態となったこと

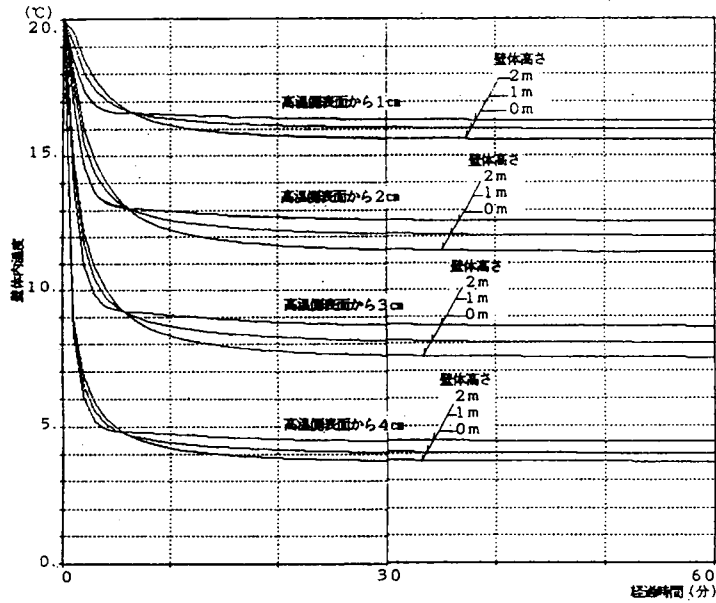


図5-70 吸放湿性壁体内温度の時間経過 (κ 、 ν 基準値)

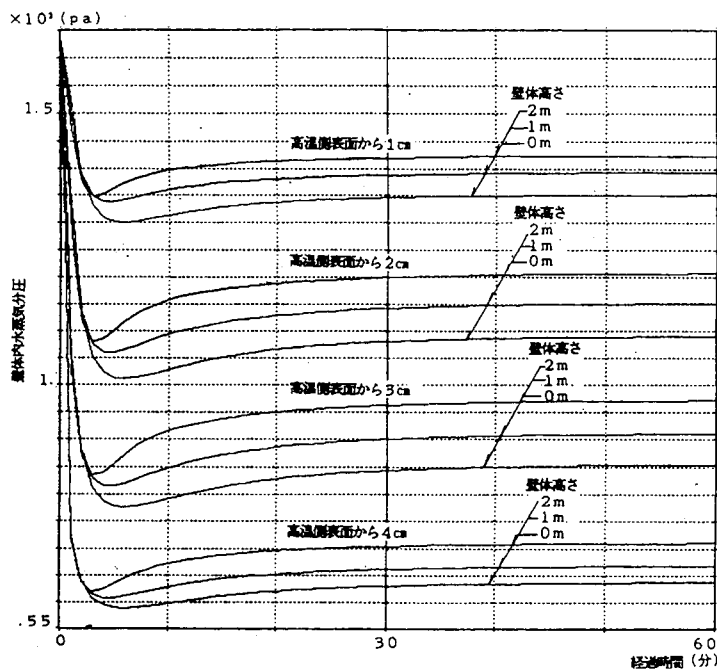


図5-71 吸放湿性壁体内水蒸気圧の時間経過 (κ 、 ν 基準値)

と比較すると、この時間の遅れが吸放湿性の影響である。

計算開始後10分は、壁体内部の温度、湿度場が大きく変化し、液水の吸着を考慮しているため温度変化に比べ水蒸気分圧変化が早い。壁体底部に比べ、上部の温度、湿度変化が早く生じている。

10分を過ぎると僅かな変化が約1時間の間続き、大略定常状態に達している。

計算開始後10分の温度、水蒸気分圧、相对湿度分布を図5-72-1、図5-72-2、図5-72-3に示す。

図5-72-1、温度分布を見ると壁体中心での上下温度差は約0.75度であり、吸着熱のため壁体全体が純伝導の分布より高い温度となっている。壁体中心の上部では、純伝導の値より約1度高い温度となっている。

図5-72-2の水蒸気分圧分布では、液水の吸着のため壁体全体が純伝導の分布より

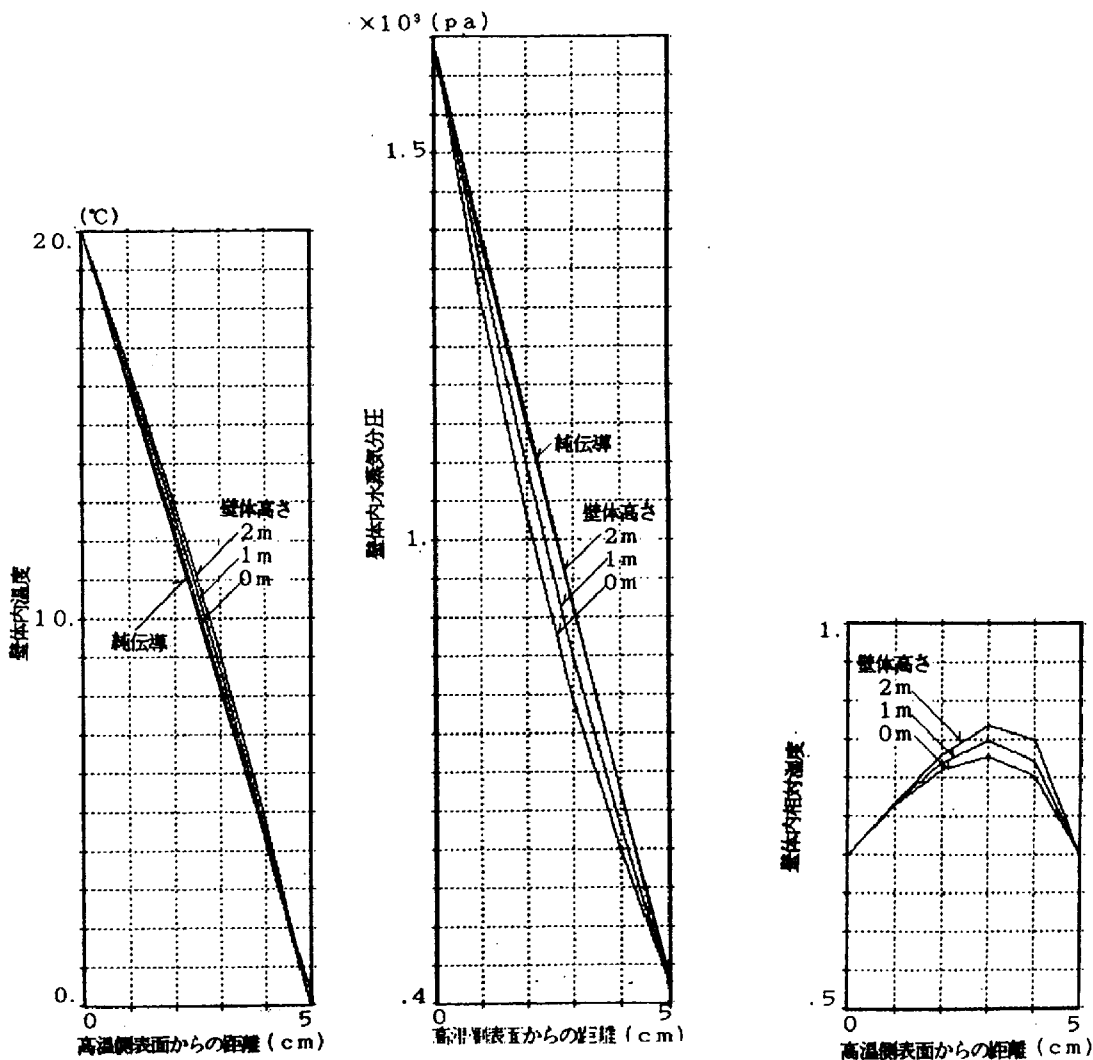


図5-72-1 温度分布 図5-72-2 水蒸気圧分布 図5-72-3 相对湿度分布
 図5-72 壁体内状態量分布 (κ 、 ν 基準値、計算開始後10分)

低い水蒸気分圧分布となっている。高温側表面から2.5cm（壁体中心）で約126Paの水蒸気分圧の上下差がある。壁体底部では純伝導より約122Pa低くなっている。

図5-72-3の相対湿度分布は吸着の影響で純伝導の場合より小さい値に抑えられている。

計算開始1時間後には温度（図5-73-1）、水蒸気分圧（図5-73-2）、の壁体1m高さの分布は純伝導の分布に一致しており壁体上部、底部では純伝導の分布に対称に分布している。

壁体中心での上下温度差は約1.2度、水蒸気分圧差は約117Paとなった。

相対湿度（図5-72-3）の最大値は壁体上部で約86.8%である。

ここで検討した断熱材の吸放湿性の熱、湿気性状への影響は1時間程度続くこと、壁体内相対湿度は純伝導の結果より小さく抑えられることが示された。

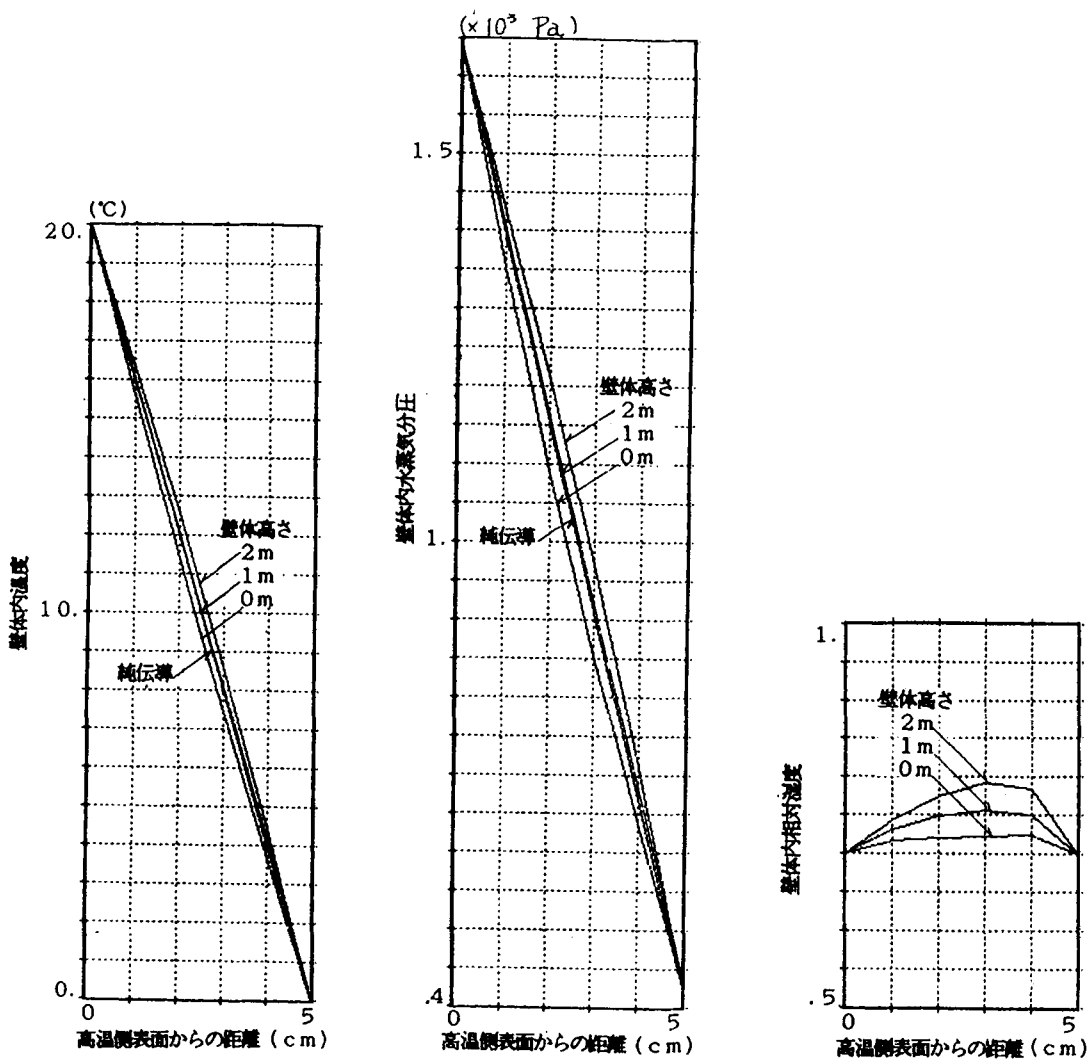


図5-73-1 温度分布 図5-73-2 水蒸気圧分布 図5-73-3 相対湿度分布
 図5-73 壁体内状態量分布（ κ 、 ν 基準値、計算開始後1時間）

5-2-6-3 κ 、 ν 基準値の10倍の場合

壁体内温度、水蒸気分圧の時間経過を図5-74、図5-75に示す。

計算開始後1時間経過しても定常状態には至らず僅かな変化が続いている。

基準の κ 、 ν での計算結果（図5-70、図5-71）と比べ、吸放湿性の影響が顕著に

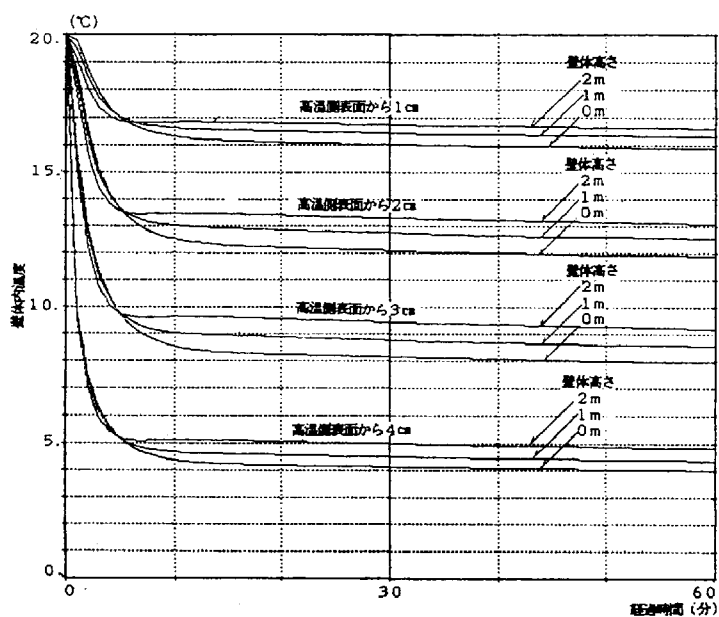


図5-74 吸放湿性壁体内温度の時間経過（ κ 、 ν 基準値の10倍）

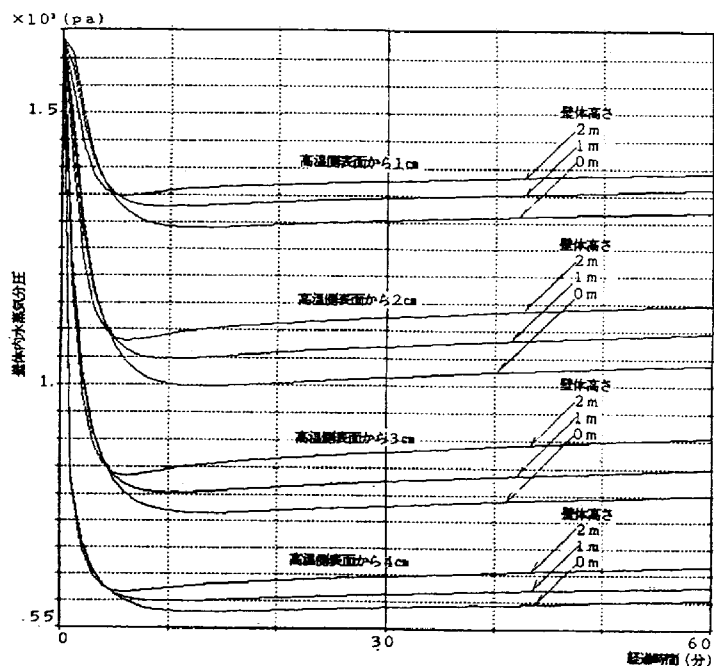


図5-75 吸放湿性壁体内水蒸気圧の時間経過（ κ 、 ν 基準値の10倍）

でている。温度と水蒸気分圧の変化はほとんど同じ早さで起こっている。壁体上部の変化の方が下部の変化より早い、 κ 、 ν 基準値の場合に比べその差は小さくなっている。

計算開始後10分の温度分布を図5-76-1、水蒸気分圧分布を図5-76-2、相对湿度分布を図5-76-3に示す。

図5-76-1の温度分布では、壁体中心上下温度差は約1度、液水の吸着量の増加の影響で温度差も κ 、 ν 基準値の場合より大きくなっている。同時に純伝導との差も壁体上部で1.5度大きくなっている。

図5-76-2の水蒸気分圧分布では、壁体中心上下差は約85Paであり、 κ 、 ν 基準値の場合より差は小さくなっている。一方、液水の吸着の影響が顕著であり、壁体全

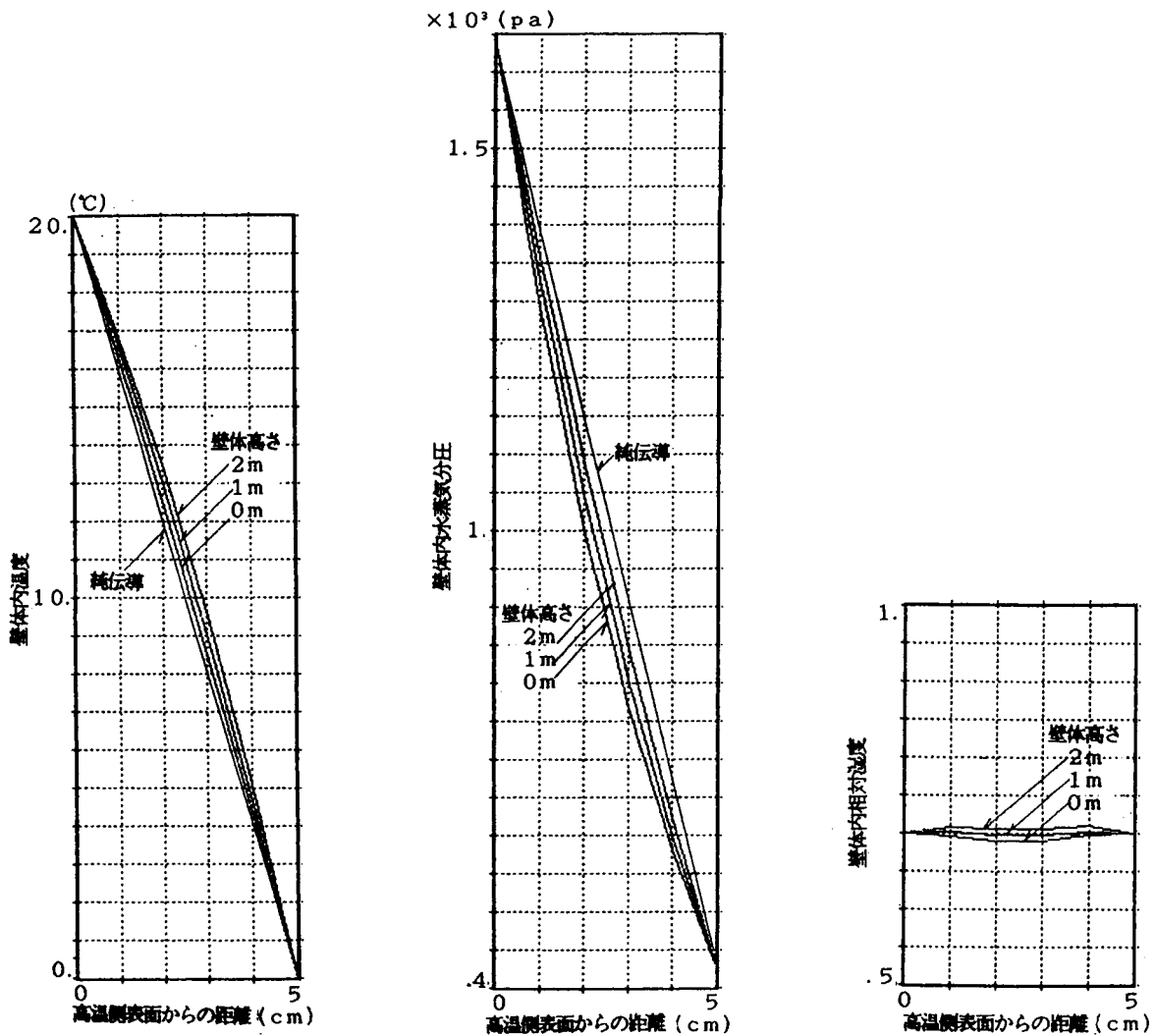


図5-76-1 温度分布 図5-76-2 水蒸気圧分布 図5-76-3 相对湿度分布
 図5-76 壁体内状態量分布 (κ 、 ν 基準値の10倍、計算開始後10分)

体の水蒸気分圧は純伝導の値に比べ小さくなっている。壁体底部では純伝導の場合より約148Pa小さい値となっている。

図5-76-3の相対湿度分布は初期状態からほとんど変化せず、壁体底部では温度場と湿度場のバランスによるのだが、僅かながら初期状態より乾燥している。

計算開始後1時間の温度分布を図5-77-1、水蒸気分圧分布を図5-77-2、相対湿度分布を図5-77-3に示す。

図5-77-1に示すように壁体中心上下温度差は約1.2度、壁体底部が純伝導の温度分布に等しくなっており、それ以外の部分では温度が高い。壁体上部では純伝導の分布より約1度高くなっている。

図5-77-2の水蒸気分圧分布では、壁体中心上下差は約107Pa、なお吸着が生じてお

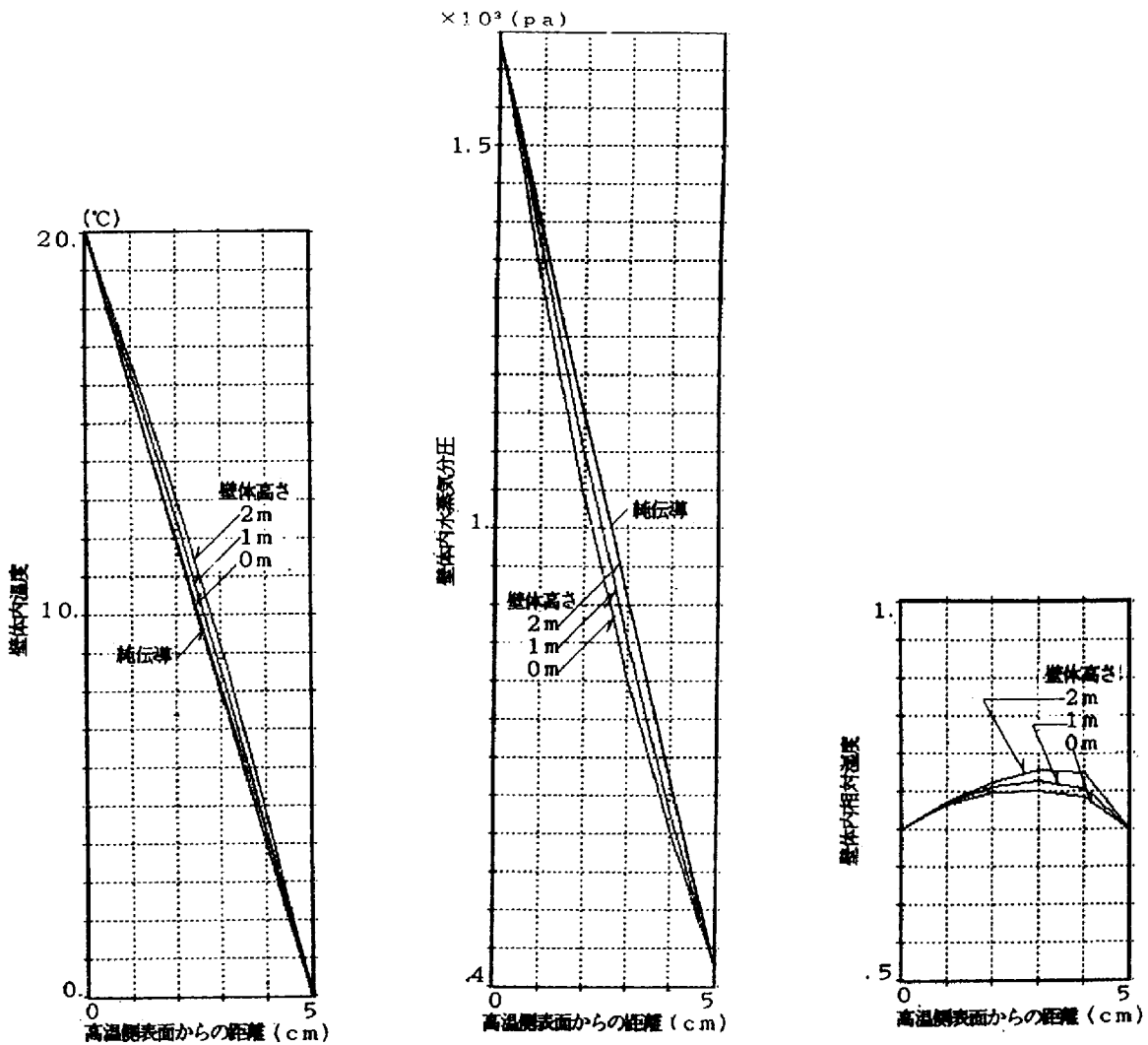


図5-77-1 温度分布 図5-77-2 水蒸気圧分布 図5-77-3 相対湿度分布
 図5-77 壁体内状態量分布 (κ 、 ν 基準値の10倍、計算開始後1時間)

り、壁体全体が純伝導の分布より小さな水蒸気分圧である。壁体底部で純伝導との差は約112Paある。

図5-77-3の相対湿度分布では、壁体上部で最大値約77.9%と定常状態の結果より相対湿度の値は壁体全体で小さく抑えられている。

5-2-7 まとめ

自然対流を生じるグラスウール壁体内の熱及び水分場について、境界の温度及び水蒸気圧指定の条件で、数値解析を行った。

グラスウールに吸放湿性が無いとした場合の材料内熱・湿気性状へ壁体表面温度差の影響、壁体高さの影響、材料透気率の影響を検討した。

- 1) 壁体に吸放湿性が無い場合、壁体の表面温度差10度程度では対流の熱・水分場への影響は小さく、伝導支配の系として取り扱える。
- 2) 温度差の増大と共に、対流による影響は大きくなるが温度差20度で、対流を生じない場合の計算結果との差は、2m高さの壁体で最大となり、相対湿度にして2%程度である。
- 3) 対流性状への壁体高さによる影響は、2mと0.5mの間には顕著な差はみられなかったが、高さが4mで影響が現れた。
- 4) 壁体の高さの増加につれ、対流のない場合に比べ、高さ2m程度までは対流による壁体上部での相対湿度上昇が起きるが、壁体高さ4mでは壁体上部での相対湿度の上昇は2mの壁体に比べ小さく抑えられた。

吸放湿性の無い壁体で、透気率を変化させた場合の熱・湿気性状は壁体高さに大きく依存するため、壁体高さ変化を無次元数：aspect比（A）で、透気率の変化を無次元数：Rayleigh数（ Ra^* ）で表し、この無次元数の組合せで評価した。

- 5) Aは10と40であり、 $2.6 < Ra^* < 27$ の範囲での計算結果は、壁体内対流速度にはaspect比の影響は小さく、Rayleigh数の増加に比例する事を示した。
- 6) 壁体内上下温度差はRayleigh数に比例し、その影響は大きく、aspect比が小さいほどその差が大きくなる。
- 7) 壁体内熱・水蒸気流の平均流にはRayleigh数の影響は小さく、aspect比に影響される。Rayleigh数26.2の時、A=10の場合で、平均熱流は対流の無い場合より

8%の増加、平均水蒸気流では17%も増加する。

- 8) 壁体内相対湿度にはaspect比の影響は小さく、Rayleigh数が大きくなると大きくなる。Rayleigh数26.2のここで計算したケースでは、相対湿度は対流の無い場合より最大8%以上増加し93.2%となり、結露の危険性が増した。

グラスウールに吸放湿性を考慮した場合について検討した。

- 9) 壁体が吸放湿性を有する場合で液水移動が無い場合、非定常状態では壁体内相対湿度は定常状態よりも低く抑えられる。断熱材内で対流が生じると、この材料が定常になる時間は純伝導の場合に比べ非常に短くなる。ところが、本章で基準とした断熱材と熱、湿気伝導性状が等しく、 κ 、 ν が10倍の材料では吸放湿変化は1時間以上続くことを考えると、非定常過程を考慮した計算では、対流の影響の考慮が必要である。

5-3 対流を考慮した建築多層壁体の含水率挙動

5-3-1 はじめに

建築壁体を構成する材料の熱・水分が拡散移動支配で生じる場合の含水率変動を評価指標とする防湿設計計算法は3章、4章で検討した。

ここでは、壁体を構成する材料で対流が生じる場合の防湿計算法の検討を行う。

具体的建築多層壁体で対流が生じる材料が密閉型の場合を検討し、さらに対流が生じる材料に高温、高湿空気の流入が生じる場合について検討を行う。

5-3-2 計算対象と基礎式

図5-78に示す内断熱された壁体を計算対象とする。この壁体は外気側に防湿層を入れていないので、3章等で検討した壁体に比べ、壁体含水率の上昇は少ない。このような壁体構造を対象とした理由は計算法を述べるところで改めて示す。

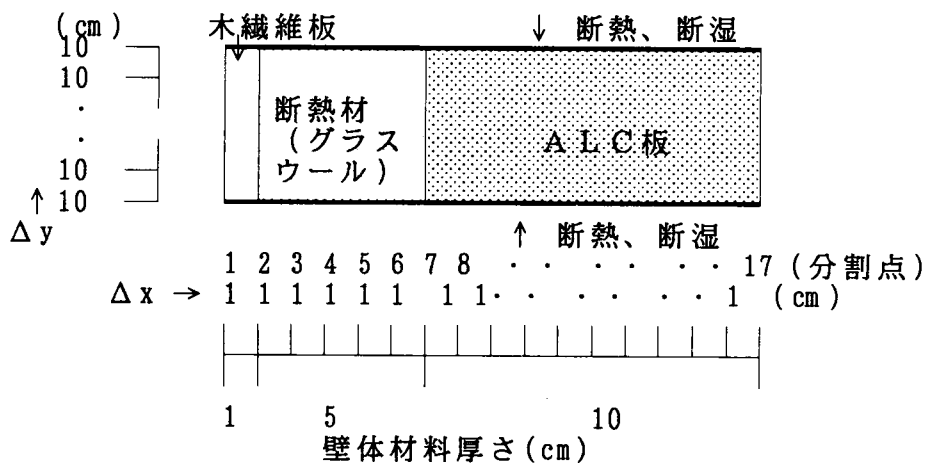


図5-78 多層壁体構造

ここで用いる基礎式を以下に示す。拡散支配系として扱える一般的建築材料では式(5-9)、式(5-10)が熱・水分挙動を記述する基礎式となる。境界条件は式(5-11)、式(5-12)である。

【水分収支】

$$\begin{aligned} \rho_w \frac{\partial \phi}{\partial \mu} \frac{\partial \mu}{\partial t} &= \nabla (\lambda'_{\mu \varepsilon} \nabla \mu + \lambda'_{\mu 1} \nabla \mu) + \nabla (\lambda'_{T \varepsilon} \nabla T + \lambda'_{T 1} \nabla T) \\ &= \nabla (\lambda'_{\mu} \nabla \mu) + \nabla (\lambda'_{T} \nabla T) \end{aligned} \quad (5-9)$$

【熱収支式】

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda_e \nabla T) + r \nabla(\lambda'_{\mu} \nabla \mu) \quad (5-10)$$

ここで $c\rho = \Phi \cdot \rho_{av} \cdot c\rho_{av} + \phi \cdot \rho_w \cdot c\rho_w + \rho_s \cdot c\rho_s$

$$\lambda_e = \lambda + r \cdot \lambda'_{Tg}$$

$$\lambda'_{\mu} = \lambda'_{\mu l} + \lambda'_{\mu g}, \quad \lambda'_T = \lambda'_{Tl} + \lambda'_{Tg}$$

【水分】境界条件式 (μ_0 : 空気層水分化学ポテンシャル、 T_0 : 空気層温度)

$$a'_{\mu}(\mu_0 - \mu) + a'_T(T_0 - T) = -(\lambda'_{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial n} + \lambda'_T \frac{\partial T}{\partial n}) \quad (5-11)$$

【熱】境界条件式 (μ_0 : 空気層水分化学ポテンシャル、 T_0 : 空気層温度)

$$a_e(T_0 - T) + r \cdot a'_{\mu}(\mu_0 - \mu) = -(\lambda_e \frac{\partial T}{\partial n} + r \cdot \lambda'_{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial n}) \quad (5-12)$$

ここで、 $a_e = a + r \cdot a'_T$

対流が生じ液水移動が無視出来る材料では前節に示す式(5-5)から(5-8)式を用いてその熱・湿気挙動は記述される。

【水分収支】

$$\left(\frac{\Phi}{R_v \cdot T} + \kappa\right) \frac{\partial P_v}{\partial t} + \left(\Phi \frac{\partial \rho_v}{\partial T} + \nu\right) \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\Phi}{R_v \cdot T} \nabla(P_v \cdot V_{av}) + \nabla(\lambda'_{Pv} \nabla P_v) \quad (5-5)$$

【湿り空気の収支】

$$\frac{1}{R_{av} \cdot T} \cdot \frac{\partial P_{av}}{\partial t} = -\rho_{av} \nabla V_{av} + W \quad (5-6)$$

【熱収支】

$$(c\rho - r \cdot \nu) \frac{\partial T}{\partial t} + (-r \cdot \kappa) \frac{\partial P_v}{\partial t} = -\Phi \cdot \rho_{av} \cdot c\rho_{av} \nabla(T \cdot V_{av}) + \nabla(\lambda \nabla T) \quad (5-7)$$

ここで、 $c\rho = \Phi \cdot \rho_{av} \cdot c\rho_{av} + \phi \cdot \rho_w \cdot c\rho_w + \rho_s \cdot c\rho_s$

$$\kappa = \rho_w \frac{\partial \phi}{\partial P_v}, \quad \nu = \rho_w \frac{\partial \phi}{\partial T}$$

【運動方程式】 静水圧基準圧力 p_{av} を用いて

$$V_{av} = -\frac{K}{\Phi \cdot M_{av}} (\nabla p_{av} - \rho_{av} \cdot g \cdot \beta (T - T_0)) \quad (5-8)$$

上記式を前進差分を用いて解く。

木繊維板－グラスウール境界、グラスウール－ALC境界は各境界に離散点を取り、コントロールボリュームは2種材料混合とした。

流れに関しては一次の風上差分を用いた。

ALC板の物性値はこれまでと同様、測定値^[129-31]を用い、液水移動を考慮している。ALC板の測定値を用いたこれまでの計算では、周期的定常解を求めたのに対し本計算では温度差を大きくした定常計算を行うため水分移動係数の温度依存性は壁体の熱湿気挙動に大きく影響すると考えられる。そこで、本計算では図5-79-1、図5-79-2に示す温度依存性を考慮した水分移動係数を用いた。

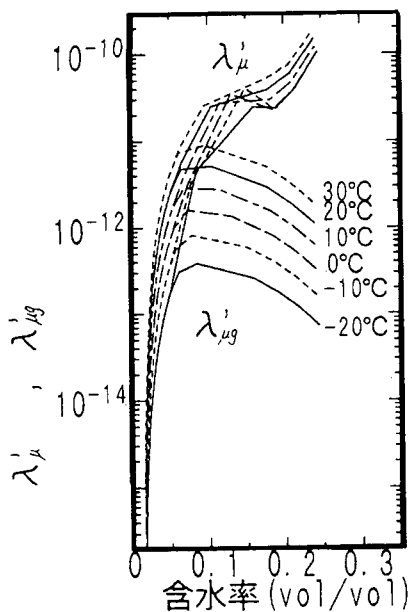


図5-79-1 ALC板水分伝導率 λ'_{μ}

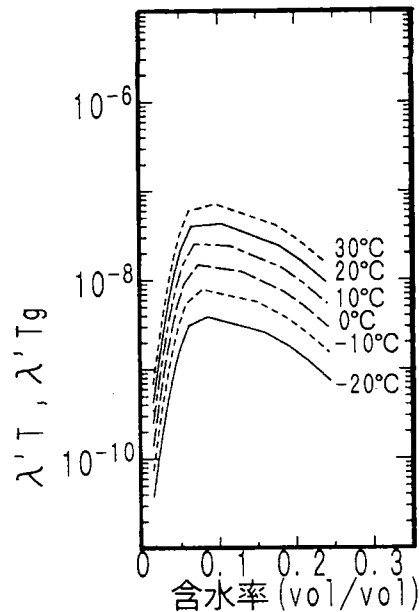


図5-79-2 ALC板水分伝導率 λ'_T

木繊維板も測定値^[10]を用い、材料特性を考慮し、水分移動は液水移動を無視した蒸気拡散支配の系として計算を行った。湿気伝導率 λ' を $4.2 \times 10^{-11} (\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s} \cdot \text{Pa})$ 、熱伝導率は $1.16 \times 10^{-1} (\text{J}/\text{m} \cdot \text{s} \cdot \text{K})$ の値を用いた。含水率－相対湿度関係は測定値を多項式近似した値を用いた。

$$wt = a_0 \times RH^3 + a_1 \times RH^2 + a_2$$

$$a_0 = 5.665 \times 10^{-5} \quad a_1 = -6.60467 \times 10^{-3} \quad a_2 = 3.4412 \times 10^{-1}$$

wt : 重量含水率(%) RH : 相対湿度(%)

グラスウールは吸放湿性を考慮している。

境界条件は、いわゆる定常結露計算で結露条件となる、室内側空気温度20℃、相対湿度70%一定にたいし、外気側空気温度0℃（相対湿度70%一定）と外気空気温度-20℃（相対湿度70%一定）の2種類とした。

外気温度0℃の境界条件のもとでは、グラスウールでいわゆる結露を生じ液水を含む系として扱わねばならない事が予想される。グラスウールのこのような系としての熱・湿気性状の詳細は今後の検討課題とし、ここでは単純にグラスウールは相対湿度100%に平衡してもなお液水は孤立した状態であると仮定し、水分移動は水蒸気によるものが支配的であるとして扱った。

外気温度-20℃という条件は北海道の一部を除いて日本では想定しにくい境界条件であるが、壁体内に大きな温度差が生じた場合の一例として結果を示す。この境界条件では壁体内の大部分が氷点下となり当然のことながら結氷についても考慮すべき問題である。しかしながら、本章では多層壁体内での対流の熱・湿気性状への影響を検討することを目的としているので、結氷については今後の課題とし、ここでは扱っていない。つまり、温度が氷点下であっても壁体は湿り空気、水蒸気、液水と材料実質部で構成されているとした。

拡散支配の系と見なせる材料の含水率計算には水分のポテンシャルとして水分化学ポテンシャルを用い、対流が生じる断熱材では水蒸気圧を用いて基礎式を示している。多層壁体の解析法の記述には水分の移動ポテンシャルを統一するほうが望ましいが、計算法としての取扱い易さから、ここでは材料特性を考慮し木繊維板、ALC板は水分化学ポテンシャルを用い、グラスウールには水蒸気圧を水分の移動ポテンシャルとして用いる。

時間分割は木繊維板、ALC板の様な拡散支配の材料では1分程度で計算できるが、グラスウールではその水分容量の違いにもよるが、対流が無い場合で1秒程度、対流が生じると0.01秒以下の分割時間を要する。壁体全体を均一の分割時間で計算するなら、対流を考慮すると壁体の計算時間はグラスウールの分割時間によって支配さ

れる。しかしながら、グラスウールの解析に必要な微少分割時間(Δt)中の拡散支配系の材料の変化は僅かである。このことから、グラスウールを除く材料からグラスウールへの流入熱、水分流を拡散支配系材料の分割時間の間一定値としてグラスウールを計算する方法を取った。このような方法を取っても対流が生じている場合の壁体を1日もしくは十数時間解析するためにはWS(ワークステーション)を数十時間稼働せねばならない。

計算時間の制約を出来るだけ受けず、出来るだけ単純に対流の影響を見るために、図5-78に示す壁体を対流を考慮せず拡散支配系とみなし、設定した境界条件の下で定常状態になるまで非定常計算を繰り返し、得られた定常解を対流を考慮する計算の初期条件とする。3章等で検討した外気側に防湿層を有する壁体は、室内外温・湿度を定常状態とし非定常計算を繰り返すと長時間をかけて飽水状態に至る。故にこれまで検討対象とした壁体の計算初期値として妥当な定常解をこの方法で得る事は出来ない。外気側防湿層が無い壁体の場合は、壁体含水率は上昇するものの、壁体全体はHygroscopicの範囲内に収まる結果が得られるので、ここでは図5-78に示す外気側に防湿層が無い多層壁体を計算対象とした。

5-3-3 壁体内含水率挙動への対流の影響^{5,7)}

外気温度 0°C の場合について、図5-80-1に温度、図5-81-1に水蒸気圧、図5-82-1に相対湿度の非定常計算の繰り返しによって得られた定常解の時間変化を示す。

計算開始後250日でこの壁体はハイグロスコピックの範囲で大略定常状態に達した。

最大の相対湿度となったのはグラスウールとALC板の境界付近(室内側表面から6cm、分割点7)であり、97%に上昇している。

外気温度 -20°C 、相対湿度70%一定の場合の定常解を求めた結果を図5-80-2(温度)、図5-81-2(水蒸気分圧)、図5-82-2(相対湿度)に示す。

境界条件の壁体両境界の温度差及び水蒸気分圧差が大きいため壁体内に生じる温度差、水蒸気分圧差も大きくなる。その結果、対流の影響で壁体内に生じる温度及び水蒸気分圧の上下分布は外気温度 0°C の場合に比較し大きな値となる。その結果グラスウールとALC板境界付近で相対湿度が99%まで上昇する。グラスウールのこの境界付近とALC板の外気側表面を除く大部分で98%を越える相対湿度となった。

この定常状態の値を初期値とし、グラスウール内で対流を生じさせた場合を計算

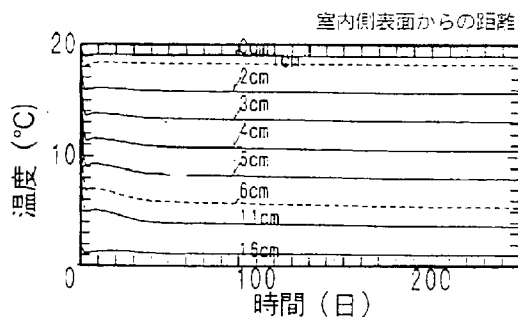


図5-80-1 壁体表面温度0°C - 20°C

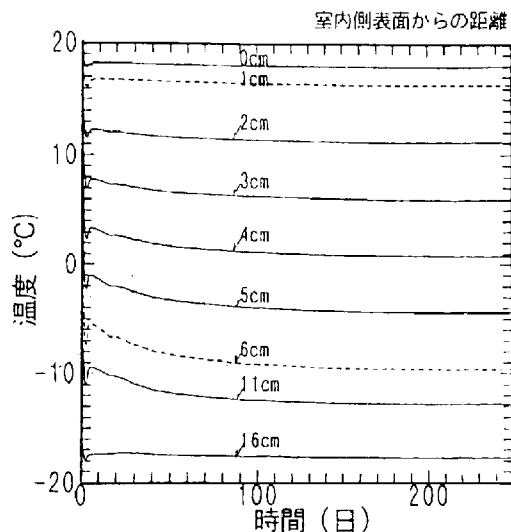


図5-80-2 壁体表面温度-20°C - 20°C

図5-80 多層壁体内温度の時間経過 (定常計算結果)

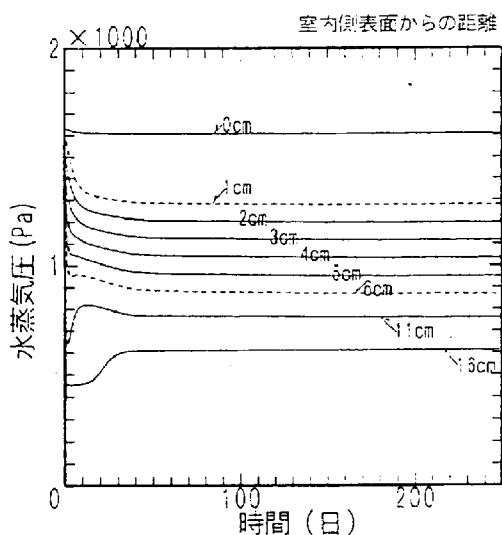


図5-81-1 壁体表面温度0°C - 20°C

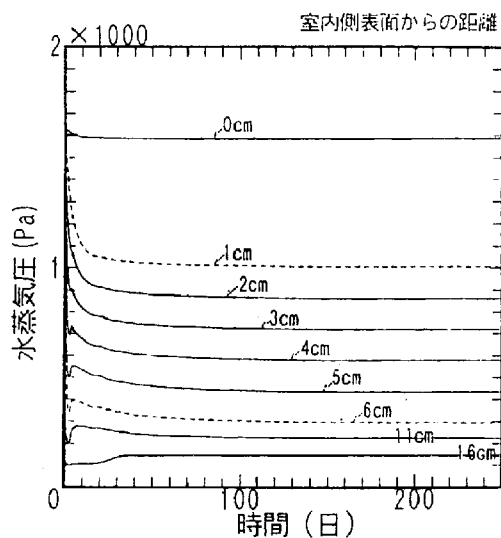


図5-81-2 壁体表面温度-20°C - 20°C

図5-81 多層壁体内水蒸気圧の時間経過 (定常計算結果)

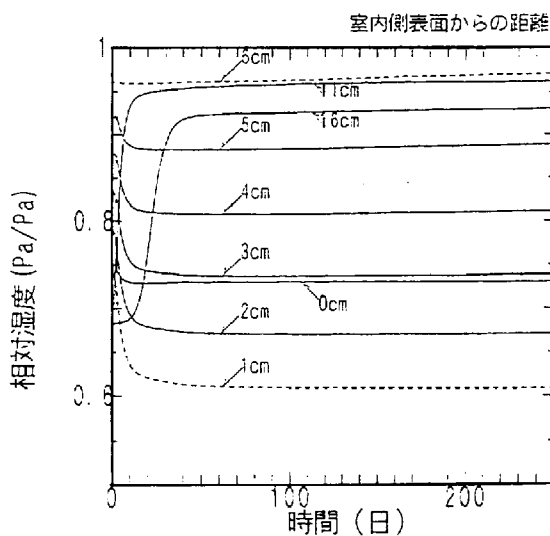


図5-82-1 壁体表面温度0°C - 20°C

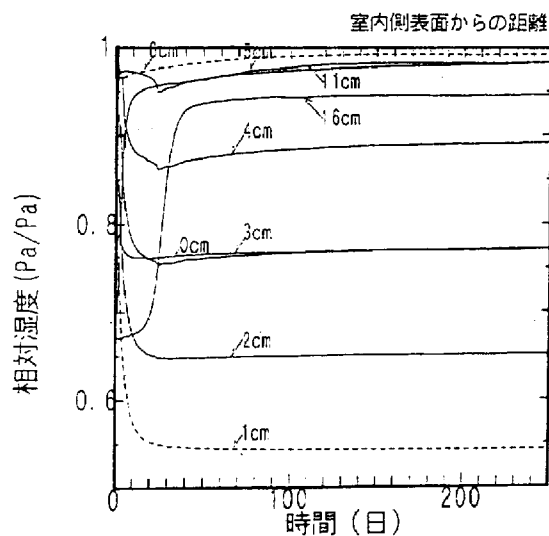


図5-82-2 壁体表面温度-20°C - 20°C

図5-82 多層壁体内相対湿度の時間経過 (定常計算結果)

する。

外気温度0°Cで対流を生じさせた場合のグラスウール内の温度（図5-83-1）、水蒸気圧（図5-83-2）、相対湿度（図5-83-3）の時間経過を分割点毎に示す。

温度、水蒸気圧共、対流の影響でグラスウール内に上下分布が生じているが、どの材料中でも壁体高さ1mの位置の値は対流の無い場合の定常解に一致している。対流を生じさせて1時間程度で温度、水蒸気圧分布が生じ、数時間でグラスウール内は定常状態となる。

図5-84-1の壁体内温度分布に示すように壁体内上下温度分布はグラスウールの中央部で最大となる。壁体上部の値が定常解より0.46度高くなり、底部では0.42度低くなる。

図5-84-2の水蒸気圧分布も温度分布と同様の性状を示している。壁体上部の水蒸気圧が高く、底部では低くなっている。定常解との差は壁体上部で最大約34Pa、底部で最大約34Pa程度である。

温度と水蒸気圧が定性的に同様の挙動をし、壁体内上下分布も小さいことから、図5-84-3示される相対湿度の分布には上下差はほとんど見られない。特にグラスウール低温側境界はALCの大きな水分及び熱容量が有効に働き、対流による上下分布がほとんど生じない。

図5-85-1にグラスウール内速度分布を示す。

木繊維板との境界およびALC板との境界の壁面に平行方向の速度が大きく、最大で約 $0.66 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ 、壁体内部でも値は小さくなるが 1×10^{-4} のオーダーである。壁面に垂直方向の速度は壁体底部及び上部でのみ大きく、壁体中央で最大約 0.16×10^{-3} である。壁体内部では 1×10^{-5} のオーダーとなり極めて小さくなる。

前節でも示されたとうり、壁体内対流の強さは壁体内温度差の大きさによって支配的に決まる。外気温度0°Cという一般的気象条件におかれた多層壁体では室内側に内装材、外気側に構造材を各々有するために、断熱材内温度差はそれほど大きくなる事から、グラスウール内の対流流れは壁体内温度差に応じそれほど大きくなる事はない。この外気条件の壁体内グラスウールに出来た温度差は約13度であり、この温度差によって生じる対流による温度、湿度分布への影響は僅かであった。その結果、グラスウールに比較し遙かに大きな熱、湿気容量を有する木繊維板（内装材）やALC板（構造材）へのグラスウール内温湿度分布の影響は小さく、例えば構造

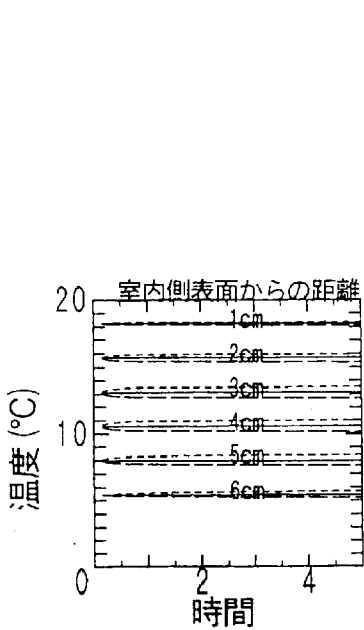


図5-83-1 温度

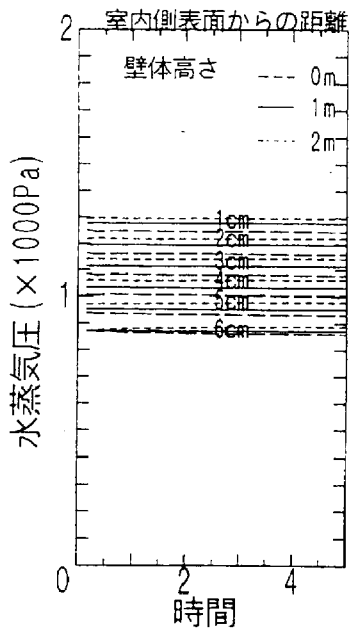


図5-83-2 水蒸気圧

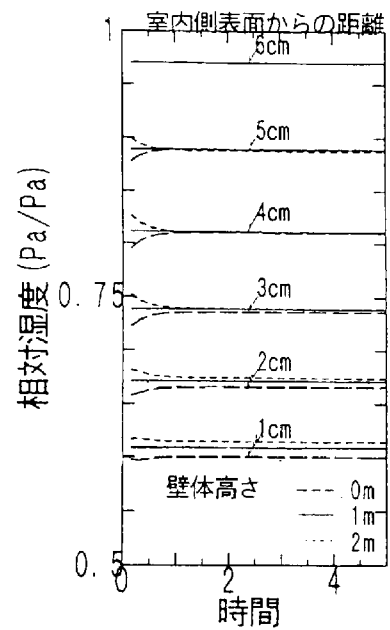


図5-83-3 相対湿度

図5-83 対流が生じる場合の壁体内状態量の時間経過 (壁体表面温度0°C - 20°C)

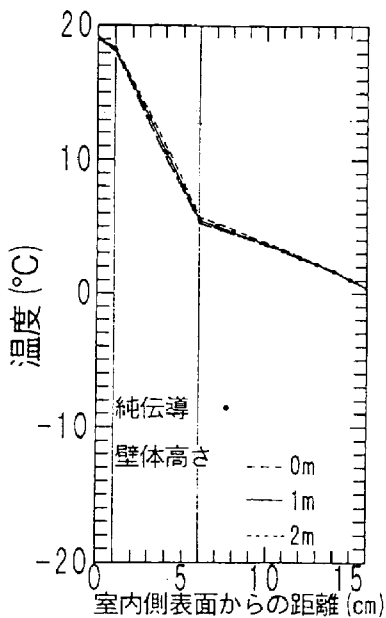


図5-84-1 温度

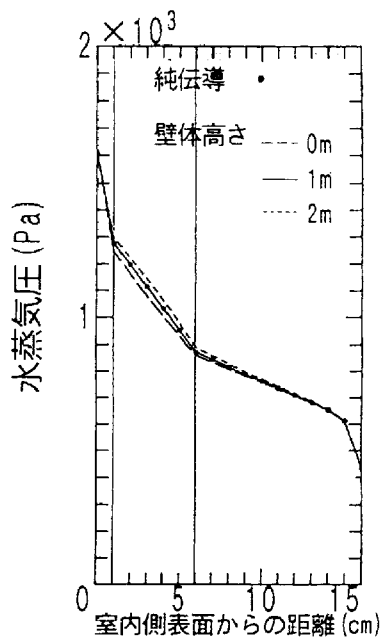


図5-84-2 水蒸気圧

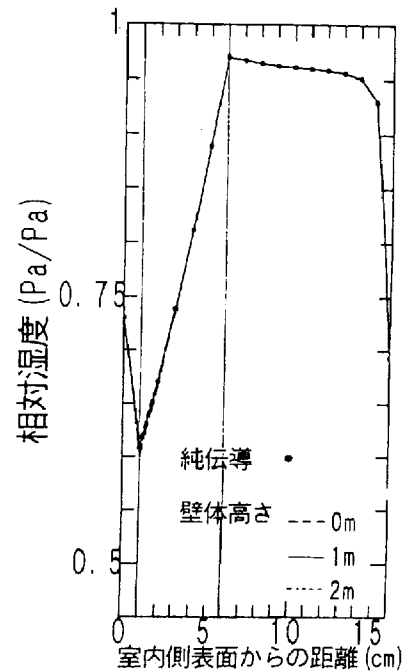


図5-84-3 相対湿度

図5-84 対流が生じる場合の壁体内状態量の分布 (壁体表面温度0°C - 20°C)

材全体に影響が及ぶ様な現象は見られなかった。

ゆえに室温と外気温の差が20度程度（断熱材内温度差10度程度）と成る場合、この多層壁体のグラスウールのごとき断熱材は拡散支配系として扱っても、壁体の熱・水分挙動は大略予測できよう。

しかし、図5-84-3に示されるように、グラスウール—ALC板境界付近からALC板の外気側境界付近まで相対湿度が97%に近い値となっており、この値はALC板のハイグロスコピック領域の限界値に近い事から、僅かな温・湿度変化によって結露に対する危険性が増すことが予想される。また、対流が生じる材料の低温側境界に接する材料の熱・水分容量が小さい場合や、水分の拡散速度が小さい場合を扱う時には対流の影響が無視できない場合がある。

外気温度0°Cの場合計算開始後数時間で大略定常となったのに対し外気温度-20°Cで

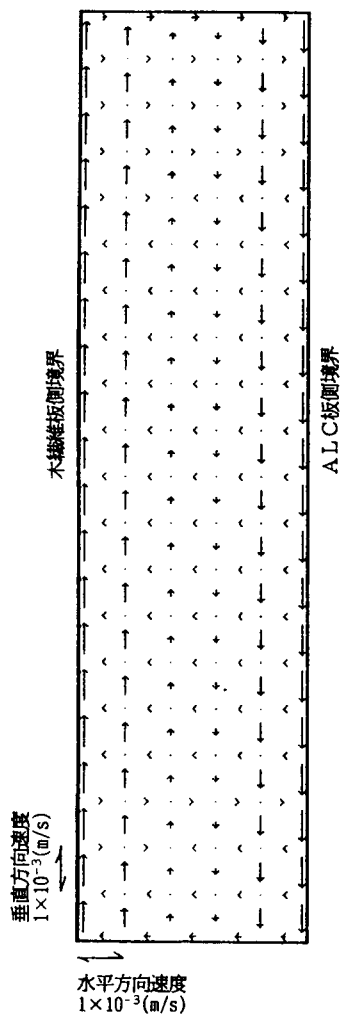


図5-85-1 壁体内速度分布
(壁体表面温度0°C - 20°C)

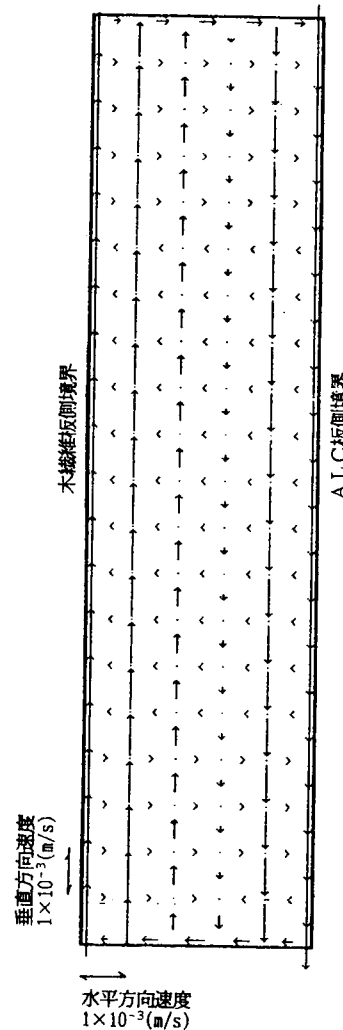


図5-85-2 壁体内速度分布
(壁体表面温度-20°C - 20°C)

は5時間過ぎても定常には成らず変化が続く。外気温度 -20°C の場合のグラスウール内速度分布として計算開始後5時間の結果を図5-85-2に示す。変化の途中過程であるが、図5-85-1の速度分布に比べ値は2倍程度大きくなる。ALC板との境界に平行方向の速度の最大値が約 $2.2 \times 10^{-3} \text{m/s}$ であり、壁体内部でも $1 \times 10^{-3} \text{m/s}$ に近い値である。壁面に垂直方向では壁体底部及び上部の値が内部の値 $1 \times 10^{-3} \sim 1 \times 10^{-2} \text{m/s}$ に比較し大きく、最大で約 $0.4 \times 10^{-3} \text{m/s}$ となる。

外気温度 -20°C で対流を生じさせた場合のグラスウール内の温度(図5-86-1)、水蒸気圧(図5-86-2)、相対湿度(図5-86-3)の時間経過を分割点毎に示す。各図 - a は計算開始後5時間の経過であり、 - b は5時間から10時間の経過である。

壁体表面温度差が大きくなるに応じて、図5-85-2に示すごとく壁体内対流の強さも増し、その結果壁体内上下温度、水蒸気圧差は大きくなる。大きな温度差の場合でも壁体高さ1mの位置の値は対流の無い場合の定常解に一致している。この境界条件の場合でも対流を生じさせて1時間程度で温度、水蒸気圧分布が生じ、10時間を経過してもグラスウール内は定常状態には至らない。

壁体の温度、水蒸気分圧、相対湿度分布の途中経過10時間後の値を図5-87-1、図5-87-2、図5-87-3に示す。

壁体上下温度差が最大となるのは室内側表面から4cm～5cmの位置で、約14度となる。水蒸気分圧差も同じ位置で約520Paとなる。その結果図5-87-3に示す相対湿度には大きな上下分布が生じている。この計算では温度が氷点下の場合でも液水は結氷せず、飽和水蒸気圧曲線は常温の関係を外挿して用いているために図示のような相対湿度上下分布に逆転が生じているような結果となった。グラスウール内上下相対湿度差は最大で約14ポイントとなる。例えば室内側表面から4cmの位置では純伝導の結果89%と比べて壁体底部では約96%にまで相対湿度上昇が起きている。壁体上部では約82%に低下する。グラスウールとALC板境界及びその近傍のグラスウールでは対流がない場合でもすでに相対湿度は98%を越えておりグラスウール内部に見られる極端な相対湿度上昇等の分布は起きてないものの材料の許容限界値に達している。

この計算では対流が生じるグラスウールの木繊維板及びALC板両境界面の温度差は20度以上あり、その結果壁体内での顕著な相対湿度変化を起こしたと言えよう。

断熱材内対流の強さは、壁体内に生じる温度差の大きさに支配的に決定される。

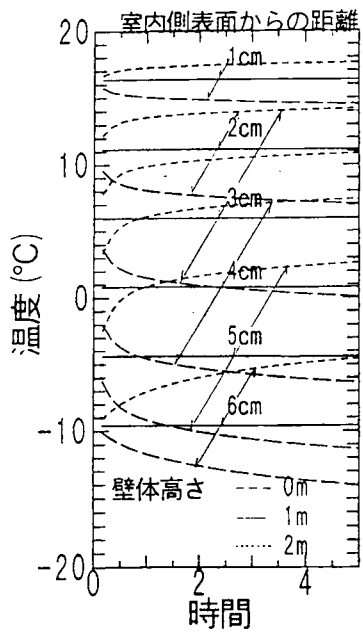


図5-86-1-a 温度

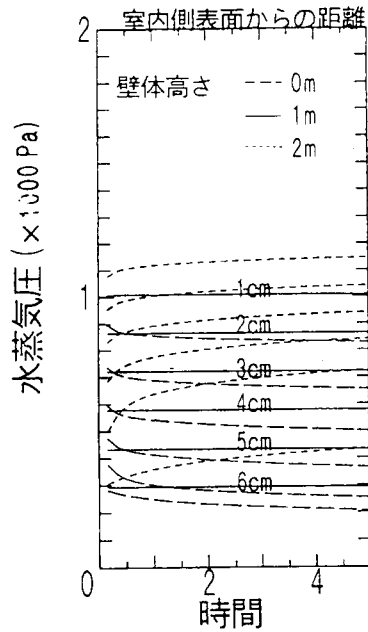


図5-86-2-a 水蒸気圧

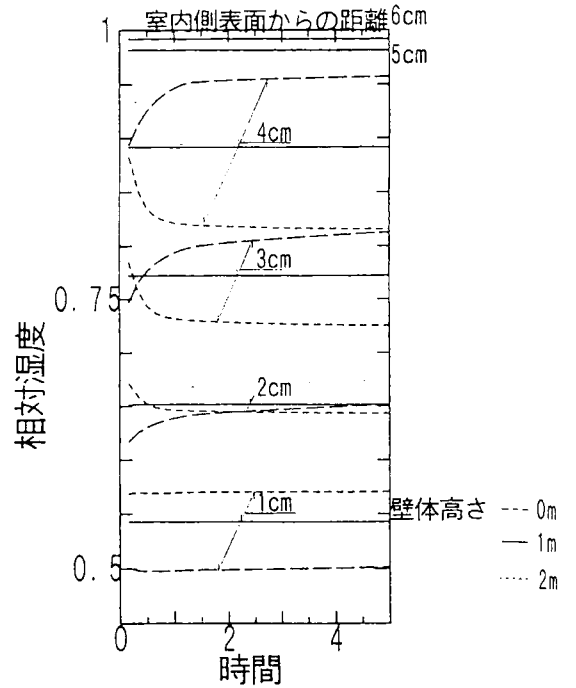


図5-86-3-a 相対湿度

{ 計算開始より5時間の経過 }

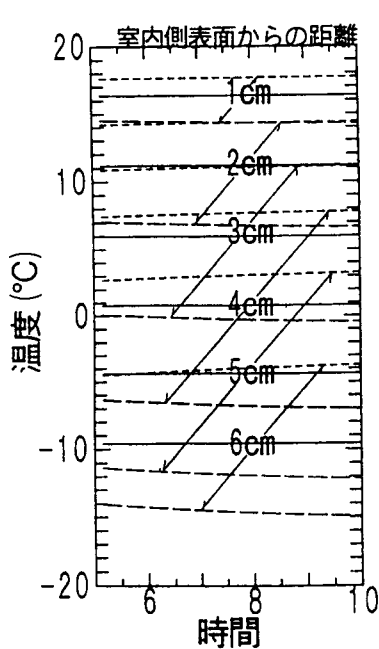


図5-86-1-b 温度

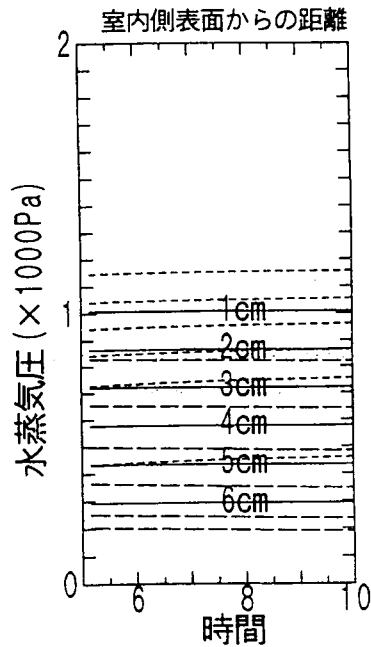


図5-86-2-b 水蒸気圧

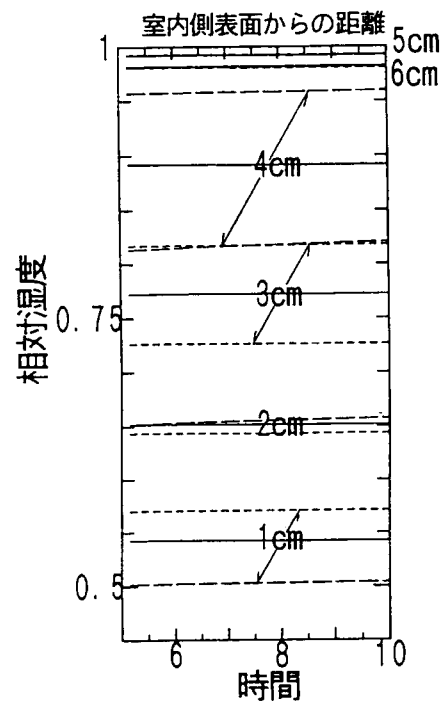


図5-86-3-b 相対湿度

{ 計算開始より5時間から10時間の経過 }

図5-86 対流が生じる場合の壁体内状態量の時間経過 (壁体表面温度 -20°C - 20°C)

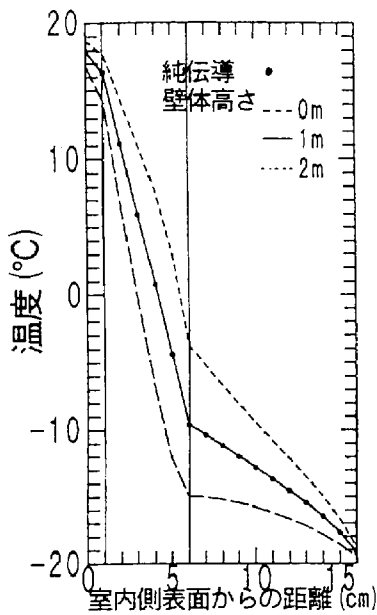


図5-87-1 温度

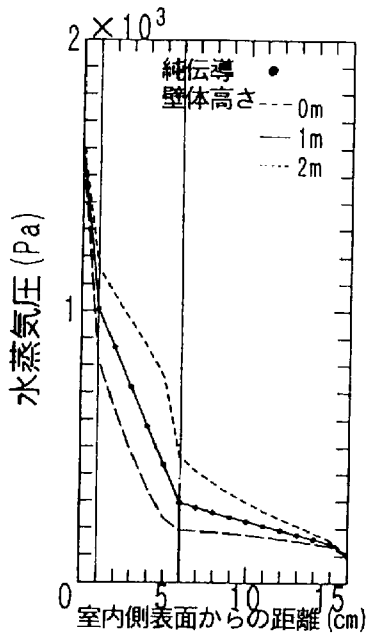


図5-87-2 水蒸気圧

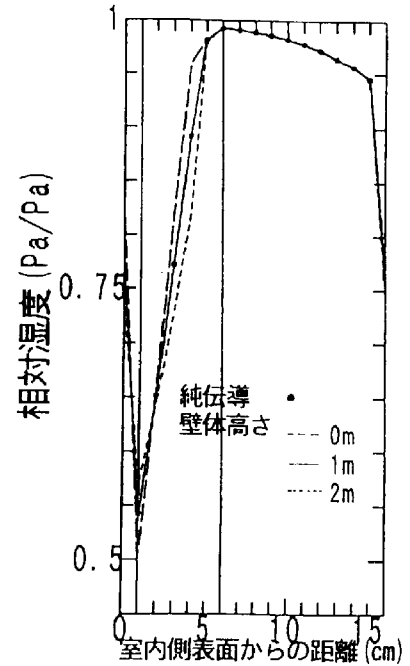


図5-87-3 相対湿度

図5-87 対流が生じる場合の壁体内状態量の分布（壁体表面温度 $-20^{\circ}\text{C} - 20^{\circ}\text{C}$ ）

この多層壁体では、室温と外気の温度差40度（断熱材内温度差20度以上）という大きな温度差にさらされた場合で壁体内温湿度分布に対流の影響が顕著となり、防湿設計上対流の影響を無視できないと予測される結果を示した。

壁体内に生じる温度差は外界条件と壁体を構成する材料の熱及び水分の拡散特性によって決定される。また、対流の影響によって生じる壁体内含水率上昇が防湿設計上許容されるか否かの判断には、含水率上昇が顕著となる壁体材料の水分容量に応じた評価が必要である。

5-3-4 壁体内に通気が生じた場合の壁体内含水率挙動⁵⁸⁾

5-3-4-1 はじめに

前節では単純な壁体構造を持つ多層壁体の一例について、密閉型のグラスウールで対流が生じた場合の壁体内熱・湿気性状を計算し、高含水、高湿度状態の壁体におけるグラスウールでの対流が壁体熱・湿気変動に及ぼす影響を定量的に示した。

ここでは、壁体の結露に対し危険と言われている高温、高湿空気の壁体内への流入が生じる場合を検討する。

5-3-4-2 計算対象と数値計算法

計算対象は図5-78の多層壁体で木繊維板-グラスウール境界で室内側空気の流入が生じる事とする。

図5-88に通気口と材料の関係を示す。

計算に用いる基礎式及び計算法は前節と同様である。

通気による流入空気量の算定は以下のごとく行った。

図に示すx方向分割点0と1の間の湿り空気の圧力差を Δp_{01} と記号し、点0-1間の壁体流入速度を $V_{av,01}$ と記号する。

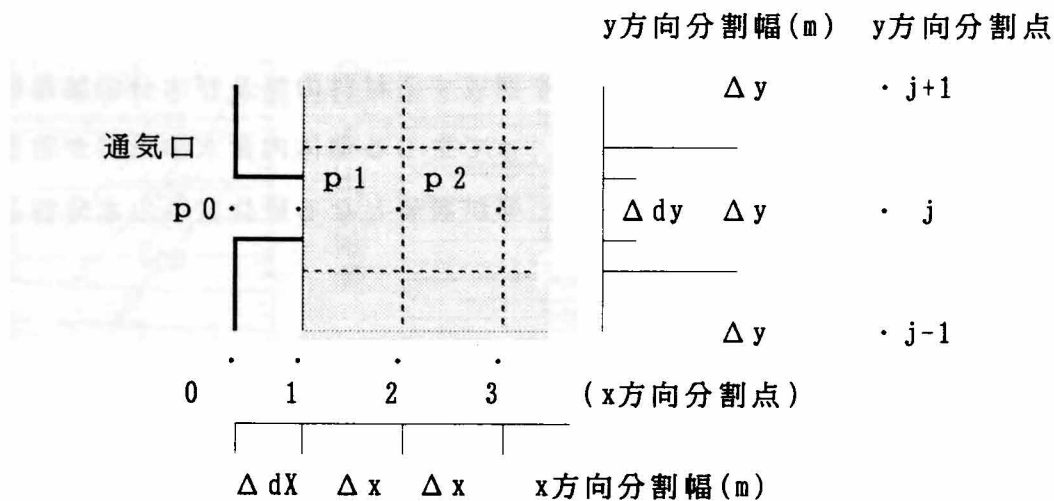


図5-88 壁体通気口構造

壁体通気口を無限平行平板と見なし、平行平板の摩擦係数 Λ を用いると、圧力差と速度の関係は次式のごとく表現できる。

$$\Delta p_{01} = \Lambda \frac{\Delta dx}{\Delta dy} \cdot \frac{\gamma}{2g} \cdot V_{av01}^2$$

$$\Lambda = \frac{24}{Re} \quad , \quad Re = \frac{V_{av01} \cdot \Delta dy}{\nu}$$

Δdx : 通気口助走距離 (m)、 Δdy : 通気口幅 (m)
 γ : 湿り空気比重量 (kg/m^3)、 g : 重力加速度 (m/s^2)
 Re : レイノルズ数、 ν : 湿り空気の動粘性係数 (m^2/s)

これより通気口速度を式(5-13)で定義する。

$$V_{av0} = \frac{2 \times \Delta dy^2 \times \Delta p_{01}}{\mu \times \Delta dx \times 24} \quad (5-13)$$

式(5-13)の速度を用いて分割点 $x=1$ 、 $y=j$ のコントロールボリュームへの流入量は以下のごとく求められる。

【水分】通気口への流入水分流 q_w (kg/s)

$$\begin{aligned} q_w &= \rho_v|_{0,1} \times V_{av01} \times \Delta dy \\ &= \frac{P_v|_{0,1}}{R_v \times T|_{\text{const}}} \times V_{av01} \times \Delta dy \end{aligned} \quad (5-14)$$

$\rho_v|_{0,1}$: 風上空気の水蒸気密度
 $P_v|_{0,1}$: 風上空気の水蒸気圧 (Pa)
 R_v : 水蒸気のガス常数 ($\text{N} \cdot \text{m}/\text{kg} \cdot \text{K}$)
 $T|_{\text{const}} = 293.16$ (K)

【熱】通気口への流入熱流 q (W)

$$q = c p_{av} \times \rho_{av} \times T|_{0,1} \times V_{av01} \times \Delta dy \quad (5-15)$$

$c p_{av}$: 湿り空気比熱 ($\text{W} \cdot \text{s} / \text{kg} \cdot \text{K}$)
 ρ_{av} : 湿り空気密度 (kg/m^3)
 $T|_{0,1}$: 風上空気温度 (K)

【湿り空気】通気口への湿り空気流入量 q_{av} (kg/s)

$$q_{av} = \rho_{av} \times V_{av01} \times \Delta dy \quad (5-16)$$

壁体内状態量の初期値に前述の拡散支配系と見なした多層壁体の定常計算結果を用い、グラスウールで対流と通気が生じる場合を計算した。

境界条件は外気側温度 0°C 、相対湿度70%一定、室内側温度 20°C 一定で相対湿度70%一定の場合とした。

壁体の通気口の位置を壁体最上部2mと底部0mにした場合（通気高さ2mと略称する）と、最上部2mと壁体中央1mの位置とした場合（通気高さ上1mと略称する）、壁体底部0mと1mの位置にした場合（通気高さ下1mと略称する）の3種の計算を行った。

いずれの計算も木繊維板、ALC板は1秒の差分計算を行い、グラスウールは差分時間0.001秒として安定した解を得た。

5-3-4-3 通気口高さの影響

壁体への通気は木繊維板-グラスウール境界で生じる事とする。

通気口の速度の決定に必要な助走距離（ Δdx ）には木繊維板の厚さ1cmを用い、通気口幅（ Δdy ）は1mmとする。

通気高さ2mでのグラスウール内温度、水蒸気圧、相対湿度の時間経過は図5-89-1、図5-89-2、図5-89-3に示す。

図5-89-1の温度の時間変化、図5-89-2の水蒸気圧の時間変化いずれも2時間程度で定常状態となるとみなせる。図中、室内側表面から6cmはALC板の熱及び水分容量の影響で他の場所に比べゆっくりとした変化をしているが、変化量は僅かである。しかし、2時間経過しても僅かながら変化し続けている。

図5-91に計算開始より2時間後のグラスウール内速度分布を示す。通気が有るために壁体内自然対流の影響は小さくなっている。壁体上部の通気口から速度 $32.11 \times 10^{-3} \text{m/s}$ で流入した空気は壁面に垂直方向に $0.63 \times 10^{-3} \text{m/s}$ の速度で、壁面平行方向では $0.15 \times 10^{-3} \text{m/s}$ で材料内に広がっていく。壁面に垂直方向の速度は密閉状態の対流速度に比べ1桁大きなオーダーとなった。通気口からグラスウール内部壁面に垂直方向の流れは速度 $0.63 \times 10^{-3} \text{m/s}$ を最大に低温側表面に向かうにつれ小さくなっていく。高温側表面近傍の対流による空気の上昇を除きグラスウール内大半で底部通気口に向けた下降流れが生じている。グラスウール低温側表面の空気の下速度は最大約 $1.31 \times 10^{-3} \text{m/s}$ となり、通気がない場合の 0.66×10^{-3} に比べ2倍の大きさとなる。壁面に垂直な流れでは通気口近傍を除くと通気の無い場合との大きな違いはみられな

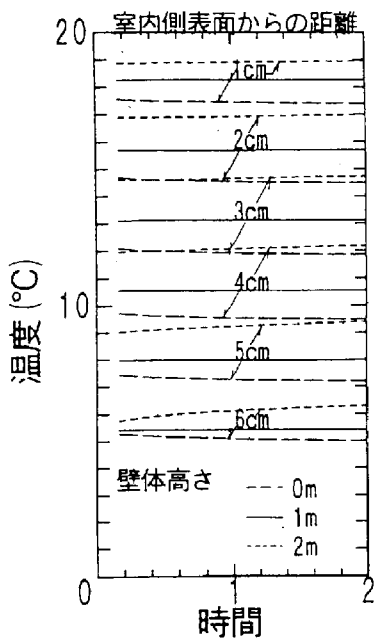


図5-89-1 温度

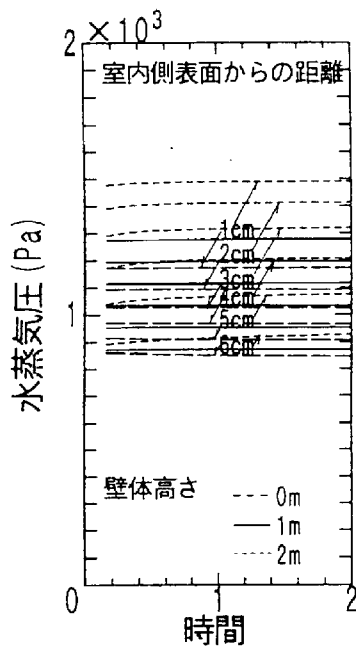


図5-89-2 水蒸気圧

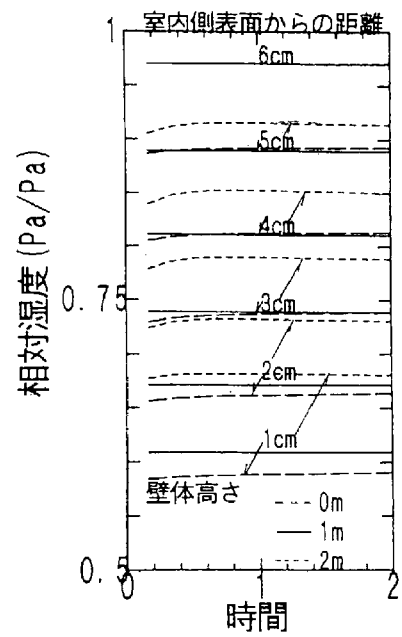


図5-89-3 相対湿度

図5-89 対流が生じる場合の壁体内状態量の時間経過 (通気高さ2m)

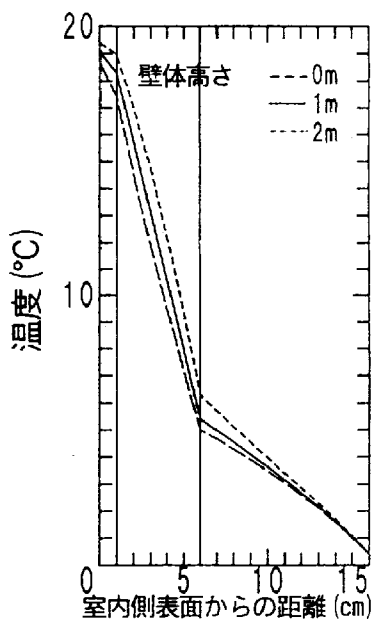


図5-90-1 温度

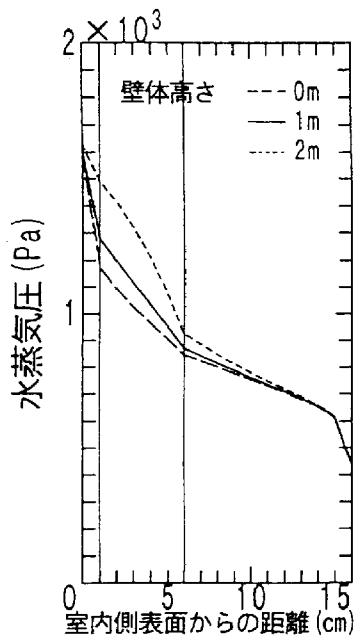


図5-90-2 水蒸気圧

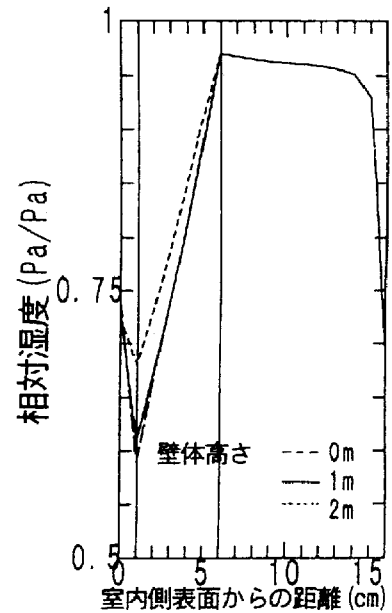


図5-90-3 相対湿度

図5-90 対流が生じる場合の壁体内状態量の分布 (通気高さ2m)

い。

温度、水蒸気圧、相対湿度の分布に示されるとおり通気の影響は壁体上部つまり通気口付近で顕著である。

図5-90-1に示されるごとく壁体底部と上部の温度差最大はグラスウール中央部で約5.3度となり、密閉状態の場合の約0.9度に比べ差は大きい。壁体1m高さの温度分布は密閉状態の場合に一致しており、これは純伝導の定常解にも一致している。故に純伝導の解との差は壁体表面から4cmの位置で壁体上部で最大値4.17度、壁体底部で1.08度と、高温側室内空気の流入のため、壁体上部の温度上昇が大きい。

図5-90-2の水蒸気圧差は約390Paと密閉状態の場合の約64Paに比べ差は大きい。水蒸気圧でも高さ1mでの分布は純伝導解に一致しており、この解との差は壁体上部最大約300Pa、壁体底部で90Paとなり、温度と同様壁体上部の水蒸気圧分布は大きく変化している。

図5-90-3の相対湿度では壁体上下差は最大で約9.ポイントの差ができる。壁体に対流のみが生じる場合壁体内相対湿度分布の純伝導解からのずれは、壁体上部で最大7.2ポイントも上昇し、壁体底部では1.9ポイント減少する。相対湿度の分布が大きくなるのは壁体高温側（木繊維板側）に近い部分であり、相対湿度の値そのものは70%程度である。

相対湿度が最も高い値となるグラスウール—ALC板境界では通気がない場合で97.03%であったのが、通気がある事で97.06%に増加した。壁体含水率が上昇すると、これに伴い材料の水分容量が大きくなるので通気の影響による極端な相対湿度上昇は見られない。しかし、この相対湿度の値はグラスウール、ALC板については結露に対し許容し得る限界値に近く、僅かな相対湿度上昇でも壁体に及ぼす影響は大きいと言えよう。

図5-92に室内側境界からの壁体への流入熱流、図5-93に流入水分流の分布を示す。壁体高さ2mと底部0mで通気がある場合を通気有りとして示し、密閉状態の場合は密閉と記述して示した。

図5-92の単位面積あたり流入熱流量は密閉状態で壁体最上部8.35W/m²、底部で9.74W/m²となり、壁体底部の流入熱流が大きくなる。これ以外の位置での熱流量は一樣で約8.9W/m²となる。通気があると、壁体最上部での熱流は4.99W/m²、壁体底部で14.15W/m²となり密閉状態の場合とは異なった熱流分布となる。

一方、壁体室内側表面の平均熱流では、通気がある場合で $8.98\text{W}/\text{m}^2$ 、密閉状態の場合で $8.94\text{W}/\text{m}^2$ となり平均値での差は僅かである。

図5-93の単位面積あたり密閉状態壁体流入水分量は壁体上部で $1.34 \times 10^{-6}\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ 、壁体底部で $1.50 \times 10^{-6}\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ となる。通気がある場合は、壁体上部で $0.588 \times 10^{-6}\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ 、底部で $1.76 \times 10^{-6}\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ であり、壁体底部の水分流入量が大きい。この位置以外の水分流は一様となる。

壁体室内側表面平均水分流は、通気がある場合平均で $1.30 \times 10^{-6}\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ 、通気が密閉状態で $1.39 \times 10^{-6}\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ となり、水分流でも平均値には大きな差は生じない。

通気口から壁体内に流入する熱流は壁体上部から $11.41 \times 10^3\text{W}/\text{m}^2$ 、底部からの流出量は $11.31 \times 10^3\text{W}/\text{m}^2$ である。

流入水分量は $3.88 \times 10^{-4}\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ 、流出量は $2.78 \times 10^{-4}\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ でありその差約 $1 \times 10^{-4}\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ が壁体内に供給される水分量である。

室内側空気より伝達によって供給される水分量以上（単位面積あたり）の水分供給が通

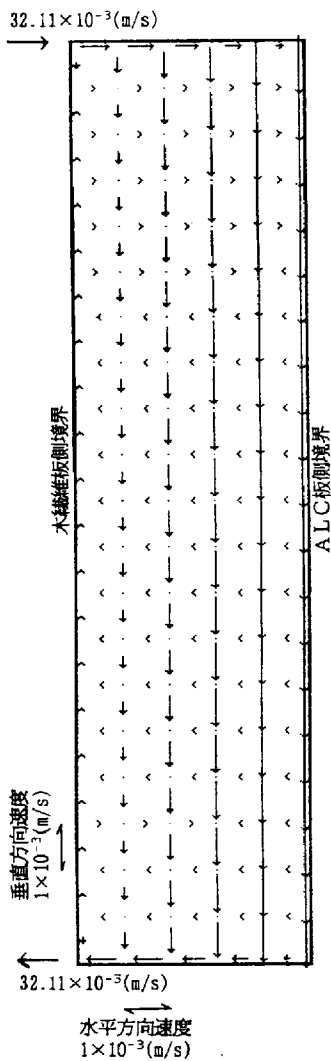


図5-91 壁体内速度分布
(通気高さ2m)

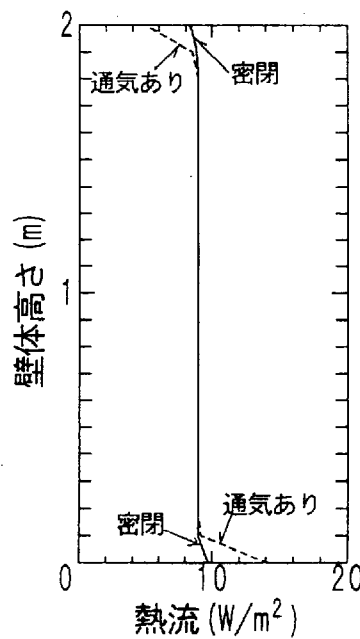


図5-92 壁体流入熱流分布
密閉：対流のみ
通気あり：通気高さ2m

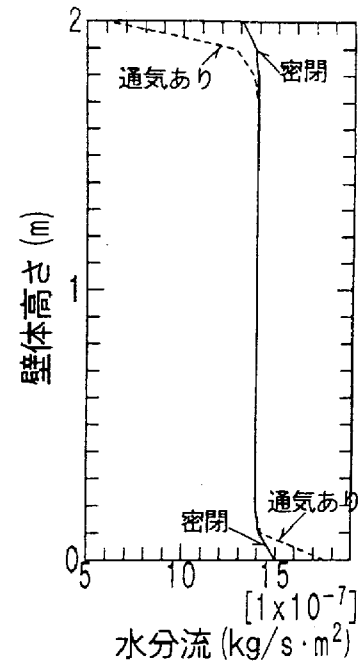


図5-93 壁体流入水分流分布
密閉：対流のみ
通気あり：通気高さ2m

気によってなされても、対流が生じる材料の低温側境界のALC板のごとき熱、水分容量が大きく水分拡散が比較的早い材料が有効に働き、壁体の相対湿度の急激な変化は緩和されている。

図5-94、図5-95、図5-96に壁体内温度、水蒸気圧、相対湿度の高さ方向の分布を示す。木繊維板とグラスウール、グラスウール—ALC境界までの室内側表面方0cmから7cmまでの値を示している。

いずれの位置でも通気による壁体内状態量分布への影響は通気口の奥行き方向で顕著であり、壁体内部への影響が僅かである事が示されている。

図5-96の相対湿度分布では壁体上部流入口近傍での変化が大きく、壁体底部流出口での変化は極僅かであり通気の影響はほとんど見られない。

図5-97には通気高さ上1m、図5-98は通気高さ下1mの場合の速度分布を示す。

通気口の位置を変えた場合の状態量分布結果を図5-99～図5-100に示す。何れもグラスウール内流れの場が大略定常状態と見なされる計算開始から2時間後の結果であ

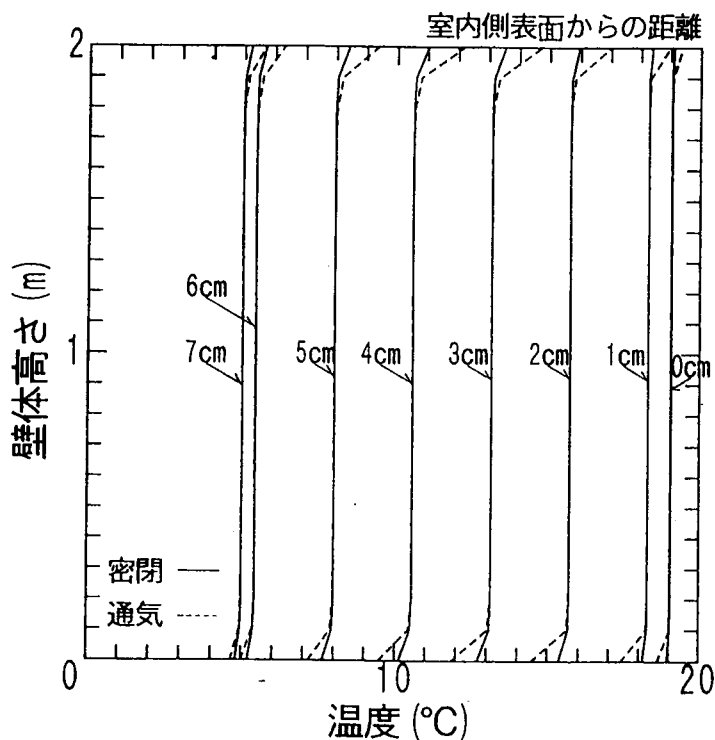


図5-94 壁体内温度の高さ方向分布（室内側表面から7cmまで）
密閉：対流のみ生じる壁体、 通気あり：通気高さ2m

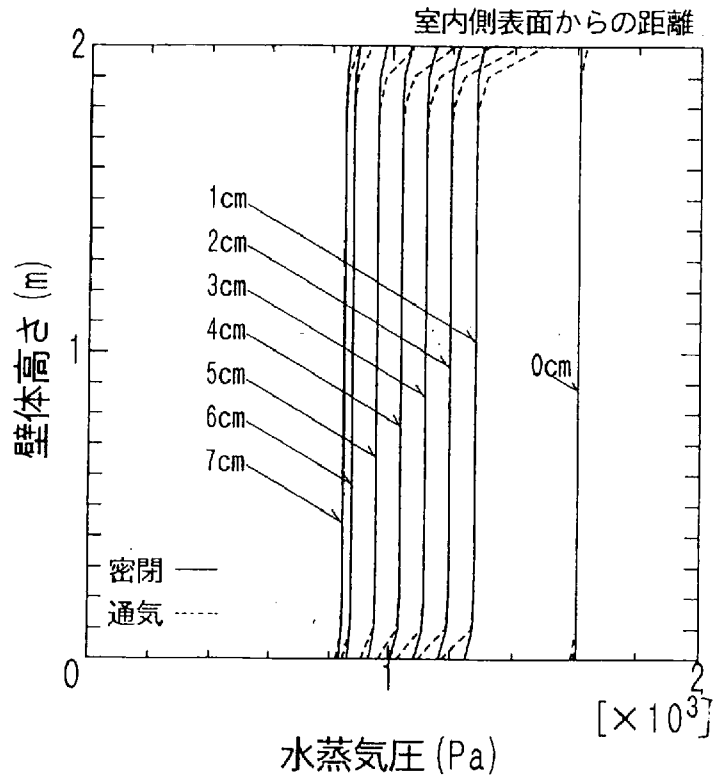


図 5-95 壁体内水蒸気圧の高さ方向分布 (室内側表面から7cmまで)
 密封: 対流のみ生じる壁体、 通気あり: 通気高さ2m

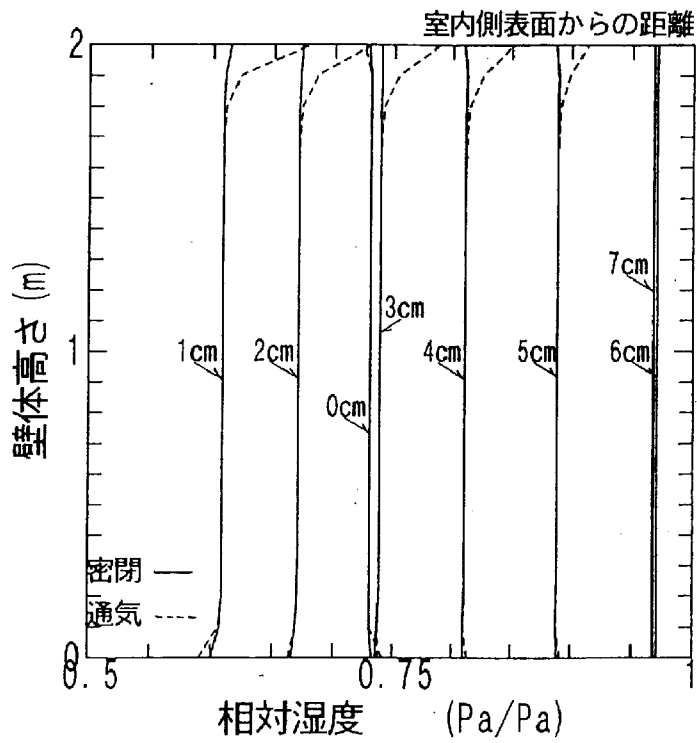


図 5-96 壁体内相対湿度の高さ方向分布 (室内側表面から7cmまで)
 密封: 対流のみ生じる壁体、 通気あり: 通気高さ2m

る。

図5-97に示す通気高さ上1mでの通気口の速度は $26.2 \times 10^{-3} \text{m/s}$ となり通気高さ2mの場合に比べ約20%程度小さい。

流れの性状は通気の影響を受けている部分と、対流が支配的な部分がはっきり分かれている。

図5-98の通気高さ下1mの場合の速度分布に示されるとおり、通気口の速度は $26.7 \times 10^{-3} \text{m/s}$ であり、分布性状は通気高さ上1mと対称である。

このような流れの影響で、図5-99-1に示すごとく、空気流入口の高さ2m部分の温度が高く、空気流出口のある1m高さ0m高さの壁体内温度分布は大略一致している。

図5-99-2の水蒸気圧分布では壁体高さ2mでの値が最も高く1m、0mの値は一致している。

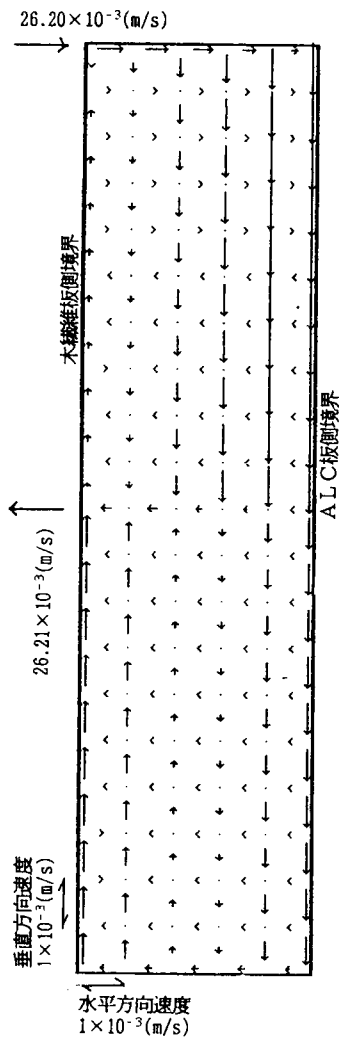


図5-97 壁体内速度分布
(通気高さ上1m)

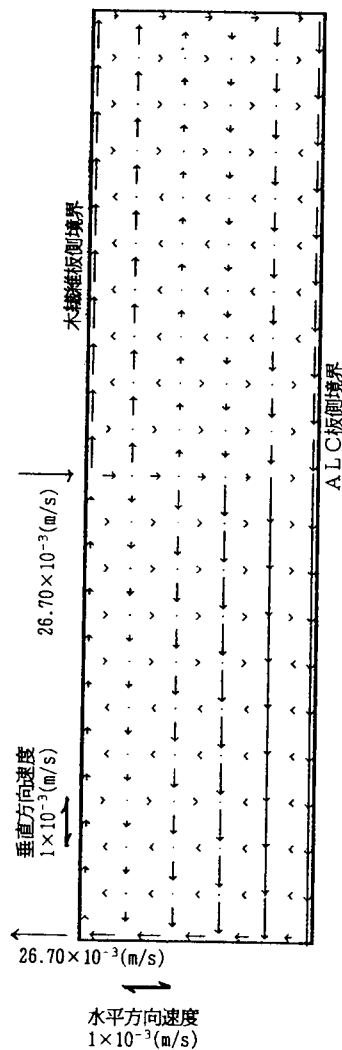


図5-98 壁体内速度分布
(通気高さ下1m)

図5-99-3の相対湿度分布に見られるごとく通気口がある2m高さでの相対湿度が最も高くなり、グラスウール－A L C境界では、2m高さで最大97.06%、壁体底部で97.02%、1mの高さで97.02%となった。

図5-100-1には通気高さ下1mでの壁体内温度分布を示す。

壁体高さ0mでの温度が最も低く、1mと2m高さの値は一致している。

図5-100-2の水蒸気圧分では、壁体高さ1mでの水蒸気圧が最も高く、壁体底部の値が最も小さい。

図5-100-3の相対湿度分布での壁体高さ1mで、グラスウール－A L C境界での相対湿度は97.04%を最大に、2mの位置で97.03%、壁体底部では97.01%と言う値となった。

図5-101にグラスウール内壁体高さ方向の温度分布を示す。

通気口高さの異なる3種の壁体の結果を示しているが、何れの壁体でも通気口近傍では温度分布に差が生じているがそれ以外の場所での温度分布は一致している。いづれの壁体も空気の流入側通気口近傍で高温となり、流出口近傍は低温となる。

図5-102の水蒸気圧分布も温度分布と同様の分布性状を示す。

図5-103に相対湿度分布も示す。

温度、水蒸気圧の分布と同様空気の流入口近傍が相対湿度も高くなり、流出口近傍の相対湿度は、通気の影響を受けない場所での相対湿度に比べ乾燥する結果となる。

以上に示すごとく、壁体への通気は壁体内流れ場を大きく変え、この変化が壁体内熱・水分場に与える影響は大きい。

しかしながら、通気による影響は壁体全体に及ぶものではなくその影響は通気口近傍に限られている。

壁体の熱・湿気性状への影響が顕著となるのは、空気の流入口近傍で壁体の低温側に位置する材料での含水率上昇（相対湿度上昇）が生じることである。ここで検討した多層壁体では通気による水分供給に対し断熱材の低温側に位置するA L C板のごとき水分容量が大きく、水分の拡散が早い材料が防湿設計上有効に働き、急激な相対湿度上昇が緩和される一例を示していると言えよう。ただし、グラスウール、A L C板いづれの材料でも相対湿度97%という値が材料の耐久性を考えると結露判定として許容されるものであるか否かの判断は別途行う必要が有る。

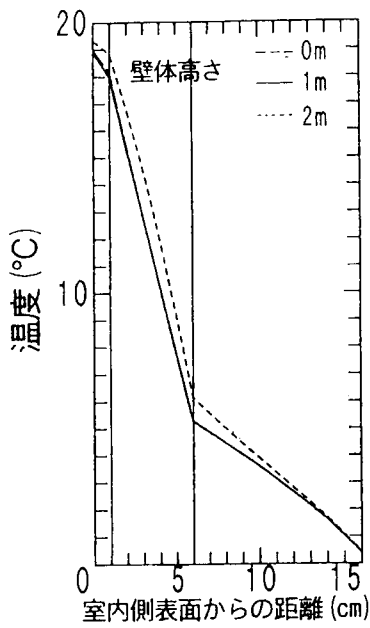


図5-99-1 温度

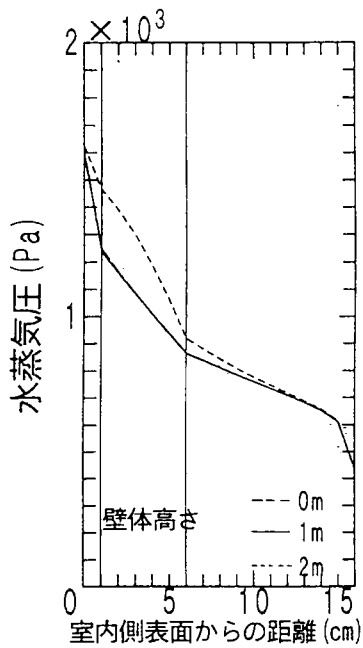


図5-99-2 水蒸気圧

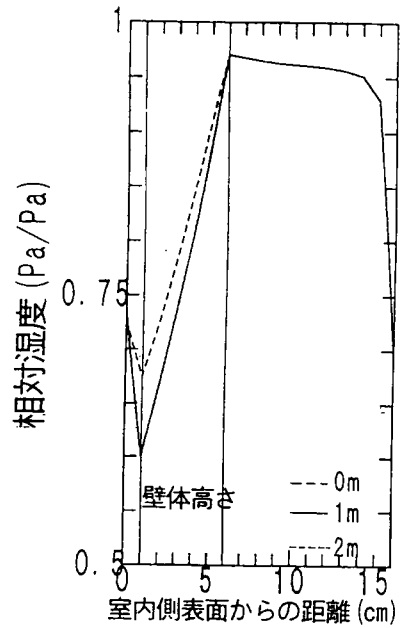


図5-99-3 相対湿度

図5-99 対流が生じる場合の壁体内状態量の分布 (通気高さ上1m)

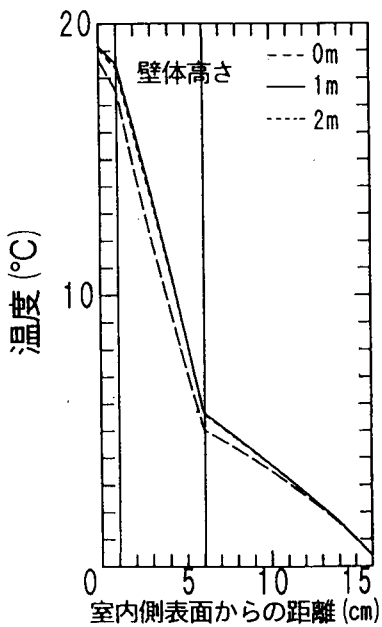


図5-100-1 温度

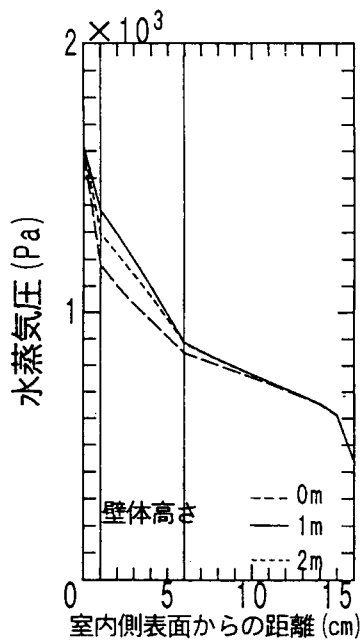


図5-100-2 水蒸気圧

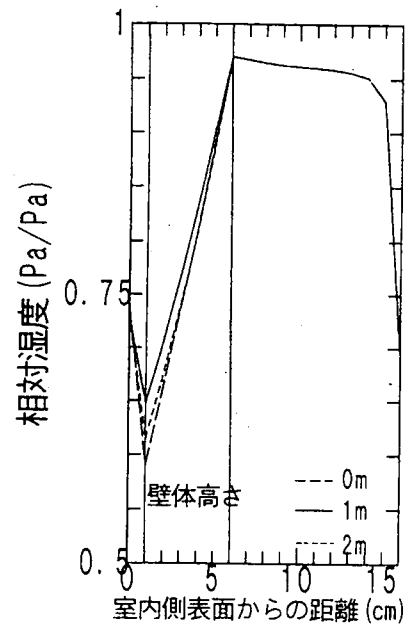


図5-100-3 相対湿度

図5-100 対流が生じる場合の壁体内状態量の分布 (通気高さ下1m)

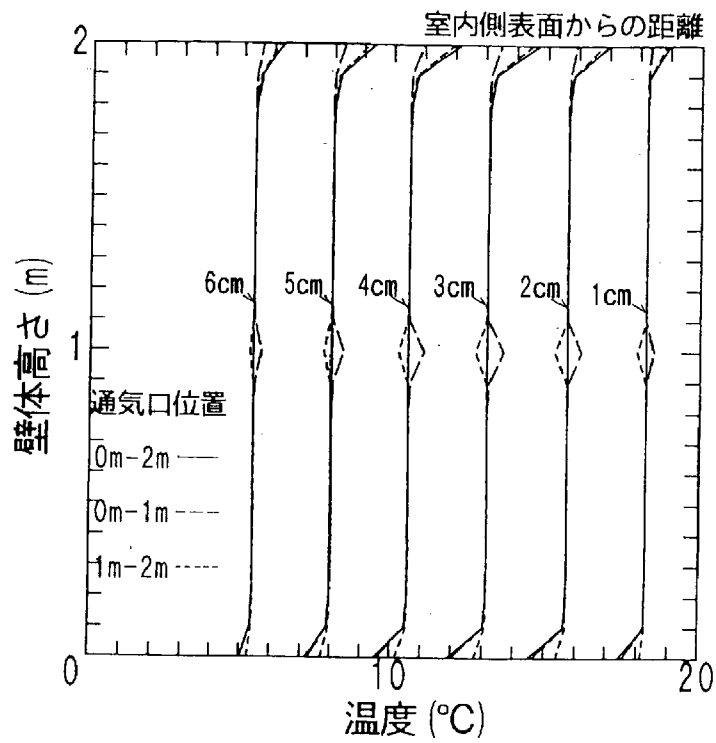


図5-101 壁体内温度の高さ方向分布（通気口高さの違いによる比較）

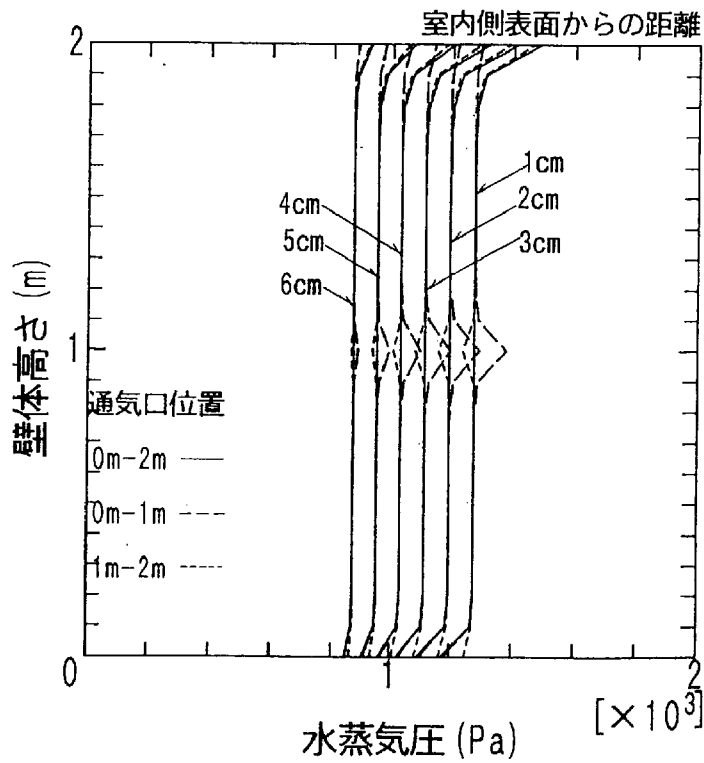


図5-102 壁体内水蒸気圧の高さ方向分布（通気口高さの違いによる比較）

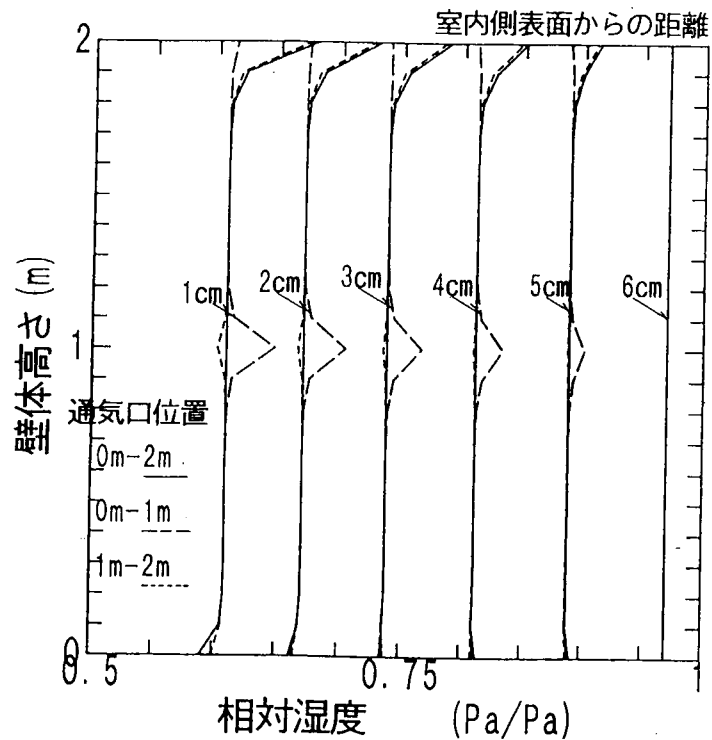


図5-103 壁体内相対湿度の高さ方向分布（通気口高さの違いによる比較）

5-3-5 まとめ

対流が生じる断熱材では相対湿度100%を越えてもなお液水は孤立して存在すると仮定し、水分移動を蒸気拡散支配とみなして外気側に吸放湿性構造材（ALC板）がある内断熱多層壁体内について熱・水分場の解析を行った。

1) 材料内対流の強さは材料内温度差に比例する。多層壁体では壁体を構成する内装材や構造材の熱、湿気特性に応じ壁体内温度分布が決まる。

ここで検討対象とした多層壁体で室内外温度差が20度の場合、断熱材内対流が材料内温・湿度場に与える影響は小さく、対流を無視して拡散支配系として扱っても大略その性状を把握できる。

室内外温度差が40度と大きくなると対流による材料内の温度、湿度の上下分布が顕著となり、壁体内熱・湿気性状への対流の影響は無視できない。

2) ここで検討した外気側に防湿層を持たない壁体でも断熱材(グラスウール)、構造材(ALC板)の境界付近は相対湿度97%近くまで高くなる。防湿層を有する一般的壁体もしくは断熱材の低温側境界にある構造材の水分容量及び水分の拡散速度等物性値如何によって境界付近の相対湿度は壁体の許容値を超えて高くなることが予測される。このことは外界条件のみならず、構造材の熱、湿気特性に応じて対流の検討を行う必要があることを示している。

内断熱多層壁体の断熱材に室内空気の流入が生じる場合の壁体内熱・水分場の解析を行った。

3) 壁体通気口を平行平板とみなし、平行平板での摩擦係数を用いて室内-壁体間の圧力差から速度を求め、この通気速度より壁体内流入熱、湿気と空気量を算定する方法を提案した。

4) 通気によって壁体内流れは大きく変化する。しかしながら、通気口幅を流入口、流出口いずれも各1mmとした場合、ここで検討した壁体では、流れの場の変化によって影響される壁体内熱・水分場は通気口近傍に限られており、壁体全体に波及する影響は小さいことを示した。

5) 通気口の位置の違いは壁体内流れ(速度分布)の様相を大きく変化させる。通気口近傍の熱・水分場の変化を除き、壁体の大部分での熱・水分場への速度分布の違いによる影響は小さい。

6) 通気口近傍の相対湿度上昇は大きく、特に断熱材の低温側に位置する構造材の含水率増加が促進される。ここで用いたALC板のように水分容量が大きく、水分の拡散速度が比較的大きな材料は通気による含水率増加を緩和するのに有効であることが示された。

5-4 第5章のまとめ

5章2節では自然対流を生じる多孔質材(グラスウール)の熱・湿気挙動解析を行った。比較的大きな透気率($4.52 \times 10^{-8} \text{m}^2$)を有するグラスウールを解析対象とし、最も単純な境界条件である壁体両表面で温度、湿度一定とした場合の解析を行った。対流が生じる材料での熱・湿気挙動の特徴を壁体の高さ、壁体温度差、材料透気率

の違いによって整理した。同時に、これらの相互の関係を表現する無次元数 Ra^* （Rayleigh数）と A （aspect比）で壁体内熱・湿気性状を整理した。

壁体高さ4mの場合で対流性状に僅かながら変化が見られたが、壁体高さが2m～0.5m程度の範囲までなら、高さの違いによる対流性状変化はほとんど無視して扱えることを定量的に示した。壁体内対流速度は Ra^* に比例して変化し、aspect比の影響は小さいことを示した。

壁体内対流の強さは壁体両表面の温度差によって決まる。壁体内対流が生じた結果、温度及び湿度場（相対湿度）に上下分布ができる。壁体内で対流のために生じる温度差は Ra^* に比例し、aspect比に反比例する事を示した。計算結果の内最大の Ra^* となる壁体両表面の温度差が20度の場合で対流による温・湿度分布が顕著となった。壁体温度差が20度未満の場合には対流を無視しグラスウールを拡散支配系の材料として扱える可能性を示した。

対流が生じたグラスウール壁体の定常状態の熱、水分流と対流が生じない場合について比較したところ、壁体の平均熱流は対流の強さによって大きく変化せず言い換えれば、 Ra^* によって殆ど変化せず、aspect比が小さいほど対流の影響を大きく受けることが判った。

5章3節では防湿設計での多層壁体内での対流が壁体内熱・湿気挙動に与える影響を検討した。

計算対象は内装材（木繊維板）、断熱材（グラスウール）と構造材（ALC板、外気側防湿層なし）で構成された多層壁体である。

壁体が室温20℃・外気温0℃（相対湿度70%一定）の場合、木繊維板とALC板の影響でグラスウール内温度差は10度程度となった。この壁体では2節でも明らかのように、グラスウール内の対流は壁体の温・湿度場を大きく変えるほど強くない。ゆえに、この壁体はグラスウールの対流を無視して拡散支配としても、適当な精度の防湿設計が行えると言える。同じ壁体でも外気温を-20℃・室温を20℃（相対湿度70%一定）とすると、グラスウールの温度差は20度以上となり、当然のことながらグラスウール内には対流の影響が顕著な温・湿度分布ができる。多層壁体では、壁体を構成する材料の熱、湿気特性と壁体の境界条件によって、対流が壁体の熱、湿気挙動へ及ぼす影響は変化する。防湿設計における壁体内対流の扱いを判定するには、対流が生じる材料中に出来る温度差を1つの判断基準とする事が出来ようが、

温度差を知るには壁体の構造ごとに境界条件を検討する必要がある。

何れの計算結果でも、壁体内相対湿度の最大値は97%～99%であり、グラスウールとALC板境界付近で生じた。すでに結露に対する材料の許容限界に近い値である。これは、グラスウールとALC板の熱及び水分の拡散速度の違いによるものであり、拡散速度の違いが顕著となれば最大相対湿度の値はより高くなるだろう。

防湿設計における断熱材内対流の取り扱いに関する判定は、外界条件と壁体を構成する材料の熱湿気特性（熱・水分容量、熱・水分拡散速度）に応じて成されなければならない。一般的に有効な判断基準に関する検討は材料の耐久性の議論と共に、今後継続して行うべき課題である。

最後に、断熱材内に室内空気が漏気（通気）する場合の解析モデルの提案を行った。通気が生じる部分を平行平板とみなし、平行平板の摩擦係数を用いて通気口速度を算定する方法である。

多層壁体で、グラスウール断熱材に通気が生じる場合を想定した解析を行い、対流が生じる材料への通気は、壁体内の速度分布に大きな影響を与えることを示した。しかしながら、速度分布の違いが壁体内温・湿度分布に与える影響は壁体全体に及ぶものではなく、通気口近傍に限られるという結果を得た。また、通気により壁体内には相当な熱及び水分流入が生じ、この熱及び水分の流入によって生じる壁体内含水率増加による相対湿度上昇はALC板のごとき吸放湿性構造材の水分容量が十分に作用すれば緩和されることを示した。

以上の解析結果は多層壁体で対流が生じる断熱材内に通気が生じた場合の壁体内熱・湿気挙動の定性的な解の性状をよく示したものと言えよう。

防湿設計で通気を正確に定量的に扱うためには、さらに実験等により解析モデルの適応限界を知る必要があり、今後の課題である。

第 6 章

結 論

本研究は、建築壁体内熱・湿気性状の解析と解析によって得られる含水率変動を評価指標とする合理的な防湿設計法の検討を行い、以下に示す結論を得た。

第 1 章では、建築壁体内熱・湿気性状を記述する現象のモデル化とその解析法及び数値解析による防湿設計法に関するレビューを行った。

第 2 章では、防湿設計のための解析モデルとして妥当な松本¹⁰⁾が示した熱・水分同時移動方程式を整理し示した。壁体内熱・湿気挙動を記述する式として、対流が生じにくく、液水移動がある一般的建築壁体材料解析には温度、自由水基準の水分化学ポテンシャルを用いた熱・水分同時移動方程式を整理し示した。繊維性断熱材等のごとく気相対流が生じ、液水移動が無視できる材料では温度と水蒸気分圧の組み合わせで記述された熱・水分同時移動方程式を整理し示した。

合理的に防湿設計を行うための予測し評価すべき点は、1)外界気象条件に応じた壁体内含有水分の逐年増加が無いこと、2)壁体が常に材料許容値の範囲内の含水率（相対湿度）を超えないことの二点である。外界気象条件に応じた壁体内熱・湿気（含水率）変動が正確に得られるならば、この熱・湿気性状の評価によって防湿設計が精度よく行える。同時に、壁体内熱・湿気挙動を得るための解析は実用可能なものであることが要求される。

第 3 章では、2 章で示した熱・水分同時移動方程式を用いて、具体的建築壁体を一年間の気象変動を境界条件として非定常計算を行い解析した。解析に必要な材料の水分移動係数が測定されている数少ない材料の内、ALC板（軽量気泡コンクリート）を解析対象とした。壁体で結水が生じない阪神地方の観測データを外界気象条件とした。定常結露計算では”結露”の発生が判定され許容されない、外気側に防湿層を有する内断熱されたALC壁体で、壁体内平均含水率の逐年増加が無いこと、一年を通じた壁体含水率変動が材料許容値の範囲内におさまる事を示した。同時にこの解析結果は内断熱壁体での最大含水率が生じる部位が構造材と外気側防湿層境界で有る事、その含水率の値を示し、この部位の水分容量の大きな材料が外

気側温湿度変動に応じる壁体含水率増加を緩和する事を定量的に示した。防湿設計を行うときの外界条件としては、外気温湿度の年変動を考慮すれば良く、通常の気象条件ならば、外気温湿度日変動及び室内温湿度日変動は無視し得る事を示した。

熱・水分同時移動方程式を非定常過程で解くことで、含水率変動に対する壁体の水分容量の有効性を評価できる防湿設計が行えることを示したと言えよう。一年を通じたこの計算は、汎用計算機で CPU time が十数分、WS（ワークステーション）では数時間程度で行うことができる。このことは、ここで示した含水率予測が実用性の高いものであることを示したと言える。防湿設計では正確に得られた壁体の含水率（熱・湿気）挙動を評価せねばならない。本報告では防湿設計における壁体の許容条件に一年を通じ壁体内含水率変動に応じる相対湿度が98%を越えないHygroscopic領域となることをあげている。この許容条件がすべての建築材料に適応できるかについては更なる検討が必要と考える。材料固有の含水率変動と耐久性の関係や菌類、カビの成長と壁体含水率の関係等の研究成果を防湿設計に反映させることが今後の課題であろう。

第4章では3章で示したような具体的気象条件での非定常計算の繰り返しによって壁体内温度・湿度（含水率）変動を求めるような冗長な方法によらない壁体内含水率予測法を示した。気象条件は一年を基本周期とする変動であると見なせるから、含水率の逐年増加がない場合、防湿設計は一年を通じた壁体内含水率（温度・湿度）変動を評価する事で行える。言い換えれば、一年を基本周期とした壁体含水率（温度・湿度）変動の周期的定常解を評価する事と言える。周期的定常解を解析的に求める方法を4章では示した。4章2節では壁体内温度、湿度の周期的定常解は解の初期値と1周期後の解が一致する性質を利用した周期的定常解法を示した。1周期後の解と一致する初期値を解析的に求めた方法である。壁体温、湿度変動の周期的定常解を保証する初期値の探査には、壁体内温度、湿度（含水率）変動を示す解の初期値変化に応じる感度方程式から得られる感度を利用した。感度方程式は非定常の離散状態方程式を初期値に関してTaylor展開して導出し、その導出過程を示すと共に、解の収束を早める試行初期値の選び方を示した。この感度を示す遷移行列を用いた逐次近似計算によって解を求めた。得られた解は3章で求めた周期的定常解と良く一致し、この方法の有用性を示した。壁体の熱、湿気挙動が全く未知の壁体の防湿設計のための周期的定常解を得る方法としては極めて有効で有ると言えよう。

4章3節では周期的定常状態の壁体の熱・湿気挙動を周波数領域で整理した。外乱（外気温度、外気湿度）を年変動、日変動共に \sin 1項による単純入力と仮定し、この入力の重ね合わせに応じる壁体の温度及び湿度の応答解の挙動を解析し示した。温度解の応答は外乱入力成分（年周期変動、日周期変動共に）に対し大略線形的で有る事を定量的に示した。一方、湿度（水分化学ポテンシャル）解は外乱が1年周期変動のみでも、10項程度の調和波の変動成分を有する挙動を示す事を明らかにした。外乱の日周期成分は解の1日周期とその近傍の周期成分に影響する事を示し、この1日周期近傍成分（周期1/364年、周期1/366年等）が壁体の解の記述に重要な項となる事を定量的に示した。壁体の温度、湿度の周期的定常解の日周期成分は各外乱入力成分の値に対し大略線形系として推定が可能となる事を定量的に示した。壁体の熱・湿気挙動に影響の大きいと壁体材料の水分伝導率が2倍ないしは1/2倍程度変化しても、解の周波数領域での性質の変化は見られないことを確認した。このことより一般的壁体材料での熱・湿気挙動の周波数特性は大略予測できよう。4章4節では先に得られた壁体温度、湿度解の周波数領域での性質を考慮し、さらに計算手順の少ない壁体の周期的定常解の直接解法を提案した。壁体の解を任意の有限個のフーリエ級数で近似し、この近似解と非定常計算によって得られる数値解の誤差を最小とするフーリエ級数の係数を計算する事で周期的定常解を直接得る方法である。フーリエ級数の係数決定に必要な数値解の計算には系の一周分を必要とはしない。この周期的定常解の直接解法は、予め解くべき壁体の解の挙動、言い換えれば解を記述するために重要な周波数成分が適当な精度で予測できれば精度良く収束の早い解法と言えることを示した。

第5章では、防湿設計での気相対流が生じる材料の扱いとその熱・湿気性状について検討を行った。この章で検討対象とした材料（グラスウール）には吸放湿性を考慮している。5章2節では、グラスウールが密閉状態の場合での対流による材料内温度、湿度分布への影響を定量的に示した。材料表面での温度差が10度では材料内対流がその熱、湿気性状に及ぼす影響は小さく大略純伝導と扱えることを示した。温度差が20度となると壁体内温・湿度分布に対流の影響が顕著となることを示した。壁体の高さは対流性状に大きく影響するのであるが、検討対象とした0.5m、2mの壁体ではその高さの違いによる対流性状の違いは見られず、高さ4mで僅かに高さによる影響が生じる事を示した。このことは通常の建築壁体では高さの変化による対流

性状への大きな影響は大略無視できる可能性を示している。また、定常状態での対流性状と対流の影響による壁体内熱・湿気性状を無次元数で整理した結果を示した。対流速度へのaspect比の影響は小さく、Rayleigh数が支配的に影響する事を示した。壁体内温度差（上下差）もRayleigh数に比例して大きくなり、aspect比が小さいほどその差が大きくなる傾向がある事を示した。平均熱流、水分流はaspect比による影響を大きく受け、Rayleigh数の影響が小さい事を示した。壁体内相対湿度分布はRayleigh数に比例して影響を受け、Rayleigh数の値如何によっては材料内結露の危険性が増す事を示した。同時に相対湿度分布に壁体形状（aspect比）の影響が小さい事も定量的に示した。材料の吸放湿性の影響の検討結果より、液水移動がなく対流が生じる材料の吸放湿性は材料が定常状態に至る時間に影響する事を示し、非定常過程を考慮した防湿設計では対流の影響を無視できない場合がある事を示した。5章3節では吸放湿性を有する断熱材（グラスウール）内で対流が生じる場合を考慮した建築多層壁体を対象に防湿設計法を検討した。計算対象は3章、4章同様の内断熱壁体である。定常結露計算で得られる結露域にグラスウールは入っており、グラスウール内でいわゆる結露によって生じた液水の移動を含む系として扱わねばならない事が予想されたが、この節ではグラスウールの材料特性を考え、相対湿度100%に平衡した状態でもグラスウール内液水は孤立した状態であると仮定し、水分移動は水蒸気によるものが支配的であるとした。この仮定の妥当性、適応限界に関しては、今後実験等により確認を行う必要がある。2節で示されたとうり、断熱材内対流の強さは壁体の表面温度差によって決まる。多層壁体ではグラスウールにできる温度差は内装材、構造材の熱的性状によって決定される。日本のような中緯度に位置する地域での外界気象条件を考えると、多層壁体表面に生じる温度差は20度程度であろう。この場合解析対象とした壁体内断熱材の温度差は10度程度となり前節の結果から予測されたとうり、対流による壁体内熱・湿気性状への影響は無視できるほど小さいことを示した。当然のことながら多層壁体表面温度差が大きくなれば断熱材内対流も強くなり、その影響は無視できないことを40度の温度差を与えた計算結果で示した。断熱材内の温度差が20度以上になると対流の影響で断熱材内上下温、湿度分布は極めて大きくなる。その結果断熱材内での相対湿度分布も大きく変化する。拡散支配系を仮定した定常計算の結果、グラスウール－ALC板境界は防湿設計上の許容限界値の相対湿度98%を越えていたが、対流が生じて5時間程

度では、ALC板の水分容量が有効に働き境界近傍での著しい相対湿度上昇、例えば100%を越え飽水に至るという状況には至らないことを示した。しかしながら、材料の耐久性の立場から見た場合、相対湿度98%、99%と言う値が許容される値であるかどうかの検討は別途行う必要が有ろう。対流を生じる材料表面の温度差が一年を通じて10度程度なら多層壁体内での対流の影響は概ね無視しても防湿設計は行えよう。ただし壁体内にできる温度分布は壁体を構成する材料とその構造によって決定されるため、単純に壁体の境界条件のみからは判定できない。同時に対流を生じる材料での小さな離散時間による計算の必要性から多層壁体の解析には長時間にわたる計算機稼働を必要とする。防湿設計法で材料内対流の取り扱いの判定基準の確立や、対流を生じる材料を含む多層壁体を年オーダーで解析するなど一般的解析法の確立には、前述の問題があり、今後継続して検討する必要がある。5章3節4では、先に解析対象とした多層壁体のグラスウールに高温高湿空気の漏気が生じた場合の防湿設計法を検討した。漏気による通気量の算定には、通気口の流入出速度を算定する必要がある。この算定にあたり、通気口を平行平板と仮定しその摩擦係数を用いて通気口速度を算定した。通気口幅を1mmとした場合を計算した結果、対流性状は密閉状態と比較し大きく変化し、対流によって壁体内温、湿度分布も影響を受ける。壁体内温湿度分布への通気（漏気）の影響は通気口近傍で顕著であり壁体全体に及ばない事を示した。通気口の位置する高さを変えた場合、グラスウール内対流性状は大きく変化するが速度分布の違いが壁体内温・湿度場に及ぼす影響は小さい事を示した。通気によって壁体内には相当な熱、水分流入が生じる結果、通気口近傍の含水率増加が促進されるが、低温側境界にALC板のように水分容量が大きく、水分の拡散が比較的早い材料がある事で、通気による含水率増加に応じる相対湿度上昇を緩和している事を示した。このモデルを用いた計算結果は、対流と通気が生じる壁体内の流れの性状を定性的には精度良く示すものとする。さらに、実験による現象の確認を行うことで定量的取り扱いの精度を上げる必要があると考える。

以上、建築多層壁体の含水率変動を評価尺度とする防湿設計を精度よく行うための知見及び今後の検討すべき課題を示した。

記号説明

- A : 第5章、アスペクト比 (aspect比)、(無次元数)
- $[A^j(X^j)]$: 第4章、式(4-10)で用いた係数マトリクス
- $[a],[\hat{a}]$: 第4章、式(4-16)用いたフーリエ近似解の係数マトリクス
- $[B^j(X^j)]$: 第4章、式(4-10)で用いた係数マトリクス
- $[C^j(X^j)]$: 第4章、式(4-10)で用いた係数マトリクス
- C1 : 第5章、式A(1)で定義した無次元数
- C3 : 第5章、式(A3)で定義した無次元数
- cp_s : 材料実質の定圧比熱(W·s/kg·K)
- cp_w : 液水の定圧比熱(W·s/kg·K)
- cp_v : 水蒸気の定圧比熱(W·s/kg·K)
- $cp_{a,v}$: 湿り空気の定圧比熱(W·s/kg·K)
- D_v : 水蒸気の拡散係数(m^2/s)
- D_{wT} : 式(2-13)で用いた温度勾配に比例する係数($m^2/s \cdot K$)
- D_{ww} : 式(2-13)で用いた含水率勾配に比例する係数(m^2/s)
- D_{T1} : 液水の温度勾配に比例する拡散係数($m^2/s \cdot K$)
- $D_{\mu 1}$: 液水の水分化学ポテンシャル勾配に比例する拡散係数($m^2/s \cdot J/kg$)
- D^j : 第4章、式(4-10)で用いたベクトル
- $[D^j(X^j)]$: 第4章、式(4-1)で用いた係数マトリクス
- $[DR^j(X^j)]$: 第4章、式(4-5)で用いたマトリクス
- F : 第2章、大気圧(mmHg)
- F : 第4章、式(4-19)で定義した数値解とフーリエ近似解との差ベクトル
- $F(X^j)$: 第4章、式(4-13)で定義したベクトル
- f : 水蒸気分圧(mmHg)
- f_0 : 基準水蒸気分圧(mmHg)
- g : 重力加速度(m/s^2)
- $H_{a,v}$: 湿り空気のエンタルピー(W·s/kg)
- H_s : 材料実質部のエンタルピー(W·s/kg)
- H_v : 水蒸気のエンタルピー(W·s/kg)

H_w	: 液水のエンタルピー ($W \cdot s / kg$)
I	: 単位マトリクス
$[JF(x_o^j)]$: 第4章、式(4-22)で用いたマトリクス (ヤコビアン)
K	: Darcyの透気率 (m^2)
K_w	: 透水率 (m^2)
k_a	: 材料透気率 (m^2)
Le	: 第5章、式(A1)、Lewis (ルイス) 数、(無次元数)
$M_{a,v}$: 湿り空気の粘性係数 ($Pa \cdot s$)
M_w	: 液水の粘性係数 ($Pa \cdot s$)
m_a	: 乾燥空気の分子量 ($kg / Kmole$)
$m_{a,v}$: 湿り空気の分子量 ($kg / Kmole$)
m_v	: 水蒸気の分子量 ($kg / Kmole$)
P_a	: 乾燥空気圧力 (Pa)
$P_{a,v}$: 湿り空気圧力 (Pa)
$\overline{P_{a,v}}$: 第5章、無次元湿り空気圧力
P_v	: 水蒸気圧力 (Pa)
$\overline{P_v}$: 第5章、無次元水蒸気圧
Pe	: 第5章、式(A1)で定義した無次元数
q	: 第5章、熱流 (W)
q_w	: 第5章、水分流 (kg / s)
$q_{a,v}$: 第5章、湿り空気流 (kg / s)
R	: 一般ガス常数 ($N \cdot m / Kmole \cdot K$)
R_v	: 水蒸気のガス常数 ($N \cdot m / kg \cdot K$)
$R_{a,v}$: 湿り空気のガス常数 ($N \cdot m / kg \cdot K$)
Ra^*	: 第5章、Rayleigh (レイリー) 数、(無次元数)
Re	: 第5章、Reynolds (レイノルズ) 数、(無次元数)
RH	: 相対湿度 (Pa / Pa)
$[R^j(X^j)]$: 第4章、式(4-1)で用いた係数マトリクス
r	: 水蒸気→液水の相変化熱 (J / kg) (湿り空気と液水のエンタルピー差)
T	: 温度 (K)

T	: 第5章、無次元温度
Te	: 第5章、式(A2)で定義した無次元数
\bar{t}	: 第5章、無次元時間
U	: 第3章、空隙率(vol%)
u	: 第3章、含水率(vol%)
V_w	: 液水の真の速度(m/s)
V_v	: 水蒸気の真の速度(m/s)
V_{av}	: 材料内平均速度(m/s)
$\overline{V_{av}}$: 第5章、材料内平均無次元速度
$[V^j(X^j)]$: 第4章、式(4-6)で定義した遷移マトリクス
W	: 水蒸気→液水の相変化水分量(kg/m ³ ・s)
X^j	: 第4章、壁体の熱・湿気挙動を示す解(状態量)ベクトル
XN	: 第4章、(4-16)で定義したフーリエ近似解
X_{ss}	: 第4章、壁体の熱・湿気挙動解(非定常計算結果の数値解)
x	: 材料厚さ方向の長さ(m)
\bar{x}	: 第5章、材料厚さ方向の無次元長さ
x_0	: 第4章、壁体の熱・湿気挙動を示す解(状態量)の初期値ベクトル
Y^j	: 第4章、外乱入力ベクトル
y	: 材料高さ方向の長さ(m)
\bar{y}	: 第5章、材料高さ方向の無次元長さ
α	: 熱伝達率(W/m ² ・K)
α	: 第4章、式(4-20)で定義したベクトル
α_τ	: 温度勾配に対する水分伝達率(kg/m ³ ・s・K)
α_μ	: 水分化学ポテンシャル勾配に対する水分伝達率(kg/m ³ ・s・J/kg)
β	: 湿り空気の温度膨張率(1/K)
$[\Gamma], [\hat{\Gamma}]$: 第4章、フーリエ級数展開項マトリクス
γ	: フーリエ級数展開項ベクトル
ε	: 第4章、式(4-25)で定義した二乗平均誤差
θ	: 温度(°C)

- κ : 含水率の水蒸気圧依存性 ($\text{kg}/\text{m}^3 \cdot \text{Pa}$)
 λ : 材料実質部の熱伝導率 ($\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$)
 λ_e : 材料の見かけの熱伝導率 ($\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$)
 λ_{pv} : 湿気伝導率 ($\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s} \cdot \text{Pa}$) (水蒸気圧勾配に比例する水分伝導率)
 λ_T : 温度勾配に比例する水分伝導率 ($\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s} \cdot \text{K}$)
 λ_{Tg} ; 気相成分、 λ_{Tl} ; 液相成分
 λ_μ : 水分化学ポテンシャル勾配に比例する水分伝導率 ($\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s} \cdot \text{K}$)
 $\lambda_{\mu g}$; 気相成分、 $\lambda_{\mu l}$; 液相成分
 μ : 自由水基準の水分化学ポテンシャル (J/kg)
 ν : 含水率の温度依存性 ($\text{kg}/\text{m}^3 \cdot \text{K}$)
 もしくは湿り空気の動粘性係数 ($\text{Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^3/\text{kg}$)
 ν_k : 第4章、フーリエ級数展開項の角速度 (ラジアン)
 ξ : 湿り空気の水蒸気圧膨張率 ($1/\text{Pa}$)
 ρ_s : 材料密度 (kg/m^3)
 ρ_w : 液水密度 (kg/m^3)
 ρ_v : 水蒸気密度 (kg/m^3)
 ρ_{av} : 湿り空気密度 (kg/m^3)
 Φ : 空隙率 (vol/vol)
 Φ_s : 最大空隙率 (vol/vol)
 ϕ : 含水率 (vol/vol)
 ω, ω' : 角速度 (ラジアン)

引用文献

- 1) Glaser H., Kalte Technik 10, 345, 1959
- 2) Vos B. H., Internal Condensation in Structure, Building Science 3, pp191, 1969
- 3) Luikov A.V., Transporterscheinungen in Kapillarporen Korpern, Akademie V.1958
- 4) Krischer O., Die Wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik, Springer 1956
- 5) Kohonen R., A Method to Analyze Transient Hygrothermal Behaviour of Building Materials and Components, Technical Research Centre of Finland Pbu. 21, 1984
- 6) Kiessl K., Kapillarer und Dampfformiger Feuchtetransport in Mehrschichtigen Bauteilen Diss. Essen, 1983
- 7) Philip J.R., de Vries D.A., Moisture Movement in Porous Materials under Temperature Gradient, Trans. Amer. Geophys. Union 38, 222, 1958
- 8) van der Kooi J., Moisture Transport in Cellular Concrete Roof, Diss. TH Eindhoven, 1971
- 9) Sandberg P.I., Moisture Balance in Building Element, Div. of Build. Tech., Lund Inst. Report43, Lund, 1973
- 10) 松本 衛、建築壁体における熱・水分の同時移動及び水分蓄積に関する研究、学位論文（京都大学）、1978
- 11) Drokhov I.N., Kafarov V.V., Nigmatulin R.I., Method of Continuous Medium Mechanics for Defining Polyphase Multicomponent Mixture with Chemical Reaction, Heat and mass Transfer, J. Appl. Math. Mech., 39, 461, 1975
- 12) Matsumoto M., Internal Condensation and Re-evaporation process of Moisture in a Foam Concrete, 6th All-union Heat and Mass Transfer Conference, Minsk V7 39, 1980
- 13) 池田哲朗 結露障害防止に関する基礎的研究 学位論文（京都大学）、1979
- 14) 池田、銚井、堀江、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 その1、日本建築学会計画系論文報告集 355、1985-1
- 15) 松本、銚井、恩村、建築材料の水分拡散特性の測定に関する研究（木材の水分拡散係数の測定）、日本建築学会大会学術講演梗概集 D、pp943、1987-10
- 16) 坂本、瀬戸、渡辺、木造建築物における湿気予測と結露害防止に関する研究（その1 木材の含水率勾配に対する水分拡散係数の測定）日本建築学会大会学術講演梗概集 D、pp567、1988-10
- 17) Jury W., Simultaneous Transport of Heat and Moisture Through a Medium Sand, Thesis Univ. of Michigan, 1973

- 18) Hokoi S., Kumaran M.K., Experimental and Analytical Investigations on Simultaneous Heat and Moisture Transport Through Glass Fiber Insulation, CIB W40 Meeting Lund, 1991
- 19) Henry P.S.H., Diffusion in Absorbing Media, Proc. R. Soc., A171, pp215, 1939
- 20) 前田 敏男、室内湿度に関する研究(2)、日本建築学会研究報告 第21号、1953-3
- 21) 松本 衛、湿気 建築学体系10 環境物理、彰国社、1984
- 22) 松本、近藤、線形熱水分同時移動系としての多層壁体の周期的定常解、日本建築学会計画系論文報告集 347、1985-1
- 23) 松本、近藤、芝池、井谷、ハイグロスコピック領域内の多層壁体及び室の周期的定常とその特性解、日本建築学会近畿支部研究報告集(計画系) 23号、pp121、1983-6
- 24) 松尾 陽、線形熱・湿気方程式の精解法について、日本建築学会大会学術講演梗概集(計画系)、pp775、1984-10
- 25) 長谷川 房雄、多数室の熱湿気移動、東北大学建築学報 22、pp145、1983
- 26) Matsumoto M., R. Fujihana., Moisture Conductivity and Diffusivity of Wood for Estimation of Room Air Humidity Variation, 2nd Int. RELEM/CIB Symposium on Moisture Problems in Building v2 2.1.1, 1974
- 27) 松本、松下、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(その1 局所平衡、線形モデルによる解析とその妥当性検討)、日本建築学会論文報告集 302、pp37、1981
- 28) 松本、松下、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(その2、吸放湿過程に及ぼす吸放湿履歴の影響とその解析法) 日本建築学会論文報告集 306、pp65、1981
- 29) 松本 衛 他、軽量気泡コンクリートにおける水分伝導率の測定、日本建築学会近畿支部研究報告集(計画)、pp113、1976-5
- 30) 松本 衛 他、ALC壁体における水分伝導率及び温度勾配による水分伝導率の測定、日本建築学会近畿支部研究報告集(計画)、pp81、1977-5
- 31) 松本 衛 他、気泡コンクリート板の結露過程と熱水分同時移動方程式による解析(その3 水分拡散係数の測定及びそれを用いた結露過程解析)、日本建築学会近畿支部研究報告集(計画)、pp81、1978-5
- 32) 理科年表、国立天文台編、丸善
- 33) 松本 衛、佐藤真奈美、結露・蒸発の生じる壁体における含水率挙動の性状と許容条件の検討、日本建築学会環境工学論文集 第4号、pp153、1982-11
- 34) 松本 衛、佐藤真奈美、結露を生ずる内断熱壁体の結露・再蒸発過程の数値解析(室内温度変動がある場合について)、日本建築学会大会学術講演梗概集(計画系)、pp695、1983-9
- 35) 前田敏男、伝熱学 新訂建築学体系8、彰国社、1969

- 36) T.Y. Na, Computational Method in Engineering Boudary Value Problem, Academic Press, 1979
- 37) 中沢康明 建築の熱的設計に関する基礎的研究、学位論文、1977
- 38) Chua L.O., Ushida A., Algorithms for Computing Almost Periodic Steady-State Response of Nonlinear System to Multiple Frequencies, IEEE Transactions on Circuits and Systems, Vol. CAS-28, No. 10, Oct., 1981
- 39) 鉾井修一、Fokker-Planck方程式による結露過程の解析、日本建築学会大会学術講演梗概集 D、pp901-902、1992-8
- 40) 松本 衛、佐藤真奈美、建築壁体の結露・再蒸発過程の周期的定常状態について、日本建築学会大会学術講演梗概集（計画）、pp773-774、1984-10
- 41) Matsumoto M., Sato M., A Periodic Solution of Moisture Condensation and Re-evaporation Process in the Building wall, Numerical Method in Thermal Plobrems, Vol.IV, Part 1, pp819-829, PINERIDGE PRESS, 1985-7 (Proceeding of the 4th Int. Conference, Swansea, U.K.)
- 42) 松本 衛、佐藤真奈美、結露過程の周期的定常解の調和解析による検討（外界入力成分の影響について）、日本建築学会大会学術講演梗概集 D、pp913-914、1987-10
- 43) 松本 衛、佐藤 奈美、結露過程の周期的定常解の調和解析による検討（水分伝導率の影響について）、日本建築学会大会学術講演梗概集 D、pp527-528、1988-10
- 44) Matsumoto M., Sato M., A Harmonic Analysis of Periodic Steady State Solution of the Internal Condensation Process, Int. CIB W67 Symposium on Energy, Moisture and Climate in Buildings, Rotterdam, 1990-9
- 45) 松本 衛、佐藤真奈美、結露過程の周期的定常解の数値解法（フーリエ近似による方法）、日本建築学会大会学術講演梗概集（計画）、pp1911-912、1985-10
- 46) 松本 衛、佐藤真奈美、結露蒸発過程の周期的定常解の数値解法（年及び日周期入力がある場合）、日本建築学会大会学術講演梗概集 D、pp1015-1016、1986-10
- 47) Bories S.A., Hydrothermal convection in saturated porous media, ADVANCES IN HYDROSCIENCE, vol.10, pp231-307, Academic Press, 1975
- 48) Burns P.J., Convection in a vertical slot filled with porous insulation, Int. J. Heat & Mass Transfer, vol.20, pp919-926, Pergamon Press, 1977
- 49) 鉾井 修一、湿った建築壁体の熱的特性に関する基礎的研究、学位論文（京都大学）、1986

- 50) Lai F.C., Kulacki F.A., Natural Convection Across a Vertical Layered Porous Cavity, Int. J. Heat & Mass Transfer, vol.31, pp1247-1260, Pergamon Press, 1988
- 51) 前川 純一、無響室の設計、日本建築学会、1966
- 52) Fournier D., Klarsfeld S., Some recent experimental data on glass fiber insulating materials and their use for a reliable design of insulations at low temperature, ASTM STP (Special Technical Publication) 544, pp223-242, 1974
- 53) 松本 衛、佐藤真奈美、自然対流を生じる断熱材内の熱・湿気性状について、日本建築学会大会学術講演梗概集 D、pp1125-1126、1990-10
- 54) 松本 衛、佐藤真奈美、自然対流を生じる断熱材内の熱・湿気性状について、ハウスクリマII、pp125-134、海青社、1991
- 55) 松本 衛、佐藤真奈美、自然対流の生じる多孔質材内の熱・湿気性状について（透気率の違いによる検討）、日本建築学会大会学術講演梗概集 D、pp793-794、1991-9
- 56) 松本 衛、佐藤真奈美、自然対流を生じる多孔質材内の熱・湿気性状について（断熱材が吸放湿性を有する場合の性状）、日本建築学会大会学術講演梗概集 D、pp925-926、1992-8
- 57) 松本 衛、佐藤真奈美、対流を生じる建築壁体内の熱・湿気挙動解析 日本建築学会大会学術講演梗概集 D、pp1249-1250、1993-9
- 58) 松本 衛、佐藤真奈美、対流を生じる建築壁体内の熱・湿気挙動解析（対流を生じる材料に通気がある場合）、日本建築学会大会学術講演梗概集 D、pp263-264、1994-9
- 59) 松本 衛、佐藤真奈美、建築壁体の結露・再蒸発過程の周期的定常状態の数値解法と解の性状、日本建築学会計画系論文報告集 464、pp1-10、1994-10
- 60) 松本 衛、佐藤真奈美、建築壁体の結露・再蒸発過程の周期的定常解法、日本建築学会計画系論文報告集 464、pp11-20、1994-10

謝 辞

本論文は、筆者が神戸大学・工学部・環境計画学科（現・建設工学科）に行政職（一）技官として採用されて以来、神戸大学松本衛教授のご指導のもとに行った研究をまとめたものです。先生には熱と水分の移動現象及びその解析に関して初歩からご指導をいただき、建築壁体の防湿設計法に関する有益なご助言をいただいています。また、現象解明に厳しい態度で臨まれる先生のお姿をつうじ、研究への姿勢を身を持ってお示し下さいました。さらに、神戸大学在職中は筆者が研究を続けられるようきめ細かなご配慮をいただきました。現在に至りましても公私にわたり、丁寧なご指導と貴重なご助言をいただいておりますこと、心から感謝申し上げます。

本論文をまとめるにあたり親切なご指導、ご助言、そして温かい励ましをいただきました神戸大学室崎益輝教授、川谷健教授に深く感謝申し上げます。

京都大学銚井修一助教授（当時神戸大学助手）には解析法に関する適切なご教示をいただいたのをはじめ、研究生活に関わります様々な問題への貴重なご助言と温かい励ましをいただきました。深く感謝申し上げます。

神戸大学松下敬幸助手には研究への取り組みに関します貴重なご助言、ご支援をいただきました。深く感謝申し上げます。

神戸大学森本政之助教授、阪上公博助手には研究上の相談をいつも快く受けていただくと共に常に温かい励ましをいただきました。深く感謝申し上げます。

神戸大学熱環境研究室ゼミナールで様々な議論におつきあい下さった神戸大学森山正和講師、岩前篤氏（積水ハウス）をはじめ多くの皆様にお礼申し上げます。

筆者の現職場であります石川工業高等専門学校、建築学科天野正治教授には研究生活へのご配慮と温かい励ましをいただきました。心より感謝申し上げます。

さらに、この研究をまとめられましたのは石川工業高等専門学校建築学科の諸先生の温かいご支援のおかげです。お礼申し上げます。