

Title	湿った建築壁体の熱的特性に関する基礎的研究(Dissertation_全文)
Author(s)	銚井, 修一
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	1986-11-25
URL	http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r6076
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

新 制
工
680
京大附図

湿った建築壁体の熱的特性に関する
基礎的研究

昭和 61 年 4 月

銚 井 修 一

湿った建築壁体の熱的特性に関する
基礎的研究

昭和61年4月

鈴木 修 一

序 文

本論文は、建築壁体が結露・雨水等により湿った場合の熱的特性と含湿にともなう性状の変化に関する基礎的研究を行なったものである。

建築壁体がおかれている状態を考えると、雨が降ったり室内での人体・炊事により発生した水蒸気の吸湿があり、湿った状態にあるのが通常である。これは建築に用いられる多孔質材料の大きな特徴とすることができる。壁体が湿潤状態にあることの及ぼす影響は大きい。すなわち、雨で外壁が濡れると、その蒸発により室内への流入熱流は乾燥状態とは大きく異なる。又、多孔質な材料で構成された壁体においては含水により熱伝導率が増加し、従って流入・流出熱流も増加する。壁が室内外の温湿度に応じて吸放湿を行ない、室内空気の調湿作用をすることは良く知られ利用されているが、その程度がはなはだしくなると壁体表面、或いは内部での結露となり、逆に種々の被害を与える。

建築壁体を水分の影響の無い乾燥した状態に保つことは實際上難しく、従って湿った状態にあるものとして取扱うことの必要な場合が多い。しかし、これまで水分の影響を考慮した取扱いは非常に少なく、考慮したものでもまだ不十分な解析しかなされていらない。各種の建築的障害をもたらす内部結露を考えると、近年の建物の気密化に伴ない研究がかなり進められつつあるとはいえ、結露の解析にとって重要な因子である湿潤時熱伝導率についての検討は十分とは言えない。熱伝導率の含水率による変化は結露の進行を大きく左右し、従って結露の予測にはこれを正しく知っておく必要があるにも拘らず、これまで妥当な精度での測定はなされていない。その為、湿潤時の熱伝導率を仮定した扱い、或いは表面温度を与えることにより熱伝導率があまり影響しない状況のみを扱った研究しかなく、結露の正確な予測はまだ完全にはできていないと言える。

以上のことから、本論文の第1部においては、壁体の内部結露を妥当な精度で予測するのに不可欠な多孔質材料の湿潤時熱伝導率に関する検討を行なっている。湿潤時の熱伝導率は、壁体が雨等で湿った場合の熱負荷計算にも必要となるものである。

これに対して、壁体が湿ることを有効に利用することもできる。上述の如く、湿った壁体からの水分蒸発は壁体温度の低下、従って熱流出を大とする。これは夏期においては冷房負荷を軽減することになる。このような観点から第2部では建物外壁が雨等により湿潤状態にあることが室内に及ぼす熱的影響を、熱負荷減少という立場から検討する。

第1部の第1章では、多孔質材料の熱伝導率及び材料中での熱・水分移動に関する研究のレビューを行なっている。断熱材のような空隙の大きい建築材料をも対象とする為、材料中での輻射・対流に関する研究についてもふれる。

第2章では、本論文で用いる多孔質材料中での熱・水分同時移動の基礎方程式を記述している。これらの式は輻射・対流による熱と水分の移動をも考慮したものである。更に、微小な温度入力を用いた熱伝導率測定法を考えると、第1近似として、水分、輻射、対流それぞれの影響を独立に扱い得ることを示し、

第3章以降の取扱いとの結びつきを明らかにする。

結露が生じる場合は勿論のこと、一般に材料が湿った場合には熱と水分の移動は独立ではない。従って、両者が coupling された非定常過程として、湿った壁体での熱移動を把握する必要がある。¹⁾²⁾ 湿潤時の熱伝導率測定においても状況は同じであり、その測定値には水分移動の影響が含まれている。水分による測定値の誤差が結露の予測に対して許容し得る程度か否かは、これまでの研究では明らかにされていない。このような観点から、第3章では、壁体内部結露の予測に対して妥当な精度の熱伝導率を測定することを目的として、多孔質材料の湿潤時熱伝導率に関する検討を行なっている。

建築壁体には、熱負荷の減少、結露防止を目的として断熱材が用いられる。断熱材中に水分が浸透することは好ましくなく、防湿層・防水層により水分の浸入をできるだけ押えるようにしているが、実際の施工を考えると完全とは言えない。従って、断熱材が含水した状態での挙動も把握しておく必要がある。断熱材は一般に軽量で空隙の割合が多い。その為、水分は移動し易く、従って水分(主として水蒸気)移動に伴う熱移動の影響は他の建築材料に比して大きい。これに加えて、材料中での輻射・対流による熱移動が生じる。断熱材の熱伝導率が非常に小さい為、これらの要因の影響は他の一般材料に対する場合よりはるかに大きく、断熱材の熱的性能を正しく評価するにはこれらについての検討が必要となる。これに関しては、断熱材の熱伝導率という点よりの研究はあるが、湿った場合も含めたものは非常に少ない。以上のことから、第4、5章では断熱材における水分、及び輻射・対流熱移動についての検討を行なっている。

第2部は、第1部が水分の建築壁体に及ぼす影響を主として室内側からとらえたのに対して、外気側を中心として考察したものである。ここでは、壁体を散水或いは雨によりあえて濡らすことにより夏期の熱負荷を減少させ、省エネルギー的壁体を設計することを目的とする。

第2部第2章では、屋根に散水をした場合の断熱冷却効果についての検討をしている。

第3章では、雨を積極的に利用する為に、屋上に多孔質材料を置き雨を沁み込ませ、その蒸発を利用するという方法を提案している。この方法は、屋上を利用できる、散水の手間・費用が省ける、防水層の保護に良いという利点をもっている。

目 次

第1部 湿った建築壁体の熱伝導に関する解析

第1章 第1部序論

1-1	はじめに	1
1-2	従来の研究	1
1-2-1	多孔質材料中での熱水分移動の基礎式	1
1-2-2	熱伝導率に関する研究	2
1-2-3	多孔質材料中での輻射熱伝達	4
1-2-4	多孔質材料中での対流による熱移動	6
1-3	第1部の研究概要	7

第2章 多孔質材料中での熱水分同時移動の基礎方程式

2-1	はじめに	8
2-2	熱水分同時移動の基礎式	8
2-2-1	材料のモデル化	8
2-2-2	水分移動	9
2-2-3	熱移動	11
2-2-4	まとめ	14
2-3	基礎方程式の近似的取扱い	16
2-4	従来の熱伝導率と本論文での取扱いとの関係	18
2-5	第2章のまとめ	18

第3章 湿った壁体の熱伝導率

3-1	はじめに	20
3-2	解析に用いる熱水分同時移動方程式	21
3-3	湿り材料の熱伝導率	23
3-3-1	湿り材料の熱伝導率の定義	23
3-3-2	湿り材料の熱伝導率と測定法との対応	24
3-4	湿り材料の熱伝導率に関する Krischer と De Vries の研究	24
3-4-1	Krischer の研究	24
3-4-2	定常熱伝導率測定法	25

3-4-3	De Vriesの研究	31
3-5	周期法による熱伝導率測定の為の基礎理論	31
3-5-1	目的	31
3-5-2	方針	31
3-5-3	定式化	32
3-5-4	摂動解	33
3-5-5	水分移動による測定誤差の評価	38
3-6	周期法による熱伝導率の測定	39
3-6-1	測定条件の決定	39
3-6-2	測定装置と測定方法	50
3-6-3	測定結果	52
3-6-4	結果の考察	54
3-7	熱伝導率と水分拡散係数との分離法	55
3-8	内部結露の解析及び熱伝導率の内部結露に及ぼす影響についての検討	57
3-8-1	解析対象	57
3-8-2	計算条件	58
3-8-3	計算に用いた材料の移動係数と物性値	58
3-8-4	計算結果と考察	59
3-9	第3章のまとめ	61
第4章	湿潤時熱伝導率に及ぼす多孔質壁体内での輻射熱伝達の影響	
4-1	研究目的	63
4-2	輻射熱移動がある場合の熱水分同時移動方程式	64
4-2-1	基礎式	64
4-2-2	Schuster-Schwarzschild近似	65
4-3	断熱材の熱伝導率と密度との関係	67
4-3-1	目的	67
4-3-2	定式化	67
4-3-3	解	68
4-3-4	各定数の密度による変化	70
4-3-5	計算結果と考察	71
4-4	断熱材の熱伝導率に及ぼす水分及び輻射の影響	74
4-4-1	定式化	74
4-4-2	解	75
4-4-3	熱伝導率に及ぼす水分の影響	75

4-5	周期的熱伝導率測定法における輻射熱移動の影響	77
4-5-1	目的	77
4-5-2	Schuster-Schwarzschild近似による解析	78
4-5-3	等方散乱の場合の解析	80
4-5-4	等価熱伝導率近似	87
4-5-5	解の性質	88
4-5-6	計算例	90
4-6	断熱材の熱的性能に及ぼす輻射熱移動の影響	94
4-6-1	計算対象	94
4-6-2	定式化	94
4-6-3	計算法	95
4-6-4	計算条件	96
4-6-5	計算結果と考察	97
4-7	第4章のまとめ	99
第5章	湿潤時熱伝導率測定に及ぼす多孔質壁体内の対流熱移動の影響	
5-1	目的	100
5-2	対流熱移動がある場合の熱水分同時移動方程式	101
5-3	対流による熱移動	102
5-3-1	概要	102
5-3-2	定式化	102
5-3-3	摂動方程式	102
5-3-4	摂動解	104
5-3-5	対流による熱移動と伝導	104
5-4	周期法による熱伝導率測定に及ぼす対流熱移動の影響	105
5-4-1	目的	105
5-4-2	概要	105
5-4-3	定式化	105
5-4-4	線形安定性	109
5-4-5	臨界Rayleigh数	113
5-4-6	熱伝導率測定における入力条件の検討	116
5-5	断熱材の熱的性能と結露に及ぼす材料内対流熱移動の影響	117
5-5-1	計算対象	117
5-5-2	定式化	118
5-5-3	数値計算	120

5-5-4 計算結果と考察	121
5-6 第5章のまとめ	125
注 周期成分が無い場合の臨界Rayleigh数	125
第6章 非定常測定法による湿潤時熱伝導率の測定	
6-1 概要	128
6-2 定式化	128
6-2-1 基礎式	128
6-2-2 摂動方程式	130
6-3 解	131
6-3-1 独立な方程式への変換	132
6-3-2 摂動解第1項	134
6-3-3 摂動解第2項	134
6-4 湿潤時熱伝導率の決定	136
6-4-1 解に現われる係数の近似式	137
6-4-2 熱伝導率の決定	137
6-4-3 周期法との比較	139
6-5 第6章のまとめ	140
第7章 第1部のまとめ	141
第1部の記号	143
第1部 引用文献	147
第2部 湿潤時における建物外壁の熱的挙動の解析と湿潤による省エネルギー効果	
第1章 第2部序論	
1-1 はじめに	157
1-2 従来の研究	158
1-3 第2部の研究概要	158
第2章 壁体に水分の浸透が無い場合の伝熱特性	
2-1 概要	160
2-2 散水による蒸発冷却効果の測定	160
2-2-1 測定概要	160

2-2-2	測定結果と考察	161
2-3	散水効果の解析	162
2-3-1	概要	162
2-3-2	計算条件	163
2-3-3	計算モデル	163
2-3-4	計算式	163
2-3-5	計算法と用いた定数	165
2-3-6	計算結果と考察	165
2-4	水分蒸発を考慮した熱負荷計算法	169
2-4-1	概要	169
2-4-2	散水をも考慮した熱負荷計算法	169
2-4-3	飽和水蒸気圧曲線の近似に関する検討	171
2-5	断熱材と散水との断熱効果の比較	176
2-5-1	概要	176
2-5-2	計算式	177
2-5-3	計算例	178
2-6	水膜における輻射・伝導・蒸発による熱移動に関する検討	179
2-6-1	目的	179
2-6-2	水膜と防水層表面が全体としてもつ日射吸収率	180
2-6-3	水膜内の温度分布	186
2-7	第2章のまとめ	188
第3章	水分の浸透がある場合の壁体の伝熱特性	
3-1	研究目的	190
3-2	浸透がある場合の蒸発冷却効果の測定	190
3-2-1	測定概要	190
3-2-2	測定結果と考察	191
3-3	浸透がある場合の蒸発冷却効果の解析	192
3-3-1	目的	192
3-3-2	解析対象と仮定	193
3-3-3	基礎式	193
3-3-4	移動係数	195
3-3-5	数値計算	197
3-3-6	結果の考察	198
3-4	吸水性材料の特性と線形近似に関する考察	204

3-4-1 目的	204
3-4-2 正確解と線形近似解との比較	205
3-4-3 吸水性材料の特性評価	209
3-5 第3章のまとめ	213
第4章 第2部のまとめ	214
第2部の記号	215
第2部 引用文献	218
謝辞	220

第 1 部

湿った建築壁体の熱伝導に関する解析

第1章 第1部序論

1-1 はじめに

本章においては、第1部で取扱う湿り材料の熱伝導率を考える上で基礎となる熱と水分の同時移動の基礎式及び湿り材料の熱伝導率に関するこれまでの研究のレビューを行なう。又、多孔質材料中での輻射、対流に関する研究についても触れる。

1-2 従来の研究

多孔質材料が中に水分を含んだときの熱伝導率については、種々の分野で測定がなされ⁵⁾⁶⁾⁷⁾ 建築材料についての測定も多い⁸⁾⁹⁾¹⁰⁾ 多孔質材料が水分を含むと、一般には熱伝導率の小さい空気(0.02 kcal/mh°C)に、熱伝導率0.5の水が置きかわる為、材料全体としての熱伝導率は増加する。含水による熱伝導率変化は一般にかなり大きく、その変化を考慮する必要性は大である¹¹⁾

材料の含水が熱伝導率測定に及ぼす最大の影響は、水分移動である。すなわち、どのような熱伝導率測定法も、測定原理上、温度勾配を材料につける必要があり、この温度勾配により材料中の水分は、液状水、蒸気の形で移動することになる。水分移動は同時に熱移動を惹き起こす。従って、水分移動がある場合には、まず、湿った材料の熱伝導率とは何か、次に、そのように定義された熱伝導率をどのように測定するのかということが問題となる。

この疑問は、湿った材料中での熱伝導を、熱と水分の同時移動過程としてとらえることにより明確にされる。よって、以下ではまず、多孔質材料中での熱と水分の移動の基礎式に関する従来の研究について述べる。

1-2-1 多孔質材料中での熱水分移動の基礎式

以下で述べる熱・水分同時移動の基礎式の相互関係、位置付けは前田、松本¹²⁾ 池田⁴⁾に詳しい。又、これら基礎方程式の検討が、移動係数の測定とともに、Kooi¹³⁾ 松本³⁾ 池田⁴⁾によりなされている。

液状水移動の生じない、蒸気移動のみの領域における材料内での熱と水蒸気の移動は、室内湿度の予測、形成を目的として、前田¹⁾¹⁴⁾により提案された。この理論の展開が松本によりなされ、蒸気移動支配の熱・水分同時移動の線形方程式を用いた解析が行なわれた¹²⁾また、堀江ら¹⁵⁾も、吸放湿材料による室内湿度の変化についての実験的研究と非定常解析を行なっている。

材料内での液水移動に関しては、飽和流れに対するDarcy則を不飽和流れに対して拡張した取扱いが土壌の分野で古くからなされている¹⁶⁾

材料中での熱と液水の同時移動を統一的に取扱ったものとしては、Philipとde Vries¹⁷⁾がある。彼等は、水蒸気移動に対しては修正されたFickの法則を、液水移動に対しては、不飽和流れに拡張されたDarcy式を用い、温度勾配のある場合の水分移動を、含水率勾配と温度勾配によるものとで表現し、さらに、

相変化を考慮した熱移動の式を提示した。

Luikov¹⁸⁾¹⁹⁾は、多孔質材料を毛細管コロイド材料としてとらえ、水蒸気移動は分子とモルの移動により、液水移動は毛細管ポテンシャルと浸透圧によるとし、これらの移動を材料空隙の毛細管分布を考慮して定式化し、含水率勾配と温度勾配による移動方程式を導出した。また、Prigogine,²⁰⁾ de Groot²¹⁾等の非平衡熱力学の理論を多孔質材料の熱水分移動問題に初めて適用し、現象論的方程式を統一的に把握した。

乾燥工学の分野においては、Krischer²²⁾が、熱水分同時移動方程式を提示し、同時に種々の材料について広範な移動係数の測定を行なっている。

CaryとTaylor²³⁾²⁴⁾²⁵⁾は、非可逆過程の熱力学より物質とエネルギーの流束と駆動力との関係を導き、式に現われる係数間の関係を実験により検討し、更に、係数の物理的内容を明らかにした。²⁶⁾

松本²⁷⁾²⁸⁾は、建築壁体の結露過程の解析、壁体内の含水率及び熱流の変化の予測を目的に、非可逆過程の熱力学を使用して、壁体の変形、圧力差によるBulkな流れを含む一般式を導き、多層壁体の問題を解くのに適切な水分移動ポテンシャルは自由水基準の化学ポテンシャルであることを提示した。更に、この一般式から、従来の現象論的方程式を導き対応させている。

これら基礎式の間関係は前田、松本、¹²⁾池田⁴⁾において明確にされており、Philipとde Vries, Luikov, Krischer, 松本のは、本論文第3章で用いる含水率と温度をポテンシャルとした式に変形される。

1-2-2 熱伝導率に関する研究

以下では、これまでの熱伝導率測定法及びその考え方を、非多孔質材料についての測定、水分移動を考慮しない多孔質材料についての測定、水蒸気による熱移動を考慮したもの、熱と水分の同時移動を考慮したもの、の順に述べる。本論文では、非線形の熱・水分の同時移動方程式を基礎として、熱伝導率の定義、測定法について考えており、分類したものの最後の項目に属することになる。

(1) 非多孔質材料の熱伝導率

ガラス、金属等の非多孔質材料の熱伝導率は、伝熱の分野を中心として、古くから、研究、測定がなされ、広範な材料についての値が得られている。測定法は、定常法と非定常法に大別され、更にこれらは、試料の形、境界条件の設定の仕方により細かく分類される。これに関しては、R.P. Tye,²⁹⁾ Touloukian³⁰⁾が詳しい。

(2) 水分移動を考慮していないもの

以下は、未だ材料中での水分と熱の移動についての知識が不十分な時期における測定か、或いは、それを考慮していない測定である。水分移動をおさえるにはとにかく温度差を小さくし、非定常法であれば短時間でこなせばよいという考え方に基づいている。従って、又、湿った材料の熱伝導率とは何かということすらも明確にされていない段階と言える。

多孔質材料の湿潤時熱伝導率は、古くから数多く測定されている。例えば、土壌については、Kersten,³¹⁾ Chudnovski,³²⁾ Smith,³³⁾ JacksonとKirkham,³⁴⁾等が、建築材料の熱伝導率についてはA. W. Prattら,³⁵⁾ Jespersen,³⁶⁾ 小原と古沢,³⁷⁾ 西と黒坂³⁸⁾等が、砂・ガラス球等の粒状物質についての測定は、木村,³⁹⁾ 棚澤,⁴⁰⁾⁴¹⁾

K. G. Gupta⁴²⁾等が行なっている。

この中で、棚澤は、小振幅・短周期の周期波を用いることにより平均温度を一定に保ち、全ての位置での水分移動の方向を順次逆転させて水分移動を防ぐということを基本的な原理として、円筒形試料を用いた測定について考えている。測定法としては、第3章でこの方法を利用する。

(3) 水蒸気移動による熱移動を考慮したもの

多孔質材料中における水蒸気移動が熱移動に寄与していることを明確にしたのはKrischer²²⁾⁴³⁾が最初であろう。彼は、含水により多孔質材料の熱伝導率は二つの観点で影響を受けるとしている。一つは結合液膜、或いは液管の形成であり、他の一つは蒸気拡散が生じることによるものである。蒸気拡散がある場合の空隙空気のモデルを、空隙の暖かい位置で液が蒸発し、これが拡散し、冷たい位置において凝縮すると想定した。そして、この蒸気移動に伴う潜熱移動により熱伝導率は、拡散による等価熱伝導率 λ_{diff} だけ増加するものと考えた。又、一般の材料を、蒸気拡散の生じている空隙・固体・乾燥した空隙・水で満ちた空隙よりなるとみなし、それらの並直列モデルで材料全体の熱伝導率が決定されるものと考え、レンガ・シボレックス等の測定に応用している。

Krischerの考え方を取り入れた研究には、斎藤と岡垣¹¹⁾、Nissan⁴⁴⁾、大谷⁴⁵⁾⁴⁶⁾⁴⁷⁾、絵内と荒谷⁴⁸⁾等がある。

Krischerにより導入された蒸発-拡散-凝縮モデルは水蒸気による熱移動をはじめて考慮したものであり、一般にこの概念は不可欠なものであろう。しかし、モデルの中に含水率勾配による水蒸気移動に伴う熱移動を考慮していないため、吸放湿性材料はこのモデルを用いることは、一般的にはできない。

(4) 熱と水分の同時移動を考慮したもの

Krischerが、材料中の熱と水分の同時移動という観点から湿り材料の熱伝導率を考えていないのに対して、De Vries⁴⁹⁾⁵⁰⁾は、より統一的な見方をしている。すなわち、まず、熱と水分の同時移動に対する式として⁵¹⁾ Krischerモデルを導入したものを用いる。この基礎式の係数を全て一定として線形化し、Henryの方法⁵²⁾により2個の独立な熱伝導方程式の系に変換して解を得た。この解をもとにcylindrical probe法に関する考察を行なっている。

熱流についての境界条件として probe周囲媒質に関係せずに一定という近似を行なっていること、又、線形の系という近似を行なっているが、熱と水分の移動の基礎式に基づき、熱伝導率測定への水分の影響を統一的に把握しようとしたことは高く評価される。

ただ、著者ら自身が気にしているように、各係数の含水率による変化の影響が分らないこと、又、一般にこのような系での係数の含水率、温度による変化は大きく、系を線形として扱う為には入力としての温度変化が、どの程度の大きさまで許されるのかが測定上大きな問題となる。これらは、系を非線形と考えてはじめて解決することが可能となる。

De Vries以外に、材料中での水分移動をも考慮したものとして森田⁵³⁾が挙げられるが、相変化量を温度変化量に比例するという根拠のない仮定をしており、不満足な解析と言える。

(5) モデル計算による熱伝導率の推定

以上では、主に湿り材料の熱伝導率の定義とその測定法について、熱と水分の移動という立場から考えてきたが、もう一つのアプローチとして、空隙モデルを構成し、各成分の熱伝導率・その配合割合・結合の仕方、等の情報より湿り材料の熱伝導率を推定するというものがある。大別すると、i) 円・楕円体の様な単純な形の物体が無限媒質中におかれたときの熱伝導の解を用いるもの、ii) 並直列の抵抗モデル、及び iii) 実測・数値計算等のデータより相関式を導く、という3つの方法がある。全て基本的には定常状態を考えている。

i) の方法は Maxwell,⁵⁴⁾ Burger,⁵⁵⁾ Eucken,⁵⁶⁾ Bruggeman⁵⁷⁾ の理論を基礎とするもので、De Vries⁵⁸⁾ が詳しくまとめている。この応用が Wierenga ら,⁵⁹⁾ Cochran ら,⁶⁰⁾ Woodside ら,⁶¹⁾⁶²⁾ H. Fricke,⁶³⁾ Hamilton ら,⁶⁴⁾ 熊田⁶⁵⁾ によりなされている。ii) の並直列抵抗モデルは、化工・機械・農業⁶⁾⁶⁶⁾ の分野で広く用いられており、その最も簡単な形は Krischer²²⁾ に見られる。これを発展させたものとしては、Tsao,⁶⁷⁾ Cheng と Vachon,⁶⁸⁾⁶⁹⁾ 矢木・国井,⁷⁰⁾ Kunii と Smith,⁷¹⁾ Yagi と Kunii,⁷²⁾ 岡崎,⁷³⁾ 桐栄ら,⁷⁴⁾ Jefferson ら⁷⁵⁾ 等がある。iii) の相関式による方法には、数値計算の結果を利用した斎藤・下村⁷⁶⁾ の研究、実験結果をまとめた山田・高橋,⁷⁷⁾⁷⁸⁾ 三枝ら,⁷⁹⁾ Sugawara ら,⁸⁰⁾ の研究がある。

以上の方法とアプローチの異なるものとして、多相系の熱伝導の式に変分原理を適用し有効熱伝導率の上下界を定めた Z. Hashin と S. Shtrickman,⁸¹⁾ M. Beran,⁸²⁾ S. Prager⁸³⁾ の研究がある。

これらモデルにより熱伝導率を計算する方法は、本論文で用いる移動方程式に基づいて測定値より決定する方法と相補的な役割を果すものであるが、現段階では定性的な傾向を示すにとどまっていると思われる。

以上では、熱伝導率に及ぼす水分の影響を調べる為、伝導のみ注目してきたが、空隙の大きな断熱材を考えると、材料中での輻射・対流による熱移動が無視し得ない大きさになる。よって、以下では輻射・対流による熱移動に関する研究について述べる。

1-2-3 多孔質材料中での輻射熱伝達

密度の小さい断熱材においては、伝導ばかりでなく輻射によってもかなりの熱移動が起こる。従って断熱材が湿ったときの熱伝導率を考える上では、材料中での輻射も考慮しておく必要がある。これは断熱材の性能を評価する上で重要である。

多孔質材料中での輻射熱移動を扱う方法としては、材料を単純な幾何学的形態のモデルに置きかえて扱う方法と輻射の輸送方程式に基づくものがある。

(1) 簡易なモデルに基づく解析

代表的なものとしては、多孔質材料中での輻射熱移動を二平面間の熱の移動で近似したもの¹⁸⁾主に繊維からなる断熱材を対象として、繊維による放射、輻射の通り抜けを考慮し、並直列モデルを用いて輻射の等価熱伝導率を計算するというもの⁸⁴⁾⁸⁵⁾⁸⁶⁾がある。

これらの方法は直観的な理解には適しており、輻射熱移動の機構を把握する上にも重要な一つのアプローチ

チではあるが、散乱を考慮するのが難しく伝導との coupling を正確にとらえにくい。従って、材料の熱伝導率を扱ううえで必要な伝導をも含めた非定常熱移動現象への拡張が難しい。

(2) 輸送方程式に基づく解析

以上の取扱いに対して、多孔質材料中での輻射熱移動を輸送方程式に基づいて、吸収・散乱・射出をも含めて扱う方法が考えられる。輻射の輸送方程式については、Chandrasekhar,⁸⁷⁾ Özisik,⁸⁸⁾ 中村⁸⁹⁾ に詳しい。又、輸送方程式を用いた輻射のみの解析例⁹⁰⁾⁹¹⁾は多い。

熱伝導率測定の立場からは伝導による熱移動との関係が重要であるが、これに関する基礎式については Özisik,⁸⁸⁾ Viskanta⁹²⁾ が詳しい。輻射と伝導による熱移動が共存する場合についての研究も比較的多く、定常状態に対しては Viskanta と Grosh,⁹³⁾⁹⁴⁾ Viskanta,⁹²⁾ Eryou と Glicksman,⁹⁵⁾ Anderson と Viskanta⁹⁶⁾ 等が、非定常状態に対しては、Chang と Kang,⁹⁷⁾ Lii と Özisik,⁹⁸⁾ Weston と Hauth,⁹⁹⁾ Hazzah と Beck,¹⁰⁰⁾ Doornink と Hering,¹⁰¹⁾ Chang と Smith,¹⁰²⁾ 栗山・片山ら¹⁰³⁾ 等が挙げられる。これらは全て数値解法によっており、解析的アプローチとしては W. Lick¹⁰⁴⁾ によるもののみである。彼は吸収・放射する半無限媒質の表面温度と輻射熱流を与えた場合の解析解を得て、これにより輻射・伝導熱移動の特徴を調べているが、散乱成分は考慮されず、又、初期及び十分時間がたったときに対する近似解しか得られていない。

材料中での輻射熱移動を総合的な形でみるには、以上の輻射の輸送方程式に基づいて考えるのが妥当であり、本論文での定式化はこれに従う。又、熱伝導率測定において、輻射熱移動に対する種々のパラメータの影響をみるには、解の陽な表現が望ましい。本論文では、等方散乱の系に対して Lick の方法に従って解を求めることにより、これについての考察を行なう。

(3) Schuster-Schwarzschild 近似 (S-S 近似と略す)

輸送方程式による扱いにおいては、材料の吸収係数・散乱のアルベドを求めておく必要があり、これは一般には非常に困難である。又、輻射熱移動のオーダー・性質を調べるにはそれ程の精度は必要とされない。そのような目的の為に、輸送方程式を近似して簡易に取扱う一方法として Schuster-Schwarzschild (或いは二流束) 近似がある。これは輻射束を前方と後方の二成分のみに近似するものであり、この近似により本来の微積分方程式が微分方程式に変換される。その結果、式に現われる輻射定数の同定も比較的容易になる。

この近似を用いた解析例には Larkin と Churchill¹⁰⁵⁾ があり、Chan と Tien,¹⁰⁶⁾ Larkin と Churchill,¹⁰⁷⁾ Chen と Churchill,¹⁰⁸⁾ 等は S-S 近似に現われるパラメータを決定している。又 Bergquam と Seban¹⁰⁹⁾ は S-S 近似と輸送方程式による解の一致の程度を調べている。

輻射の輸送方程式をそのまま扱うのはかなり困難であり、又、実用的には、S-S 近似がかなり有効である場合も多いので、本論文では主に、S-S 近似を用いた解析を行なう。又、輸送方程式を用いて S-S 近似の有効性の検討も行なう。

(4) 等価熱伝導率

熱伝導率に直接関係するものとして、輸送方程式を近似し輻射熱移動を等価な熱伝導率で置きかえるという試みがある。代表的なものとして Rosseland 近似⁸⁸⁾があげられ、又同様の近似が Geffcken¹¹⁰⁾ によ

り導かれている。

この近似が有効であれば取扱いは非常に簡易化され都合が良い。本論文では、具体的に輸送方程式の解を得ることにより等価熱伝導率による取扱いがどの程度妥当なものかを検討する。

1-2-4 多孔質材料中での対流による熱移動

輻射熱移動と同様、材料内の空隙が大きくなると対流による熱移動も重要な因子となることが知られている。¹¹¹⁾ 材料全体としての熱伝導率に占める対流の割合については、古くは G. B. Wilkes,¹¹²⁾ J. D. Ver-schoor⁸⁶⁾ 等が研究しているが、主として実験的に対流の影響をみたもので、各種のパラメータへの依存等、一般化はなされていない。本論文では、熱伝導率測定において材料中に対流が生じないような測定条件を求めることを目的とする。そのため、(1)に述べる対流をも含めた熱水分同時移動方程式に基づき多孔質材料中での流れの安定性についての検討を行なう。

(1) 熱水分同時移動の基礎方程式

空気流動をも含む多孔質材料中での熱及び水分移動の基礎式は Luikov,¹¹³⁾ Harmathy,¹¹⁴⁾ 松本³⁾¹¹⁵⁾ により導出されている。これらはいずれも松本の式に変形され得るものである。本論文では浮力により生ずる対流を扱うので、松本の式に重力項、液水移動項を加えたものを基礎式として用いる。

(2) 流れの安定性

熱伝導率の測定においては、系は一次元で境界面の温度を一樣と仮定するのが一般的であるが、温度の小さな非一樣性が流れを不安定にし、材料中に二三次元の流れが生じる可能性がある。この流れは熱移動に影響するので測定上は二三次元の流れを起こさないようにするのが望ましい。従って多孔質材料中での流れの安定性について検討しておく必要がある。

普通の粘性流体層における流れの安定性に関しては Chandrasekhar,¹¹⁶⁾ 巽¹¹⁷⁾ に詳しい。特に上下を二平行平板に囲まれた水平流体層の下側境界を加熱した場合の安定性の問題、いわゆる Bénard 問題については多くの研究がなされている。¹¹⁶⁾ これらは境界面の温度が時間的に変化しない場合であるが、時間的に変化する場合の安定性に関する研究は比較的新しく、I. G. Currie,¹¹⁸⁾ G. Venezian,¹¹⁹⁾ S. Rosenblat と D. M. Herbert,¹²⁰⁾ らによりなされている。周期的入力に対する安定性については S. H. Davis¹²¹⁾ がレビューを行なっている。

多孔質材料中における流れの安定性に関する同様な解析が、境界温度が時間的に一定の場合に対して、C. W. Horton と F. T. Rogers, Jr,¹²²⁾ E. R. Lapwood,¹²³⁾ J. E. Weber,¹²⁴⁾ らによってなされている。

本論文で扱う周期的熱伝導率測定法に対応した境界に周期入力がある場合の、多孔質材料中の流体の安定性について論じたものは B. Chhuon と J. P. Caltagirone¹²⁵⁾ のみと思われる。彼らは、基礎式として Darcy 則に基づく運動方程式を用い、これに Rosenblat と Tanaka¹²⁶⁾ の解法、つまり線形摂動方程式を Galerkin 法により常微分化し、Floquet の定理により安定性判定を行なうというものを適用している。

本論文では彼らの解析に従い、試料中の平均温度が一樣な場合について、周期的測定法において流れが安定となる条件を求める。

1-3 第1部の研究概要

第2章においては、第3章以降で用いる多孔質材料中での熱と水分の同時移動方程式を提示する。材料として空隙の大きい断熱材をも対象とする為、材料中で対流・輻射が生ずる場合も含めた式である。更に、微小な温度入力を用いる熱伝導率測定法においては、第1近似として、水分・輻射・対流それぞれの影響を独立に扱い得ることを示す。

第3章においては、多孔質材料が湿った場合の熱伝導率についての検討を行なう。内部結露をはじめとする材料中での熱と水分の移動解析に適切な湿り材料の熱伝導率を定義し、その測定法について考察する。定常法、周期法をとりあげ、熱と水分を同時に考慮した解析を行ない、測定に及ぼす水分の影響を検討する。この解析結果に基づき、湿った材料の熱伝導率を周期法により測定する。測定された熱伝導率値が結露の解析に対して十分な精度であること、及び熱伝導率が結露過程に対して及ぼす影響の大きいことを、結露実験と数値計算との対応により確認する。

第3章は比較的密な材料を対象としているが、密度の小さい断熱材を考えると、材料中での輻射、対流熱移動が一定の割合を占める。第4、5章は、このような材料における結露を考慮して、輻射・対流の及ぼす影響を検討している。

第4章では、材料中での輻射熱移動を扱う。輻射熱移動のオーダー、断熱材が水分を含んだ場合に水分が熱伝導率に及ぼす影響についての検討を行なう。湿り材料の熱伝導率測定法として第3章で用いた周期法において、輻射熱移動が及ぼす影響、輻射熱移動の特性を、S-S近似及び輸送方程式を用いた場合の解より把握する。又、輻射熱移動が建築壁体においてどの程度の影響を及ぼすかを、断熱材の熱抵抗の変化という観点からも検討する。

第5章は、対流による熱移動の影響を調べている。周期的熱伝導率測定法における二三次元流れの発生限界を線形安定性理論に従って求め、一次元の系としての条件が満足される測定条件を求める。又、建築壁体において対流の及ぼす影響を、断熱材の熱抵抗に与える影響という点から検討する。

第6章では、水分の影響を考慮して、非定常法による湿潤時熱伝導率測定についての検討を行なう。

第2章 多孔質材料中での熱水分同時移動の基礎方程式

2-1 はじめに

本章においては、多孔質材料よりなる建築壁体の湿潤時の熱特性を研究する場合の基礎となる材料中での熱と水分の同時移動方程式を示し、更に以下の章で用いる基礎式の近似的取扱いについて述べる。この基礎式は、熱移動については、伝導、輻射、対流、水分移動に伴う熱流を、水分移動は液状水、水蒸気の形で起こるものを含んだ式となっている。

対流、輻射が無い場合についての熱水分同時移動方程式の研究は比較的多く行なわれているが、大別して三つに分けられる。PhilipとDe Vriesの現象論的にマクロにみる解析、Luikovの材料内の空隙を毛细管の束とみるマイクロな解析、松本の非可逆過程の熱力学を用いて材料内の移動を考慮した解析である(但し、松本の理論では対流も含まれている)。いずれも最終的には本章で導出する式において、対流・輻射を除いたものに等価になる。この整理は前田、松本¹²⁾池田⁴⁾によりなされており、基礎式の妥当性の検討は松本³⁾池田⁴⁾が行なっている。

断熱材のような空隙が非常に大きい材料や、火災時のごとき急激でかつ大きな温度上昇がある場合には、空気の流動、すなわち対流が大きな役割を果たす。Luikovは、Darcy則を用いて拡散式に圧力差による拡散項を追加することにより、この流動の影響を考慮した拡散方程式を提示した。¹¹³⁾ Harmathyは、固体実質を含む系を連続体とみなして対流項を考慮したハイグロスコピックの領域に対する熱・水分、湿り空気の変化方程式を示した。¹¹⁴⁾ 松本は、¹¹⁵⁾ 液相水分の流動の無い場合に対して、空隙内の気相に気体拡散の理論を適用して水分、及び湿り空気の収支を、固体実質部、及び液相と気相に熱的局所平衡仮定を用いて熱収支を考えることにより、熱、水分、湿り空気の同時移動方程式を導びいている。後には、これを水分移動ポテンシャルとして化学ポテンシャルを用いた理論により整理、一般化している。ここでは、松本の先の研究を基礎とする。

以上の理論においては、比較的密な材料を対象としているため、材料中での輻射は考慮されていない。しかし、空隙の大きな断熱材のような材料では輻射の影響を考慮することが必要となる。多孔質材料中での輻射については、輻射の輸送方程式を用いた解析が近年行なわれつつある。⁸⁸⁾ しかし、伝導と輻射を同時に考慮したものは少なく、又、水分とのcouplingを考えたものは無い。ここでは、上述の熱移動の基礎式に、輸送方程式から求められる輻射熱流を加えることにより輻射を含めた基礎式を導出する。

2-2 熱水分同時移動の基礎式³⁾

2-2-1 材料のモデル化

対象とする材料は、空隙と実質部固体で構成された多孔質材料である。空隙は材料厚さに比して十分小さい寸法でhomogeneousであり、isotropicであるとする。水分は実質部に吸着または毛管凝縮した液状水と空隙中の水蒸気の形で材料中に存在し、それぞれ毛管内および空隙内を移動する。

輻射に関しては、その変化は瞬時であり、従って、輸送方程式において時間微分項は0とおける。⁸⁸⁾ 又、局所熱力学平衡が成立するものとする。材料が独立気泡を含む場合、輸送方程式における減衰の式の成立はそれ程明らかとは思われないが、独立気泡よりなると考えられるスタイロフォームにおいてもその透過率を減衰の式で近似的に説明し得るという結果¹⁰⁵⁾から判断して、ここでは採用する。

2-2-2 水分移動

材料内に存在する水分は、材料空隙中の水蒸気と材料内毛細管に毛管吸着および固体内の Micro Pore に吸着した液状水に分類される。液状水のうち、固体およびその Micro Pore 内に吸着されたものの移動は殆んどなく、液状水としての移動は主として毛管水による。

(1) 水蒸気の移動

湿り空気は水蒸気と乾燥空気の二種混合気体であるから、各々の収支より次式が成立する。水蒸気の収支より

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

乾燥空気の収支より

$$\frac{\partial(\phi \rho_a)}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \rho_a v_a) = 0 \quad (2-2)$$

但し

ϕ = 湿り空気の占める体積分率 (m³湿り空気/m³材料)

v_m, v_a = 水蒸気, 乾燥空気の空隙内速度 (m/s)

W = 脱着水分量 (kg/s, m³材料), ρ_m, ρ_a = 水蒸気, 乾燥空気の密度 (kg/m³)

ここで,

$$\rho_{ma} = \rho_a + \rho_m \quad (2-3)$$

$$\rho_{ma} v_{ma} = \rho_a v_a + \rho_m v_m \quad (2-4)$$

とおくと、(2-1)(2-2)式の和より

$$\frac{\partial(\phi \rho_{ma})}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \rho_{ma} v_{ma}) = W \quad (2-5)$$

(2-4)式で定義された速度 v_{ma} , すなわち質量中心速度に対して

$$\rho_m (v_m - v_{ma}) = -\rho_{ma} D_{ma} \nabla \frac{\rho_m}{\rho_{ma}} = -\frac{C_{ma}^2}{\rho_{ma}} M_m M_a D_{ma} \nabla \frac{P_m}{P_{ma}} \quad (2-6)$$

で水蒸気の拡散速度は与えられる。ただし、thermal diffusion は小さいので無視する。ここで

D_{ma} = 水蒸気-乾燥空気の拡散係数 (m^2/s),

M_m, M_a = 水蒸気, 乾燥空気のグラム分子量 (kg/mol)

C_m, C_a = 水蒸気, 乾燥空気のモル濃度 (mol/m^3 空隙), $C_{ma} = C_m + C_a$

P_m, P_a = 水蒸気, 乾燥空気の分圧 (N/m^2), $P_{ma} = P_m + P_a$

質量中心速度 v_{ma} を求めるには流れの方程式が必要である。Reynolds 数が 1 以下では, Darcy の法則が適用できる。¹²⁷⁾ すなわち

$$v_{ma} = -\frac{k}{\mu_{ma}\phi}(\nabla P_{ma} + \rho_{ma}g) = -\frac{K_a}{\phi}(\nabla P_{ma} + \rho_{ma}g) \quad (2-7)$$

ここで

k = Darcy の透気率 (specific permeability) (m^2)

μ_{ma} = 湿り空気の粘性係数 ($kg/m \cdot s$)

g = 重力の加速度 (m/s^2), K_a = 透気率 ($m^2/m \cdot s, N/m^2$)

又, ρ_m, ρ_{ma} は次式より定まる。

$$\rho_m = \frac{P_m}{R_m T}, \quad \rho_{ma} = \frac{P_{ma}}{\mathcal{R}T} M_{ma} \quad (2-8), (2-9)$$

$$M_{ma} = \frac{P_m}{P_{ma}}(M_m - M_a) + M_a \quad (2-10)$$

ここに,

R_m = 水蒸気の気体定数 ($kcal/kg \cdot K$) T = 温度 (絶対温度) (K)

\mathcal{R} = 気体定数 ($kcal/kg \cdot mol \cdot K$)

である。(2-1)(2-2)(2-7)式, または(2-1)(2-5)(2-7)式が水蒸気及び乾燥空気(又は湿り空気)移動の基礎式である。

(2) 液水移動

液水の収支より

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \nabla \cdot \theta v_w = -W \quad (2-11)$$

$$\theta v_w = -\frac{\rho_w k}{\mu_w}(\nabla P_{ma} + \rho_w g) - D_{T\ell} \nabla T - D_{\theta\ell} \nabla \theta \quad (2-12)$$

とおくと

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla \cdot \left[\frac{\rho_w k}{\mu_w}(\nabla P_{ma} + \rho_w g) \right] + \nabla \cdot (D_{T\ell} \nabla T) + \nabla \cdot (D_{\theta\ell} \nabla \theta) - W \quad (2-13)$$

ここで,

θ = 材料単位体積に含まれる水分重量 (kg/m³ 材料)

v_w = 液水移動速度 (m/s), ρ_w = 液水の密度 (kg/m³)

μ_w = 水の粘性係数 (kg/m s)

$D_{T\theta}, D_{\theta\theta}$ = 温度勾配及び含水率勾配に対する水分拡散係数 (kg/m s°C) 及び (m²/s)

(3) 脱着水分量 W

$$-W = \alpha'_w \cdot S_F (P_m - P_F) \quad (2-14)$$

より求められる。ここで実質部表面の水蒸気分圧 P_F は、平衡含水率曲線を用いて含水率 θ と温度 T より求められる。但し空隙と実質部の温度は等しいとする。

$$P_F = g'(\theta, T) \quad \text{或いは} \quad \theta = f(P_F, T) \quad (2-15)$$

ここで

S_F = 実質部表面積 (m² 実質部/m³ 材料), α'_w = 材料内実質部表面の湿気伝達率 (kg/m² s N/m²)

2-2-3 熱移動

(1) 空隙内熱移動

$$U_{ma} = \frac{1}{\rho_{ma}} (\rho_m U_m + \rho_a U_a) \quad (2-16)$$

ここに

$$\begin{cases} U_m = \text{水蒸気の内部エネルギー (kcal/kg)} \\ U_a = \text{乾燥空気の内部エネルギー (kcal/kg)} \end{cases}$$

とすると、空隙内のエネルギー平衡より、¹²⁸⁾ 重力の仕事、輻射熱移動をも考慮して

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \phi \rho_{ma} (U_{ma} + \frac{c_K}{2} v_{ma}^2) = & -\nabla \cdot \phi \rho_{ma} v_{ma} (U_{ma} + \frac{c_K}{2} v_{ma}^2) - \nabla \cdot (q_g^c + q_g^r) - c_K \nabla \cdot \phi P_{ma} v_{ma} \\ & - c_K \nabla \cdot (\phi \bar{\tau} \cdot v_{ma}) - \nabla \cdot \sum_{i=m,a} \phi \rho_i (v_i - v_{ma}) H_i + c_K \phi \rho_{ma} v_{ma} g \end{aligned} \quad (2-17)$$

ここで

q_g^c, q_g^r = 気相における伝導及び輻射熱流 (kcal/m² s)

c_K = 換算係数 (kcal/J), $\bar{\tau}$ = 剪断力テンソル (N/m²)

H_i = 成分 i のエンタルピー (kcal/kg)

運動エネルギーの平衡式は、連続の式(2-5)式を考慮すると

$$\phi \rho_{ma} \frac{D}{Dt} \left(\frac{c_K}{2} v_{ma}^2 \right) = - (v_{ma} \cdot \nabla \cdot \phi c_K \bar{\tau}) - (v_{ma} \cdot \nabla \phi c_K P_{ma}) - c_K v_{ma}^2 W + c_K \phi \rho_{ma} v_{ma} g \quad (2-18)$$

更に、エンタルピーについての関係

$$H_{ma} = U_{ma} + \frac{P_{ma}}{\rho_{ma}} c_K, \quad H_i = U_i + \frac{P_i}{\rho_i} c_K \quad (i = a, m) \quad (2-19)$$

及び連続の式(2-5)を用いて(2-17)式を整理すると

$$\frac{\partial}{\partial t} (\phi \rho_{ma} H_{ma}) + \nabla \cdot \sum_{i=a,m} \phi \rho_i v_i H_i = c_K \frac{D\phi P_{ma}}{Dt} + \nabla \cdot \phi \lambda_{ma} \nabla T - \nabla \cdot q_g^r - \phi c_K (\bar{\tau} : \nabla v_{ma}) - \frac{c_K}{2} v_{ma}^2 W \quad (2-20)$$

ただし

$$\begin{aligned} \rho_{ma} H_{ma} &= \rho_a H_a + \rho_m H_m \\ \lambda_{ma} &= \text{湿り空気の熱伝導率 (kcal/m s}^\circ\text{C)} \end{aligned} \quad (2-21)$$

(2) 固体内熱伝導

液状水移動による熱移動をも考慮すると

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_F H_F = \nabla \cdot [(1-\phi) \lambda_F \nabla T] - \nabla \cdot \theta H_L v_w - \nabla \cdot q_F^r \quad (2-22)$$

ただし

$$H_F = \frac{1}{\rho_F} (\rho_S H_S + \rho_L H_L), \quad \rho_F = \rho_S + \rho_L \quad (2-23)$$

ρ_S, ρ_L = 固体、液水のみかけの比重量 (kg/m³材料),

λ_F = 実質部 (液水込み) の熱伝導率 (kcal/m s[°]C), H_S, H_L = 固体・液水のエンタルピー (kcal/kg), q_F^r = 液状水・固体内での輻射熱流 (kcal/m² s)

(3) 多孔質材料の熱伝導の式

空隙の温度と固体の温度は等しいとして、(2-20)式と(2-22)式との和より

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\phi \rho_{ma} H_{ma} + \rho_F H_F) + \nabla \cdot \sum_{i=a,m} \phi \rho_i v_i H_i + \nabla \cdot \theta H_L v_w &= \nabla \cdot [\phi \lambda_{ma} + (1-\phi) \lambda_F] \nabla T \\ - \nabla \cdot (q_g^r + q_F^r) + c_K \frac{D\phi P_{ma}}{Dt} - \phi c_K (\bar{\tau} : \nabla v_{ma}) - \frac{c_K}{2} v_{ma}^2 W & \end{aligned} \quad (2-24)$$

これを変形して

$$\begin{aligned} & \phi \rho_m \frac{\partial H_m}{\partial t} + \phi \rho_a \frac{\partial H_a}{\partial t} + \rho_L \frac{\partial H_L}{\partial t} + \rho_S \frac{\partial H_S}{\partial t} + \phi v_m \rho_m \cdot \nabla H_m + \phi v_a \rho_a \cdot \nabla H_a + \theta v_w \cdot \nabla H_L \\ &= - (H_m \frac{\partial \phi \rho_m}{\partial t} + H_a \frac{\partial \phi \rho_a}{\partial t} + H_L \frac{\partial \rho_L}{\partial t} + H_S \frac{\partial \rho_S}{\partial t} + H_m \nabla \cdot \phi v_m \rho_m + H_a \nabla \cdot \phi v_a \rho_a) - H_L \nabla \cdot \theta v_w \end{aligned}$$

$$+\nabla \cdot [\phi \lambda_{ma} + (1-\phi) \lambda_F] \nabla T + c_K \frac{D\phi P_{ma}}{Dt} - \phi c_K (\bar{\tau} : \nabla v_{ma}) - \nabla \cdot q' - \frac{c_K}{2} v_{ma}^2 W \quad (2-25)$$

但し

$$q' = q'_g + q'_F \quad (2-26)$$

これに、(2-1)(2-2)式

$$\frac{\partial \phi \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot \phi \rho_m v_m = W, \quad \frac{\partial \phi \rho_a}{\partial t} + \nabla \cdot \phi \rho_a v_a = 0$$

及び、液水流動の式(2-11)式

$$\frac{\partial \rho_L}{\partial t} = \frac{\partial \theta}{\partial t} = -W - \nabla \cdot \theta v_w$$

を用い、 $\rho_S = \text{const.}$ 及び慣性項は小さいので $\frac{c_K}{2} v_{ma}^2 W$ を無視すると

$$\begin{aligned} & \phi \left(\rho_m \frac{\partial H_m}{\partial t} + \rho_a \frac{\partial H_a}{\partial t} \right) + \rho_L \frac{\partial H_L}{\partial t} + \rho_S \frac{\partial H_S}{\partial t} + \phi v_m \rho_m \cdot \nabla H_m + \phi v_a \rho_a \cdot \nabla H_a + \theta v_w \cdot \nabla H_L \\ & = W(H_L - H_m) + \nabla \cdot [\phi \lambda_{ma} + (1-\phi) \lambda_F] \nabla T + c_K \frac{D\phi P_{ma}}{Dt} - \phi c_K (\bar{\tau} : \nabla v_{ma}) - \nabla \cdot q' \end{aligned} \quad (2-27)$$

比熱 c_{pi} が圧力、温度に無関係とすると

$$dH_i = c_{pi} dT \quad (i = L, S, m, a) \quad (2-28)$$

但し、 c_{pi} は定圧比熱である。空隙を含む材料の等価熱伝導率を

$$\lambda = \phi \lambda_{ma} + (1-\phi) \lambda_F \quad (2-29)$$

と書くと

$$\begin{aligned} & (\phi \rho_m c_{pm} + \phi \rho_a c_{pa} + \rho_L c_{pL} + \rho_S c_{pS}) \frac{\partial T}{\partial t} + \phi (v_m \rho_m c_{pm} + v_a \rho_a c_{pa}) \cdot \nabla T + \theta v_w c_{pL} \cdot \nabla T \\ & = W(H_L - H_m) + \nabla \cdot \lambda \nabla T + c_K \frac{D\phi P_{ma}}{Dt} - \phi c_K (\bar{\tau} : \nabla v_{ma}) - \nabla \cdot q' \end{aligned} \quad (2-30)$$

更に

$$c_T(\theta) = \phi (\rho_m c_{pm} + \rho_a c_{pa}) + \rho_L c_{pL} + \rho_S c_{pS} \quad (2-31)$$

と書き、 $\frac{D\phi P_{ma}}{Dt}$ は一般に小さな値なので省略する。 $(\bar{\tau} : \nabla v_{ma})$ は粘性による消散発熱であって、これは火災時の如き場合にも無視し得るので、³⁾以下では省略する。以上より(2-30)式は次の様になる。

$$c_T \frac{\partial T}{\partial t} + \phi (v_m \rho_m c_{pm} + v_a \rho_a c_{pa}) \cdot \nabla T + \theta v_w c_{pL} \cdot \nabla T$$

$$= W(H_L - H_m) + \nabla \cdot \lambda \nabla T - \nabla \cdot q^r \quad (2-32)$$

本来は、液水移動に関しても(2-16)式以降と同様な扱いがなされる必要がある。その場合には気相に対応した項と各相間の界面に関係した項が加わる。³⁾ 本論文で扱う現象においては、(2-32)式の導出においてなされた種々の近似が十分成立すると考えられる。その場合には、液水移動による熱移動に対してここで用いた関係式(2-22)式が十分な精度を有すると考えられる。

(4) 輻射熱移動

材料を、気相分散媒中に固体実質部と液水が分散質として存在するものとみなすと、材料中での輻射熱移動は輻射の輸送方程式により表わされる。このとき、吸収係数等の輻射定数は液水をも含めた状態で定義されるものである。

放射束ベクトル(輻射熱流) q^r は

$$q^r = \int_0^\infty q_v^r d\nu \quad (2-33)$$

$$q_v^r = \int_{4\pi} \hat{\Omega} I_\nu(\hat{r}, \hat{\Omega}, t) d\Omega \quad (2-34)$$

で与えられる。ここで

$\hat{\Omega}$ = 考えている放射束の方向を表わすベクトル, ν = 振動数(1/s)

\hat{r} = 位置ベクトル, I_ν = 振動数 ν の輻射強度(kcal/m² s, str, s⁻¹)

輻射の時間的変化は瞬時であり、十分な精度でTransfer Equationにおいて時間微分項は0とおける。⁸⁸⁾ 又、局所熱力学平衡が成立するものとする、輻射強度 I_ν は次式を満足する。⁸⁸⁾

$$\mu \nabla I_\nu + \beta_\nu I_\nu = \kappa_\nu \cdot I_{\nu b} + \frac{\sigma_\nu}{4\pi} \int_{\phi'=0}^{2\pi} \int_{\mu'=-1}^1 I_\nu(\hat{r}, \mu', \phi') P_\nu(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' \quad (2-35)$$

ここで

$\mu, \mu' = \cos \theta, \cos \theta'$, $\theta, \theta', \phi, \phi' = I_\nu$ 及び入射輻射の、それぞれ入射角, 方位角(rad)

β_ν = 振動数 ν における消散係数(1/m)

κ_ν = 振動数 ν における真の吸収係数(1/m)

σ_ν = 振動数 ν における散乱係数(1/m)

$I_{\nu b}$ = 振動数 ν における黒体の輻射強度(kcal/m² s, str, s⁻¹)

$P_\nu(\mu, \phi; \mu', \phi') =$ 散乱関数(-)

(2-35)式においては、散乱による波長変化は無いとしている。又、本論文では灰色体のみを扱う。その場合には(2-35)式の添字 ν は必要でない。

2-2-4 まとめ

以上をまとめると

$$\text{湿り空気の式} \quad \frac{\partial \Phi \rho_{ma}}{\partial t} + \nabla \cdot \Phi \rho_{ma} v_{ma} = W \quad (2-36)$$

$$\text{水蒸気収支式} \quad \frac{\partial \Phi \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot \Phi \rho_m v_m = W \quad (2-37)$$

$$\text{液水収支式} \quad \frac{\partial \theta}{\partial t} + \nabla \cdot \theta v_w = -W \quad (2-38)$$

熱収支式

$$\begin{aligned} c_T \frac{\partial T}{\partial t} + \Phi (v_m \rho_m c_{pm} + v_a \rho_a c_{pa}) \cdot \nabla T + \theta v_w c_{pL} \cdot \nabla T \\ = W(H_L - H_m) + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \nabla \cdot q^r \end{aligned} \quad (2-39)$$

$$\text{平衡含水率曲線} \quad \theta = f(P_F, T) \quad (2-40)$$

$$\text{脱着水分量} \quad W = -\alpha'_w S_F (P_m - P_F) \quad (2-41)$$

$$\text{ここに} \quad \left\{ \begin{aligned} \rho_m &= \frac{P_m}{R_m T} & (2-42) \\ \rho_{ma} &= \frac{P_{ma}}{\mathcal{R} T} M_{ma} & (2-43) \\ M_{ma} &= \frac{P_m}{P_{ma}} (M_m - M_a) + M_a & (2-44) \end{aligned} \right.$$

又, v_{ma} , v_m , v_w は

$$v_{ma} = -\frac{k}{\mu_{ma} \Phi} (\nabla P_{ma} + \rho_{ma} g) \quad (2-45)$$

$$\rho_m (v_m - v_{ma}) = -\frac{C_{ma}^2}{\rho_{ma}} M_m M_a D_{ma} \nabla \frac{P_m}{P_{ma}} \quad (2-46)$$

$$\theta v_w = -\frac{\rho_w k}{\mu_w} (\nabla P_{ma} + \rho_w g) - D_{T\ell} \nabla T - D_{\theta\ell} \nabla \theta \quad (2-47)$$

で与えられる。

輻射熱流 q^r は

$$q^r = \int_0^\infty q_{\nu}^r d\nu \quad (2-48)$$

$$q_{\nu}^r = \int_{4\pi} \hat{\Omega} I_{\nu}(\hat{r}, \hat{\Omega}, t) d\Omega \quad (2-49)$$

輻射強度 I_{ν} は

$$\mu \nabla I_{\nu} + \beta_{\nu} I_{\nu} = \kappa_{\nu} I_{\nu b} + \frac{\sigma_{\nu}}{4\pi} \int_{\phi'=0}^{2\pi} \int_{\mu'=-1}^1 I_{\nu}(\hat{r}, \mu', \phi') P_{\nu}(\mu, \phi; \mu', \phi') d\phi' d\mu' \quad (2-50)$$

を満足する。

2-3 基礎方程式の近似的取扱い

(1) §2-2の基礎式は、伝導・水分移動・対流・輻射が複雑に関係している。特に熱の式において coupling がはなはだしい。これら全てを含んだ式を連立させて解くことは非常に面倒であるし、又 coupling の小さい現象に対しては適当でもない。可能ならば decoupling が望ましい。

ここでは、湿り材料の熱伝導率測定という立場から decoupling の可能性について検討する。従って、入力となる温度変化は微小であり、材料中に生じる温度分布、含水率分布が一様に近い場合を基準として考える。

(2) 熱伝導率の測定では一般に、各成分の移動の駆動力は入力温度による。又、材料中の温度は主として伝導により決定される。このとき§2-2の基礎式から分るように、水分は(2-37)(2-38)式で、対流は(2-36)(2-37)(2-38)式で、輻射は(2-50)式で温度を介して coupling している。従って温度についての式((2-39)式)は、伝導と水分、対流、輻射の関係を表わしていると言える。これら4者は(2-39)式で明らかのように本来 decoupling できる性質のものではない。

(3) 次に、水分、対流、輻射相互間の関係をみると

a) 水分と対流 (2-37)(2-38)式の対流項により水分流はひきおこされる。しかし、温度差の小さい測定を考える限り拡散水分流に比してその値は小さい((2-45)~(2-47)式で与えられるように、(2-37)(2-38)式の左辺第2項は対流(Bulkな流れ)と拡散項に分離される)。又、水分から対流へは、移動係数の含水率による変化及び水蒸気圧変化による全圧の変化を除いては、直接的な影響は及ぼさない。これらの変化は熱伝導率測定では非常に小さい。

b) 対流と輻射 直接には関係しない。

c) 輻射と水分 輻射定数が含水率により変化する以外は直接に関係しない。

従って、これらの間の関係は、主に伝導により決定される温度分布を介して coupling していると言える。よって、熱伝導率測定を考える限り、a) 伝導と対流の coupling, b) 伝導と輻射との coupling, c) 伝導と水分との coupling, に分けて扱っても各成分の影響を把握することは近似的に可能である。

(4) 上述のことから、熱収支の式のみ注目する。(2-39)式に(2-37)式を代入して

$$c_T \frac{\partial T}{\partial t} + \Phi(v_m \rho_m c_{pm} + v_a \rho_a c_{pa}) \cdot \nabla T + \theta v_w c_{pL} \cdot \nabla T - (H_L - H_m) \frac{\partial(\Phi \rho_m)}{\partial t} - (H_L - H_m) \nabla \cdot \Phi \rho_m v_m = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \nabla \cdot q^r \quad (2-51)$$

ここで、一般的に成立する近似

a) 液水移動による顕熱流 $\theta v_w c_{pL} \cdot \nabla T$ は潜熱流 $(H_L - H_m) \nabla \cdot \Phi \rho_m v_m$ に比して小さい。

b) $(H_L - H_m) \frac{\partial(\Phi \rho_m)}{\partial t}$ は $c_T \frac{\partial T}{\partial t}$ に比して小さい。

を用いると、(2-51)式は

$$c_T \frac{\partial T}{\partial t} + \phi (v_m \rho_m c_{pm} + v_a \rho_a c_{pa}) \cdot \nabla T - (H_L - H_m) \nabla \cdot \phi \rho_m v_m = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \nabla \cdot q^r \quad (2-52)$$

と近似される。更に、(2-52)式の各項について検討する。

a) 水分((2-52)式左辺第3項)

(2-46)式より (§3-2 の変形参照)

$$(H_L - H_m) \nabla \cdot \phi \rho_m v_m = \text{Bulk Flow} + \text{拡散流} \doteq \text{拡散流} \\ = R \nabla \cdot (D_{Tv} \nabla T) + R \nabla \cdot (D_{\theta v} \nabla \theta) \quad (\text{但し } H_L - H_m = -R) \quad (2-53)$$

この式の右辺第2項は第1項に比して一般的には小さい (§3-4, 3-5 参照)。第1項は(2-52)式の $\nabla \cdot (\lambda \nabla T)$ と合せて $\nabla \cdot [(\lambda + R D_{Tv}) \nabla T]$ という形に組み込める。つまり、水分の影響は等価熱伝導率として近似的に扱うことができる。

b) 対流((2-52)式左辺第2項)

入力微小な温度変化を I_0 とし、各変数をその巾級数の形に書くと

$$\begin{cases} \nabla T = \nabla (T_0 + I_0 T_1 + I_0^2 T_2 + \dots) = I_0 \nabla T_1 + I_0^2 \nabla T_2 + \dots \\ v_m = v_{m0} + I_0 v_{m1} + I_0^2 v_{m2} + \dots = I_0 v_{m1} + I_0^2 v_{m2} + \dots \end{cases} \quad (2-54)$$

ここで、 $T_0, v_{m0} (= 0)$ は一定の平均温度と平均流速である。これらを(2-52)式に代入すると、対流項は I_0 の2次以上のオーダーとなることが分る。一方、 $\nabla \cdot (\lambda \nabla T), \nabla \cdot q^r$ は I_0 の1次のオーダーとなる。従って、対流項は微小な入力の場合には、まずは除いて考えられる。

c) 輻射((2-52)式右辺第2項)

対流項を除き、水分については(2-53)式の近似を用いると、伝導と輻射の coupling を表わす式

$$c_T \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot [(\lambda + R D_{Tv}) \nabla T] - \nabla \cdot q^r \quad (2-55)$$

が得られる。つまり、 $(\lambda + R D_{Tv})$ を新たな熱伝導率とみなせば、右辺第1項は伝導の項となり、上式は伝導と輻射の coupling を考慮した式となっている。

以上より、微小な温度差の生じる熱伝導率測定を考える限り、伝導と水分、伝導と輻射を分離し、それぞれを扱うことにより各移動形態の影響を近似的に把握することが可能と言える。対流についてはb)で示した如くその影響は水分、輻射に比して小さいので、別個にその影響を考慮する。第5章では、対流の生じない条件を求めることを目的とするので、この近似で十分と考えられる。

第3章以降では、以上の結果に基づき各成分を decoupling した §2-1 の基礎式を用いる。一方、実際の建築壁体には大きな温度変化(勾配)が生じる。その場合、以上の近似(decoupling)は本来可能ではない。従って、その場合の decoupling した解析の主目的は、各成分の影響のオーダー・傾向を調べ、各成分全てが coupling した場合に対する基礎的検討を行なうことになる。

2-4 従来の熱伝導率と本論文での取扱いとの関係

水分が無い場合、断熱材の熱伝導率を、密度に対して描くと図2-1の様になることが文献86で述べられている。これらを見ると、密度を小さくするにつれて伝導成分は減少するが、輻射、対流成分は増加し、断熱材としてみたとき、密度をある値より小さくすると、かえって熱抵抗は減少する。密度が減少すると、熱伝導率の大きな実質部に伝導率の小さい空気が置き代わる為、伝導による熱移動は減少する。一方、一般に空隙が大となり、輻射の減衰係数は減少し、透気率は増加する為、輻射、対流熱移動は増加する。更に水分が加わると、それによる熱移動も密度が小さい程大きくなると考えられる。この結果から

- (1) 建築で広く用いられている断熱材を考えると、その密度の減少につれて、純粹の伝導は少なくなるとともに、輻射、対流、水分の相対的役割が大きくなる。従って、断熱材の評価においては、輻射、対流、水分の考慮も必要となる。
- (2) このような場合、従来の扱いは輻射、対流をも含めて測定された Total な値を熱伝導率としている。対流が生じている場合を考えると明らかなように等価な熱伝導率としてとらえる為には検討が必要であろう。本論文では、本来の伝導による値のみを熱伝導率とし、これに輻射、対流、水分による影響を別個に考慮し、等価熱伝導率にどのような形で組み込めるかということを考えている。

§2-3で述べたように、本論文では、熱伝導率測定法を対象としているので入力温度変化は小さく各成分を第1近似としては独立に扱い得る。その観点から、まず第3章では、輻射、対流が無く水分の影響のみがある場合、第4章では輻射の影響が、第5章では対流の影響がある場合について、熱伝導率の測定法及び等価熱伝導率についての検討をそれぞれ行なっている。

2-5 第2章のまとめ

多孔質材料よりなる建築壁体の湿潤時の熱特性研究の基礎となる材料中での熱と水分の同時移動方程式を示した。この基礎式は、熱移動については伝導、輻射、対流、水分移動に伴う熱流を、水分移動は液状水、水蒸気の形で起こるものを含んだ式となっている。又、熱伝導率測定の立場からこれらの式が、近似的に、伝導と水分、伝導と輻射の形に decoupling し得ることを示した。更に、4、5章での

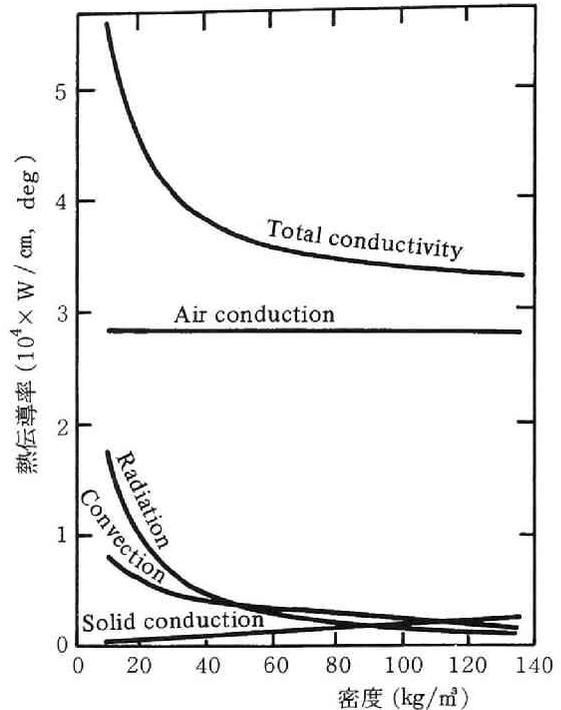


図2-1 熱伝導率の密度による変化 (各移動成分の割合)

取扱いと、従来の熱伝導率との関係について述べた。

第3章 湿った壁体の熱伝導率

3-1 はじめに

結露は、建築に種々の障害をもたらす。表面結露については、発生の機構は明らかであり、その予測・防止も比較的容易である。一方、壁体内での結露、すなわち内部結露については多孔質材料中での熱及び水分移動の機構が複雑なため、研究が進められたのは比較的最近のことである³⁾⁴⁾ 従って、その予測も十分な段階とは言えない。特に、熱伝導率の正確な値が分っていない為、熱伝導率の影響については感度解析的な把握にとどまっている。つまり十分な精度での内部結露の予測は、これまで完全にはなされていないといえる。従って、本章では、内部結露の解析に対して十分な精度をもつ多孔質材料の湿潤時熱伝導率を求めることを目的とする。湿潤時の熱伝導率は、又、これまでほとんど検討のなされていない湿った壁体を通しての熱損失の計算、雨水を受けた壁体や地盤での熱・水分移動の解析にも必要なものである。

現在までに、湿り材料の熱伝導率測定は、土壌⁵⁸⁾ 乾燥工学²²⁾ 機械⁴⁰⁾⁴¹⁾ 等の分野でなされてきているが、問題設定、対象に違いがあり、必ずしも建築の問題に適した形に整理されていない。

まず、研究者により湿り材料の熱伝導率の定義に違いがみられる。すなわち、水分移動に伴う熱移動を除いた熱伝導率 (λ で表わす) を湿り材料の熱伝導率とみなすもの、水蒸気移動による潜熱移動をも加えたもの (λ^* で表わす) を湿り材料の熱伝導率とみなしているもの、が代表としてあげられるが、その根拠についてはそれ程明確とは言えない。又、この定義と測定法との関連についてみると、例えば定常法により測定された値を λ とみなす研究者もあれば、 λ^* とみなすものがあったり、本章で明らかにするように、定常測定法で温度差を小さくすることにより水分移動の影響のない λ が得られるというような誤解もみられるなど、その定義と測定値との関係についての解釈には混乱がみられる。

よって、まず、湿り材料の熱伝導率の定義を明確にし、種々の測定法により得られる値がどのような内容をもつかを明らかにする必要がある。又、これまでの測定においては、水分の影響をできるだけ小さくするような工夫を凝らしているが、水分の影響を定量的に把握しているものはほとんど無いと思われる。多孔質材料中での熱と水分の移動のメカニズムが十分に分っていなかったということがこれに対する主たる理由であろう。

最近、多孔質材料中での熱・水分同時移動の基礎式についての研究が、基礎式に現われる移動係数の測定¹²⁹⁾¹³⁰⁾ とともに、かなり進められ、⁴⁾¹²⁾¹³⁾¹³¹⁾ 定量的把握が可能になってきた。そこで、本章では、第2章で与えられた基礎方程式に基づき

- (1) 内部結露の解析に対して適当な湿り材料の熱伝導率を定義する
- (2) 代表的な熱伝導率測定法により得られる値についての検討を行ない
- (3) (1)で定義される湿り材料の熱伝導率を十分な精度で測定する方法を提案することを目的とする。

代表的な測定法として定常法と周期法をとりあげ、それぞれの測定によって得られる値が、本論文で

定義する湿り材料の熱伝導率とどのような関係にあるかを検討する。周期法については、水分移動により生ずる誤差を表わす式を提示し、その結果に基づき軟質繊維板の熱(温度)伝導率を測定する。得られる熱伝導率は前述の λ^* である。測定された熱伝導率の平均温度による変化を利用して、熱伝導率 λ^* を水分移動に関係しない成分、すなわち λ と、水分移動による成分とに分離する。更に、測定された熱伝導率を用いて内部結露の解析を行ない、内部結露の解析に対して十分な精度の熱伝導率値の得られていることを確める。

3-2 解析に用いる熱水分同時移動方程式

以下に、本章で用いる多孔質材料中での熱・水分同時移動の基礎微分方程式を提示する。本章では、常温域における比較的密な材料を対象とする。従って、材料内での輻射・対流による熱移動は無視し得るか、伝導の中に組み込むことが可能と考えられる。よって、伝導のみを考慮する。又、空隙は十分小さく、重力成分は毛管力に比して無視し得るものとする。材料内での水分移動は非常に遅いので全圧一定とおける。この場合、第2章の方程式は以下のように近似される。

水蒸気収支式

$$\frac{\partial(\phi \rho_m)}{\partial t} + \nabla \cdot \phi \rho_m v_m = W \quad (2-37)$$

液水収支式

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \nabla \cdot \theta v_w = -W \quad (2-38)$$

熱収支式

$$c_T \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + W(H_L - H_m) \quad (2-39)$$

平衡含水率曲線

$$\theta = f(P_F, T) \quad (2-40)$$

ここに、

$$\rho_m = \frac{P_m}{R_m T} \quad (\text{この式の } T \text{ は絶対温度}) \quad (2-42)$$

$$\rho_m(v_m - v_{ma}) = \rho_m v_m = -\frac{C_{ma}^2}{\rho_{ma}} M_m M_a D_{ma} \nabla \frac{P_m}{P_{ma}} \quad (2-46)$$

$$\theta v_w = -D_{T\theta} \nabla T - D_{\theta\theta} \nabla \theta \quad (2-47)$$

$$W = \alpha'_w S_F (P_F - P_m) \quad (2-41)$$

(2-37)式に(2-42)(2-46)(2-41)式を、(2-38)式に(2-47)(2-41)式を、(2-39)式に(2-41)式を代入し

$$c_T = c \rho, \quad H_L - H_m = -R$$

と書くと

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\phi \frac{P_m}{R_m T} \right) &= \nabla \cdot \left(\phi \frac{C_{ma}^2}{\rho_{ma}} M_m M_a D_{ma} \nabla \frac{P_m}{P_{ma}} \right) + \alpha'_w S_F (P_F - P_m) \end{aligned} \right. \quad (3-1)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} &= \nabla \cdot (D_{T\ell} \nabla T) + \nabla \cdot (D_{\theta\ell} \nabla \theta) - \alpha'_w S_F (P_F - P_m) \end{aligned} \right. \quad (3-2)$$

$$\left\{ \begin{aligned} c \rho \frac{\partial T}{\partial t} &= \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - R \alpha'_w S_F (P_F - P_m) \end{aligned} \right. \quad (3-3)$$

$\phi \frac{C_{ma}^2}{\rho_{ma}} M_m M_a D_{ma}$ は、湿気伝導率 k' と次の関係がある³⁾

$$\phi \frac{C_{ma}^2}{\rho_{ma}} \cdot M_m M_a D_{ma} = k' \frac{M_a}{M_{ma}} P_{ma0} \quad (3-4)$$

但し、 P_{ma0} は k' 測定時の全圧であり、 $P_{ma0} \gg P_m$ である。又、水蒸気圧 P_m を絶対湿度 X で表わすと

$$X = \frac{P_m}{P_{ma} - P_m} \cdot \frac{M_m}{M_a} = \frac{P_m M_m}{P_{ma} M_a} \quad (3-5)$$

(3-4)(3-5)式を(3-1)式に代入すると

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\phi \frac{M_a}{R_a T} (P_{ma} - P_m) X \right] = \nabla \cdot \left(k' \frac{M_a^2}{M_{ma} M_m} P_{ma0} \nabla X \right) + \left(\alpha'_w \frac{M_a}{M_m} P_{ma} \right) S_F (X_F - X) \quad (3-6)$$

$\frac{M_a}{R_a T} (P_{ma} - P_m)$ は乾燥空気密度 ρ_a である。又

$$\left\{ \begin{aligned} k_v &= k' \frac{M_a^2}{M_{ma} M_m} P_{ma0} \cdot P_{ma} \\ \alpha'_F &= \alpha'_w \frac{M_a}{M_m} \cdot P_{ma} \end{aligned} \right. \quad (3-7)$$

とおくと(3-6)式は

$$\frac{\partial}{\partial t} (\phi \rho_a X) = \nabla \cdot (k_v \nabla X) + \alpha'_F S_F (X_F - X) \quad (3-8)$$

となる。同様に(3-2)(3-3)式は

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} &= \nabla \cdot (D_{T\ell} \nabla T) + \nabla \cdot (D_{\theta\ell} \nabla \theta) - \alpha'_F S_F (X_F - X) \end{aligned} \right. \quad (3-9)$$

$$\left\{ \begin{aligned} c \rho \frac{\partial T}{\partial t} &= \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - R \alpha'_F S_F (X_F - X) \end{aligned} \right. \quad (3-10)$$

となる。(3-8)(3-9)(3-10)式は、 $\phi \rho_a = \text{一定}$ とすると、前田・松本により導出された式¹²⁾に一致する。以後、 $\phi \rho_a$ は一定とする。この近似による誤差は一般に非常に小さい。

非常に急激な変化を考えない限り材料空隙中の水蒸気と液水とは十分平衡状態に近いと考えられる。従って、局所平衡の仮定を用いることができる。すなわち、 $\alpha'_F = \infty$ とおき、平衡含水率曲線を用いると

$$X_F = X = g(\theta, T) \quad (3-11)$$

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \frac{\partial g}{\partial \theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial g}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3-12)$$

となる。(3-8)(3-9)式を加えて

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \phi \rho_a \frac{\partial X}{\partial t} = \nabla \cdot (D_{\theta \ell} \nabla \theta) + \nabla \cdot (D_{T \ell} \nabla T) + \nabla \cdot (k_v \nabla X) \quad (3-13)$$

(3-12)式の関係(3-13)式に代入して整理すると、水分移動に関する式が得られる。すなわち

$$\begin{aligned} \left(1 + \phi \rho_a \frac{\partial g}{\partial \theta}\right) \frac{\partial \theta}{\partial t} + \left(\phi \rho_a \frac{\partial g}{\partial T}\right) \frac{\partial T}{\partial t} &= \nabla \cdot \left[\left(k_v \frac{\partial g}{\partial \theta} + D_{\theta \ell}\right) \nabla \theta \right] + \nabla \cdot \left[\left(k_v \frac{\partial g}{\partial T} + D_{T \ell}\right) \nabla T \right] \\ &= \nabla \cdot (D_{\theta} \nabla \theta) + \nabla \cdot (D_T \nabla T) \end{aligned} \quad (3-14)$$

ここで

$$\begin{cases} D_{\theta} = D_{\theta v} + D_{\theta \ell} = k_v \frac{\partial g}{\partial \theta} + D_{\theta \ell} \\ D_T = D_{T v} + D_{T \ell} = k_v \frac{\partial g}{\partial T} + D_{T \ell} \end{cases} \quad (3-15)$$

である。

同様に熱移動に対する式は、(3-8)(3-10)式より

$$\begin{aligned} \left(c \rho + R \phi \rho_a \frac{\partial g}{\partial T}\right) \frac{\partial T}{\partial t} + \left(R \phi \rho_a \frac{\partial g}{\partial \theta}\right) \frac{\partial \theta}{\partial t} &= \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + R \nabla \cdot (D_{\theta v} \nabla \theta + D_{T v} \nabla T) \\ &= \nabla \cdot [(\lambda + R D_{T v}) \nabla T] + R \nabla \cdot (D_{\theta v} \nabla \theta) \\ &= \nabla \cdot (\lambda^* \nabla T) + R \nabla \cdot (D_{\theta v} \nabla \theta) \end{aligned} \quad (3-16)$$

ここで

$$\lambda^* = \lambda + R D_{T v} \quad (3-17)$$

本章では、(3-14)(3-16)式を基礎式として用いる。内部結露の解析に対しては、これらを適当な境界条件の下に解けば良い。

3-3 湿り材料の熱伝導率¹³²⁾

ここでは、§3-2で提示した材料中での熱・水分移動の基礎式に基づき、湿り材料の熱伝導率の定義及び測定法との関係について検討する。

3-3-1 湿り材料の熱伝導率の定義

(3-16)式において、 λ は水分移動の影響が無い場合の熱伝導率であり、材料構成要素である実質部、水、空気を通しての伝導により決まるものである。含水率によっては当然変化する。

方程式系(3-14)(3-16)式を考えると、 λ と $R D_{T v}$ は単独で現われることはなく、 $\lambda^* = \lambda + R D_{T v}$ という結合した形でのみ存在する。従って、熱と水分の移動を計算するには D_{θ} 、 D_T 、 $\lambda^* = \lambda + R D_{T v}$ 、 $D_{\theta v}$ が分れば良く、 λ と $D_{T v}$ それぞれの値は必要でない。つまり、熱水分同時移動の式を解くという目的に

対しては、 λ ではなく λ^* を測定すればよい。但し、その場合には、 D_{T_V} が温度、含水率によりかなり変化する為、測定上及び計算上の面倒さが生じる。

一方、熱伝導率 λ は、水分移動の影響を含まないので、材料構成要素の結合の仕方、液水配置の様子等について情報を与える。 D_{T_V} は D_T のうちの蒸気移動の成分である。両者とも材料中での熱・水分移動の機構を知る上には重要な量である。

以上より、 λ と λ^* のどちらかを湿り材料の熱伝導率として定義し用いれば良いと言える。但し、 λ を使用する場合には、 D_{T_V} も同時に知っておく必要がある。本論文では両者とも湿り材料の熱伝導率として定義し用いる。記号 λ と λ^* でその内容を区別する。本章では、 λ と λ^* 両者の測定(或いは推定)を目的とする。

3-3-2 湿り材料の熱伝導率と測定法との対応

前述の如く、基礎方程式(3-16)式において、温度勾配 ∇T の係数である λ と RD_{T_V} は、 $\lambda^* = \lambda + R \cdot D_{T_V}$ という結合した形でのみ現われる。よって基本的には、どのような熱伝導率測定においても、測定されるのは λ ではなく λ^* であるということが分る。

例えば、温度勾配を小さくした場合、水分移動による熱移動は確かに小さくなるが、同時に伝導成分 λ による熱移動量も小さくなる。従って、温度勾配を小さくすることにより水分移動による影響を除き λ を測定するという考え方は誤りと言える。

水分移動の影響を小さくする測定法というのは、主に(3-16)式の右辺第2項 $R \nabla \cdot (D_{\theta_V} \nabla \theta)$ の項の影響を小さくし、正確に λ^* を測定する方法と解釈すべきである。例えば、周期法においてもそうであることは、後述の§3-5より明らかとなる。つまり、周期的に加熱を繰り返すことにより形成される(平均的な)含水率勾配が小さくなる為、 $R \nabla \cdot (D_{\theta_V} \nabla \theta)$ の項の熱への影響が小さくなるのであり、 RD_{T_V} は決して除かれない。

このように、本来 λ^* しか測定され得ない系であるから、 λ は特殊な場合においてのみ測定できるか、或いはモデルを仮定しての推定という方法をとらざるを得ない。本論文ではまず λ^* を測定し、 λ^* の値の温度変化を利用して λ^* を λ と RD_{T_V} に分離し、 λ を推定するという方法をとっている。

なお、水分が熱伝導率決定の精度に及ぼす影響は、その測定法によりどのような情報が得られているかにより変化する。このことは、第6章の非定常法の結果との対応より明確となる。

3-4 湿り材料の熱伝導率に関する Krischer と De Vries の研究

§3-3での内容をより具体的に検討する為に、Krischer²²⁾⁴³⁾とDe Vries⁴⁹⁾の研究について考察する。

3-4-1 Krischer の研究²²⁾⁴³⁾

空隙材料中での水分移動に関する考察より、水蒸気移動による熱移動を含めて、 $\lambda^* = \lambda + RD_{T_V}$ を湿り材料の熱伝導率とみなすという考え方はKrischerが最初と思われる。

彼は、温度勾配がある場合の材料中での水分移動が、高温側から低温側へは水蒸気で、逆に低温側から高温側へは液水の形でのみ起こるというモデルを想定し、これをもとに湿潤時の熱伝導率は λ^* であることを導びいている。含水率勾配による水蒸気移動成分は考慮されていない。

液状水の拡散係数 D_{θ} 、 $D_{T\theta}$ が非常に小さい含水率領域を考えると、水分移動は主に水蒸気のみで起こる。従って、平衡状態においては水蒸気による熱移動は相殺され、全体としての熱伝導率は λ となるはずである。上述のことより、彼のモデルではこれを考慮できないことになる。

又、別の論文¹³⁵⁾では、試料両端の温度差 ΔT を非常に小さくした定常熱伝導率測定法においては、水分移動の影響を含まない λ が得られると述べているが、これは§3-3で示した如く誤りである。 $\Delta T \rightarrow 0$ として測定される値が、一般には λ^* でも λ でもないことは§3-4-2において明らかにする。

以上のことをより具体的に説明する為、以下では定常熱伝導率測定法についての検討を行なう。

3-4-2 定常熱伝導率測定法¹³²⁾¹³³⁾

定常熱伝導率測定法は、上述の如くKrischerにより用いられ、湿り材料の熱伝導率測定法として最近でもしばしば利用されている⁴²⁾¹³⁴⁾しかし、熱と水分の同時移動という立場からこの測定法を評価したものは見当たらないので、ここで検討を行なう。

定常熱伝導率測定法においては、周囲を断湿した試料に温度差をつけ、試料両側表面温度、熱流を測定し熱伝導率を決定する。従来、試料両表面につける温度差を十分小さくすれば、前述の λ (或いは λ^* か)が十分正確に測定されると考えられていると思われる。よって、まずこの温度差が十分小さい場合について、その内容を検討しておく。次に、より一般的な場合として、温度差が有限の場合について検討する。温度差 ΔT の値により測定される値が変化し、測定値の解釈には十分注意する必要があることが分る。

(1) 定常法により測定される熱伝導率 λ'

定常法において測定されるのは、試料の両側表面温度 T_A 、 T_B 、及び熱流 q_h であり、試料厚さ ℓ を用いて

$$\lambda' = \frac{\ell q_h}{T_A - T_B} \quad (3-18)$$

より定常測定法による熱伝導率 λ' が求められる。この λ' を試料の平均含水率 θ_m に対して表示することになる。

(2) 定式化

(3-14)(3-16)式で定常、一次元の場合を考えると

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[D_{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[D_T \frac{\partial T}{\partial x} \right] = 0 \right. \quad (3-19)$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial x} \left[(\lambda + R D_{T\theta}) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + R \frac{\partial}{\partial x} \left[D_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] = 0 \right. \quad (3-20)$$

水分移動に対する境界条件は、両面断湿より

$$-D_{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x} - D_T \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (x = 0, \ell) \quad (3-21)$$

熱に対する境界条件は、両表面温度を与えるので

$$T|_{x=0} = T_A, \quad T|_{x=\ell} = T_B \quad (3-22)$$

又、試料の平均含水率を θ_m とすると

$$\frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} \theta(x) dx = \theta_m \quad (3-23)$$

(3) 試料両表面の温度差が非常に小さい場合

次の(4)での温度差 ΔT が有限の場合の極限として $\Delta T \rightarrow 0$ を考える。 $\Delta T \rightarrow 0$ をあえて別に取扱うのは、定性的な傾向の理解に便利なこと、 $\Delta T \rightarrow 0$ の場合は数値計算上求めずらいことによる。

この場合には、試料内部に生じる含水率の非一様性も小さく、よって、移動係数を一定とした取扱いが可能となる。従って、基礎式(3-19)(3-20)式は次の線形連立方程式となる。

$$\begin{cases} D_{\theta} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + D_T \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0 & (3-24) \end{cases}$$

$$\begin{cases} (\lambda + RD_{T_v}) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + RD_{\theta_v} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = 0 & (3-25) \end{cases}$$

(3-24)(3-25)式を(3-21)~(3-23)式の下に解くと

$$\begin{cases} \theta(x) = \frac{D_T}{D_{\theta}} \cdot \frac{T_A - T_B}{2} \left(\frac{2x}{\ell} - 1 \right) + \theta_m & (3-26) \end{cases}$$

$$\begin{cases} T(x) = \frac{T_A - T_B}{2} \cdot \left(1 - \frac{2x}{\ell} \right) + \frac{T_A + T_B}{2} & (3-27) \end{cases}$$

となる。又、これらを用いると(3-18)式の λ' は

$$\lambda'_0 = (\lambda + RD_{T_v}) - \frac{D_T R D_{\theta_v}}{D_{\theta}} = \lambda^* - \frac{D_T R D_{\theta_v}}{D_{\theta}} \quad (3-28)$$

となる。温度差が非常に小さい場合を区別する為に記号 λ'_0 を用いた。

(3-28)式より以下のことが分る。

- i) 一般的には、 λ'_0 は λ とも λ^* ($= \lambda + RD_{T_v}$)とも等しくない。
 - ii) 液移動のみの領域($D_{\theta_v} = D_{T_v} = 0$)では、 $\lambda'_0 = \lambda^* = \lambda$
 - iii) 蒸気移動のみの領域($D_{\theta} = D_{\theta_v}$, $D_T = D_{T_v}$)では、 $\lambda'_0 = \lambda$
- つまり、非常に高含水率の領域では $\lambda'_0 = \lambda^* = \lambda$ であり、逆に低含水率領域では $\lambda'_0 = \lambda$ となる。従って、温度差の十分小さい定常測定法により得られた値は含水率が上述の領域にあれば、 λ として用いることができる。しかし、液と蒸気両者の移動が共存する含水率領域では、試料両表面の温度差を小さくしても、

λ'_0 は λ 或いは λ^* とは異なるので、測定値の解釈には注意を要する。又、十分小さい温度差とはどれ位かを明らかにしておく必要がある。

(4) 試料両表面の温度差が有限の場合

i) 計算式

この場合には、各移動係数の含水率、温度による変化を無視することはできず、系は非線形となる為解析的取扱いは難しい。よって、数値例により傾向を把握する。ここでは、逐次近似により定常の含水率、温度分布及び λ' を求めた。つまり、(3-19)(3-20)式を積分し、 $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ 、 $\frac{\partial T}{\partial x}$ につき

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{-q_h \cdot D_\theta}{(\lambda + R D_{T_v}) D_\theta - R D_T D_{\theta_v}} \quad (3-29) \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{q_h \cdot D_T}{(\lambda + R D_{T_v}) D_\theta - R D_T D_{\theta_v}} \quad (3-30) \end{array} \right.$$

とし、これを x につき差分化する(熱流 q_h は(3-20)式の積分定数として現われる)。まず、 $x=0$ での含水率 θ_A を決め、熱流 q_h を仮定し、次の分点の含水率、温度を差分化された(3-29)(3-30)式より求める。この操作を繰り返し、 $x=l$ における含水率、温度を求める。求められた温度が境界条件(3-22)式を満足するまで q_h を仮定し直す。このようにして得られた結果より、 λ' 、 θ_m が計算される。

ii) 計算条件

材料 軟質繊維板、厚さ $l=8\text{mm}$

温度 温度差 $\Delta T=0.1, 0.2, 0.3, 1.0, 2.0, 3.0$ ($^{\circ}\text{C}$)。平均温度が 20°C となるように T_A 、 T_B を決めた。従って、例えば $\Delta T=3$ ($^{\circ}\text{C}$) では、 $T_A=21.5$ ($^{\circ}\text{C}$)、 $T_B=18.5$ ($^{\circ}\text{C}$) である。

iii) 用いた移動係数

軟質繊維板の移動係数を図3-1~3-3に示す。図3-1は D_{θ_v} 、 $D_{\theta\theta}$ 、 D_θ 、¹²⁹⁾ 図3-2は D_{T_v} 、 $D_{T\theta}$ 、 D_T 、⁴⁾ 図3-3は λ 、 λ^* を表わす。 λ の値としては、後述§3-5の周期法により測定された λ^* より分離推定した値(図3-20)を用いた。

iv) 計算結果と考察

結果を図3-4~図3-6に示す。

図3-4は $\Delta T=0.1^{\circ}\text{C}$ で種々の平均含水率 θ_m における含水率と温度の分布を示している。含水率分布はほぼ一様であり、温度分布はどの θ_m に対してもほぼ等しい直線となっている。 ΔT を 3°C まで大きくすると、含水率分布の非一様性は大となり、温度分布も直線からはずれる(図3-5)。

図3-6(A)(B)は、平均含水率 θ_m と λ' との関係を表わす。図中には $\lambda'_0 = \lambda^* - \frac{D_T R D_{\theta_v}}{D_\theta}$ の値も同時に示してある。この図から、軟質繊維板においては、

a) λ 、 λ^* 、 λ'_0 3者が異なる値をもつ含水率範囲は相当大きい

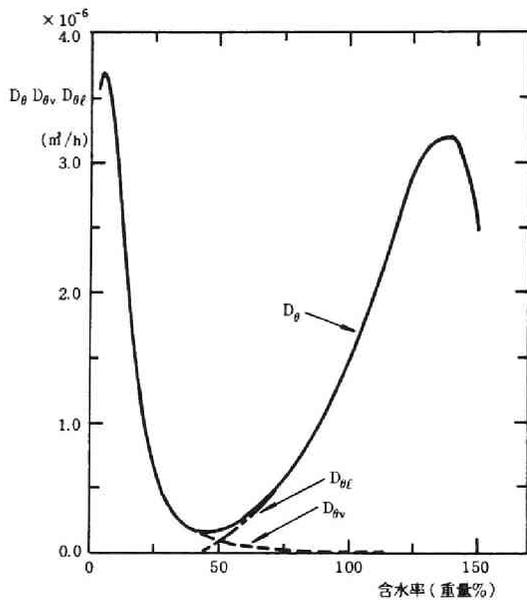


図3-1 含水率勾配に対する水分拡散係数 D_{θ} , $D_{\theta v}$, $D_{\theta \ell}$

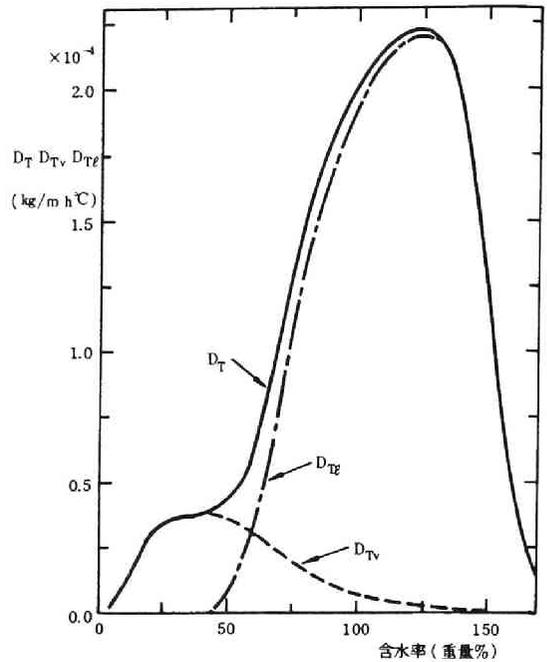


図3-2 温度勾配に対する水分拡散係数 D_T , D_{Tv} , $D_{T\ell}$

b) 温度差 ΔT が小さくなると、

λ' は λ を離れ λ'_0 に近づく

c) (3) の結果が近似的に成立する ΔT の値、すなわち線形計算の成立する ΔT の値は相当小さい。

ことが分る。又、 ΔT を小さくすれば、 λ' が λ (或いは λ^*) に漸近するという考え方¹³⁵⁾の成立しないことが具体的に確められたことになる。

次に、温度差が大きい場合として、

例えば $\Delta T = 3^\circ\text{C}$, $\theta_m = 56(\%)$ の

結果をみると、含水率分布は図3-5に示す如くかなり急激な変化をしているにも拘らず、 λ' は試料平均含水率 $\theta_m = 56(\%)$ に対応する λ の値にかなり近い(図3-6(A))。この理由は、まず

a) 高温側及び低温側表面近くの含水率においては、それぞれ蒸気移動、液移動が支配的であり(図3-1, 3-2), その場合、(3)で述べた如くその場所での熱伝導率は λ に近い値となる。つまり、水分移動の影響の現われない領域が生じている。

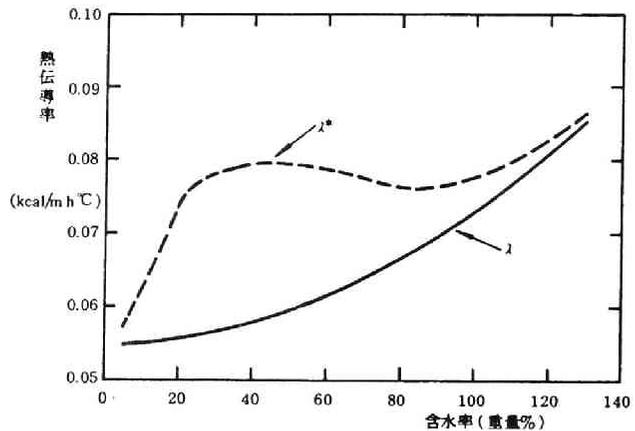
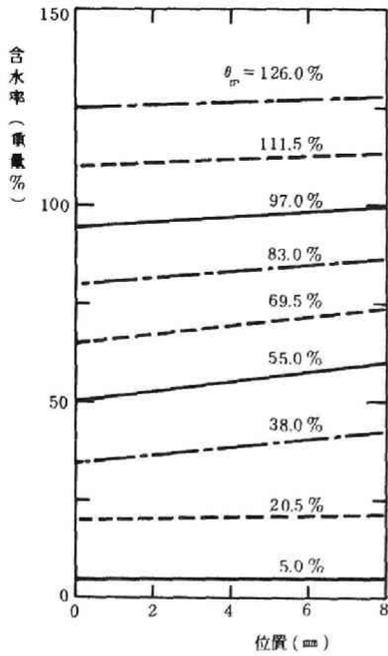
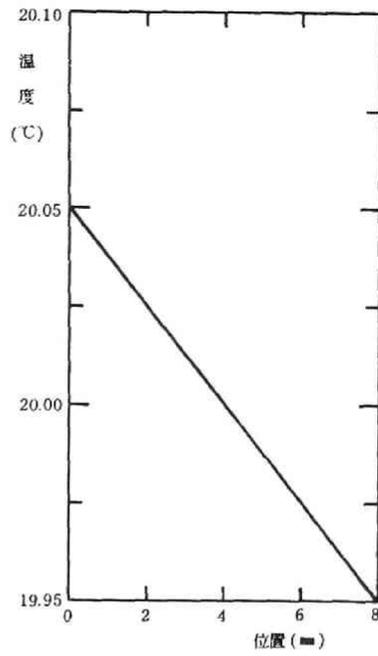


図3-3 熱伝導率 λ , λ^* の含水率による変化

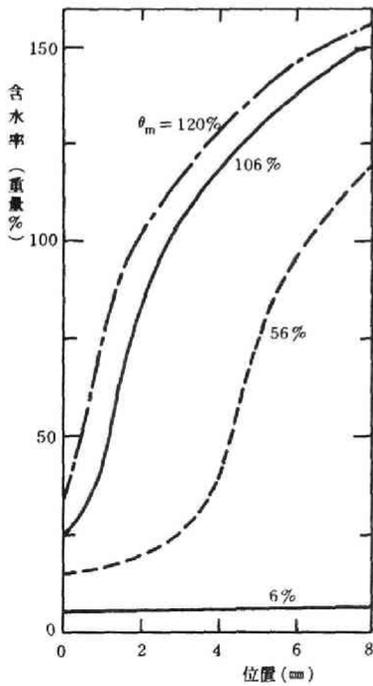


(A) 含水率分布

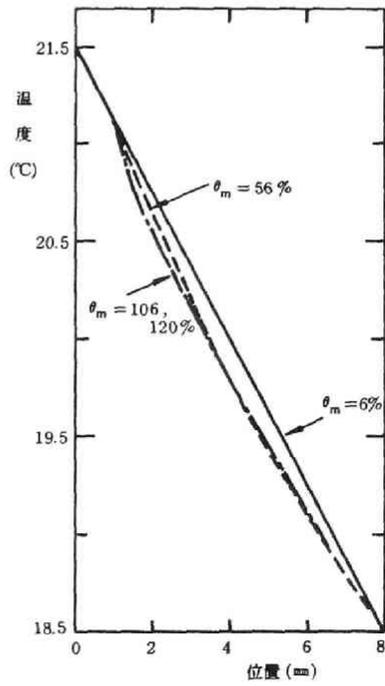


(B) 温度分布

図3-4 温度差 ΔT が 0.1°C の場合の試料内含水率, 温度分布



(A) 含水率分布



(B) 温度分布

図3-5 温度差 ΔT が 3°C の場合の試料内含水率, 温度分布

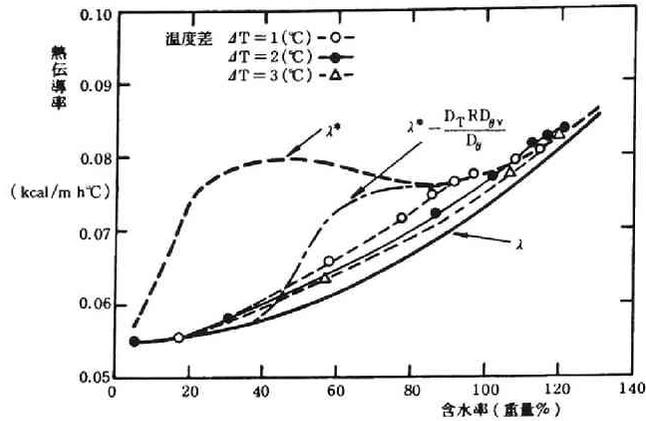


図 3-6 (A) 定常法により測定される熱伝導率 λ' の平均含水率による変化

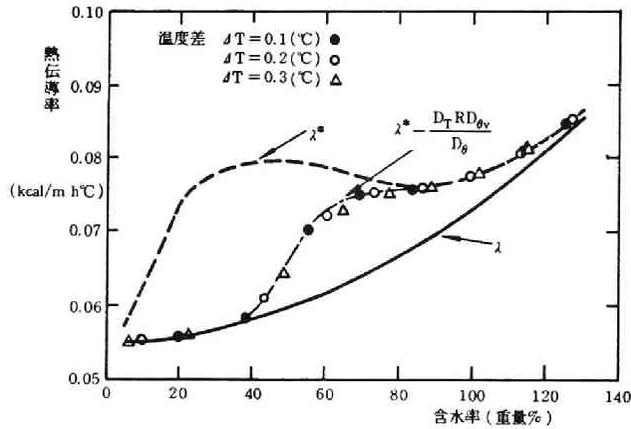


図 3-6 (B) 定常法により測定される熱伝導率 λ' の平均含水率による変化

更に

b) 含水率分布が非一様であるために、材料中の熱伝導率は位置により変化する。しかし、熱伝導率の位置による変化を考慮して材料全体としてもつ熱伝導率を計算すると、平均含水率 θ_m に応じる熱伝導率とそれ程違わない。¹³⁵⁾

ということが挙げられる。

以上の例から、少なくともこの材料、含水率領域においては、 ΔT を非常に小さくするのではなく、むしろある程度大きくすることにより λ に近い値の得られることが分る。但し、この特性を利用して、定常法により λ を推定する場合には適切な温度差に関する知識が必要であり、今後検討の価値があると思

われる。又、目的によっては、図3-6で与えられるような λ' の λ 、 λ^* からのずれが許容し得ることも十分考えられ、その場合には定常法による値で十分といえる。

3-4-3 De Vriesの研究⁴⁹⁾

De VriesはKrischerの考え方を、材料中の熱・水分移動の基礎式の導出において考慮しており、従って λ^* を湿り材料の熱伝導率とみなしていることになる。又、非定常プループ法により湿った土壌の熱伝導率を測定している⁴⁹⁾。そこでは、測定に及ぼす水分の影響を線形化された基礎式により検討しており、その内容は評価すべきであろう。

しかし、測定上は是非とも必要とされる入力温度、或いは熱流の変動幅をどの程度にするべきかということについての記述はみられない。これらは、本来、線形の系のみを考えていては導出できないものであり、系を非線形ととらえてはじめて考慮し得る。ちなみに、多くの材料においては、各移動係数の含水率、温度による変化は大きく、従って非線形性は強い。

§3-5では、これに対して、 λ^* の測定法として具体的に周期法をとりあげ、水分移動による誤差、入力振幅の大きさ等について非線形性を考慮した定量的な検討を行なう。

3-5 周期法による熱伝導率測定のための基礎理論¹³²⁾

3-5-1 目的

水分移動をできるだけおさえた非定常測定法においては、熱伝導率として λ^* の測定されることが§3-3より推定される。ここでは、水分移動の影響を小さくするという点に関して信頼性の高いと考えられる周期法⁴⁰⁾についての検討を行なう。

本章で扱う周期法においては、表面 $x=0$ を断湿した半無限湿り材料の表面温度を周期的に変化させる。温度波が材料中を進行するにつれて振幅、位相は変化するので、これを利用して、材料中の2点での温度波の測定より λ^* を決定しようとするものである。周期的に温度が上昇、下降を繰り返すので、材料中の各点で温度勾配に応じる水分移動以外の水分移動は相殺される傾向にある。又、従って材料中各位置の含水率の時間的な平均もほぼ一定に保たれ、水分移動の影響の小さい測定法であることが予想される。

目的は測定誤差、すなわち、測定値に水分移動の影響がどの程度含まれているか、つまり測定値が λ^* とどれ程異なるかを定量的に見積ることである。一般的な材料についての誤差評価が可能なように、材料物性値を用いて表わされる誤差評価式を導出する。

3-5-2 方針

水分移動の影響の内容としては

(1) 水分移動があることによるもの

(2) 更に、基礎式に現われる材料物性値が、温度・含水率により変化することによるもの

の2つがある。(2)により系は非線形となるので、入力表面温度(正弦波)振幅の中級数解を仮定し、摂

動法により解く。

3-5-3 定式化

(1) 対象と仮定

半無限材料の表面が正弦波温度変動をする場合を対象とする。次の仮定を設ける。

- i) 小振幅、短周期の周期的測定法であれば、材料中に生じる含水率・温度の平均値からのずれは小さいので、各物性値を含水率、温度の一次関数とする。すなわち

$$\left\{ \begin{array}{l} D_{\theta\ell} = D_{\theta\ell}^{\circ} [1 + \eta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \eta_2(T - T_m)] \\ D_{\theta_v} = D_{\theta_v}^{\circ} [1 + \zeta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \zeta_2(T - T_m)] \\ D_{T\ell} = D_{T\ell}^{\circ} [1 + \beta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \beta_2(T - T_m)] \\ D_{T_v} = D_{T_v}^{\circ} [1 + \xi_1(\theta - \theta_m)] [1 + \xi_2(T - T_m)] \\ \lambda = \lambda^{\circ} [1 + r_1(\theta - \theta_m)] [1 + r_2(T - T_m)] \\ c\rho = (c\rho)^{\circ} [1 + \kappa_1(\theta - \theta_m)] \end{array} \right. \quad (3-31)$$

ここで、 η_1, ζ_1 等は $D_{\theta\ell}, D_{\theta_v}$ 等の含水率による変化率、 η_2, ζ_2 等はそれらの温度による変化率である。 θ_m, T_m は温度伝導率を求めようとする(平均の)含水率、温度であり、同時に初期条件でもある。上付きの添字の \circ は、 $\theta = \theta_m, T = T_m$ での値を意味する。又、 $c\rho$ の温度変化は小さいので無視した。

又、数値による予備的検討より

- ii) 基礎式(3-14)(3-16)式左辺の値の小さい項 $\phi_a \frac{\partial g}{\partial \theta}, \phi_a \frac{\partial g}{\partial T}, R\phi_a \frac{\partial g}{\partial T}, R\phi_a \frac{\partial g}{\partial \theta}$ は省略する。

(2) 基礎式

(1)での仮定より(3-14)(3-16)式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial x} \left\{ D_{\theta\ell}^{\circ} [1 + \eta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \eta_2(T - T_m)] \frac{\partial \theta}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ D_{\theta_v}^{\circ} [1 + \zeta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \zeta_2(T - T_m)] \frac{\partial \theta}{\partial x} \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ D_{T\ell}^{\circ} [1 + \beta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \beta_2(T - T_m)] \frac{\partial T}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ D_{T_v}^{\circ} [1 + \xi_1(\theta - \theta_m)] [1 + \xi_2(T - T_m)] \frac{\partial T}{\partial x} \right\} \end{aligned} \quad (3-32)$$

$$\begin{aligned} (c\rho)^{\circ} [1 + \kappa_1(\theta - \theta_m)] \frac{\partial T}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \lambda^{\circ} [1 + r_1(\theta - \theta_m)] [1 + r_2(T - T_m)] \frac{\partial T}{\partial x} \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ R D_{T_v}^{\circ} [1 + \xi_1(\theta - \theta_m)] [1 + \xi_2(T - T_m)] \frac{\partial T}{\partial x} \right\} \\ & + R \frac{\partial}{\partial x} \left\{ D_{\theta_v}^{\circ} [1 + \zeta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \zeta_2(T - T_m)] \frac{\partial \theta}{\partial x} \right\} \end{aligned} \quad (3-33)$$

初期条件

$$T = T_m, \quad \theta = \theta_m \quad (t = 0) \quad (3-34)$$

境界条件

$$\left\{ D_{\theta\ell}^{\circ} [1 + \gamma_1(\theta - \theta_m)] [1 + \gamma_2(T - T_m)] + D_{\theta v}^{\circ} [1 + \zeta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \zeta_2(T - T_m)] \right\} \frac{\partial \theta}{\partial x} \\ + \left\{ D_{T\ell}^{\circ} [1 + \beta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \beta_2(T - T_m)] + D_{Tv}^{\circ} [1 + \xi_1(\theta - \theta_m)] [1 + \xi_2(T - T_m)] \right\} \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \\ (x = 0) \quad (3-35)$$

$$\theta = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \quad (3-36)$$

$$T = T_m + I_0 \cdot \sin \omega t \quad (x = 0) \quad (3-37)$$

$$T = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \quad (3-38)$$

ここで、 I_0 、 ω は入力正弦波の振幅及び角速度である。

本来、周期解は初期条件なしで得られるが、§3-6-1での考察に必要となるので、ここでは初期条件を設定し、非定常解をまず求めてから周期解を得るという方法をとっている。

3-5-4 振動解

(1) 振動方程式

次の形の解を仮定する。

$$\begin{cases} \theta = \theta_m + I_0 \theta_1 + I_0^2 \theta_2 + I_0^3 \theta_3 + \dots \\ T = T_m + I_0 T_1 + I_0^2 T_2 + I_0^3 T_3 + \dots \end{cases} \quad (3-39)$$

これらを(3-32)~(3-38)式に代入し、 I_0 の同巾の係数を等しいと置くと、以下の振動方程式が得られる。

i) I_0 の1次の項

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \theta_1}{\partial t} &= (D_{\theta\ell}^{\circ} + D_{\theta v}^{\circ}) \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} + (D_{T\ell}^{\circ} + D_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} \end{aligned} \right. \quad (3-40)$$

$$\left\{ \begin{aligned} (c\rho)^{\circ} \frac{\partial T_1}{\partial t} &= (\lambda^{\circ} + R D_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + R D_{\theta v}^{\circ} \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} \end{aligned} \right. \quad (3-41)$$

初期条件

$$\theta_1 = 0, \quad T_1 = 0 \quad (t = 0) \quad (3-42)$$

境界条件

$$\left\{ \begin{aligned} (D_{\theta\ell}^{\circ} + D_{\theta v}^{\circ}) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} + (D_{T\ell}^{\circ} + D_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial T_1}{\partial x} &= 0 \quad (x = 0) \end{aligned} \right. \quad (3-43)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \theta_1 &= \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \end{aligned} \right. \quad (3-44)$$

$$\left\{ \begin{aligned} T_1 &= \sin \omega t \quad (x = 0) \end{aligned} \right. \quad (3-45)$$

$$\left\{ \begin{aligned} T_1 &= \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \end{aligned} \right. \quad (3-46)$$

ii) I_0 の 2 次の項

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta_2}{\partial t} = (D_{\theta\ell}^{\circ} + D_{\theta v}^{\circ}) \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} + (D_{T\ell}^{\circ} + D_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + f_1 \end{array} \right. \quad (3-47)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (c\rho)^{\circ} \frac{\partial T_2}{\partial t} = (\lambda^{\circ} + RD_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + RD_{\theta v}^{\circ} \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} + (c\rho)^{\circ} \cdot f_2 \end{array} \right. \quad (3-48)$$

初期条件

$$\theta_2 = 0, \quad T_2 = 0 \quad (t = 0) \quad (3-49)$$

境界条件

$$\left\{ \begin{array}{l} (D_{\theta\ell}^{\circ} + D_{\theta v}^{\circ}) \frac{\partial \theta_2}{\partial x} + (D_{T\ell}^{\circ} + D_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial T_2}{\partial x} + f_3 = 0 \quad (x=0) \end{array} \right. \quad (3-50)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_2 = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \end{array} \right. \quad (3-51)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_2 = 0 \quad (x = 0) \end{array} \right. \quad (3-52)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_2 = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \end{array} \right. \quad (3-53)$$

但し,

$$\left\{ \begin{array}{l} f_1 = D_{\theta\ell}^{\circ} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\eta_1 \theta_1 + \eta_2 T_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} \right] + D_{\theta v}^{\circ} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\zeta_1 \theta_1 + \zeta_2 T_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} \right] \\ \quad + D_{T\ell}^{\circ} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\beta_1 \theta_1 + \beta_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} \right] + D_{Tv}^{\circ} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\xi_1 \theta_1 + \xi_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} \right] \end{array} \right. \quad (3-54)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f_2 = \frac{\lambda^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left[(r_1 \theta_1 + r_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} \right] + \frac{RD_{Tv}^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\xi_1 \theta_1 + \xi_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} \right] \\ \quad + \frac{RD_{\theta v}^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\zeta_1 \theta_1 + \zeta_2 T_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} \right] - \kappa_1 \theta_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial x} \end{array} \right. \quad (3-55)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f_3 = D_{\theta\ell}^{\circ} (\eta_1 \theta_1 + \eta_2 T_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} + D_{\theta v}^{\circ} (\zeta_1 \theta_1 + \zeta_2 T_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} \\ \quad + D_{T\ell}^{\circ} (\beta_1 \theta_1 + \beta_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} + D_{Tv}^{\circ} (\xi_1 \theta_1 + \xi_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} \end{array} \right. \quad (3-56)$$

(2) 摂動解第 1 項 θ_1, T_1

(3-40)(3-41)式を(3-42)式の下で Laplace 変換し, 境界条件(3-43)~(3-46)式を用いると

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_1(s, x) = F(s) [\alpha_1 E e^{-\alpha_1 \sqrt{s} x} - \alpha_2 E e^{-\alpha_2 \sqrt{s} x}] \end{array} \right. \quad (3-57)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_1(s, x) = F(s) [\alpha_1 \frac{E}{B} E_1 \cdot e^{-\alpha_1 \sqrt{s} x} - \alpha_2 \frac{E}{B} E_2 \cdot e^{-\alpha_2 \sqrt{s} x}] \end{array} \right. \quad (3-58)$$

ここで, $\theta_1, T_1, F(s)$ は, それぞれ $\theta_1, T_1, \sin \omega t$ の Laplace 変換である。又,

$$E = \frac{B}{(\alpha_1 - \alpha_2) [C - (CA - BD)(\alpha_1^2 + \alpha_1 \alpha_2 + \alpha_2^2)]}$$

$$E_1 = C - (CA - BD)\alpha_1^2, \quad E_2 = C - (CA - BD)\alpha_2^2 \quad (3-59)$$

α_1, α_2 は

$$(AC - BD)\alpha^4 - (A + C)\alpha^2 + 1 = 0 \quad (3-60)$$

の正根である ($\alpha_1 < \alpha_2$)。更に

$$A = D_\theta^\circ, \quad B = D_T^\circ, \quad C = \frac{\lambda^\circ + R \cdot D_{Tv}^\circ}{(c\rho)^\circ}, \quad D = \frac{R D_{\theta v}^\circ}{(c\rho)^\circ} \quad (3-61)$$

(3-57)(3-58)式を逆変換すると

$$\theta_1(t, x) = \alpha_1 E \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{\alpha_1 x}{2\sqrt{t}}}^{\infty} \sin \left[\omega \left(t - \frac{\alpha_1^2 x^2}{4\tau^2} \right) \right] e^{-\tau^2} d\tau - \alpha_2 E \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{\alpha_2 x}{2\sqrt{t}}}^{\infty} \sin \left[\omega \left(t - \frac{\alpha_2^2 x^2}{4\tau^2} \right) \right] e^{-\tau^2} d\tau \quad (3-62)$$

$$T_1(t, x) = \alpha_1 \frac{E}{B} E_1 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{\alpha_1 x}{2\sqrt{t}}}^{\infty} \sin \left[\omega \left(t - \frac{\alpha_1^2 x^2}{4\tau^2} \right) \right] e^{-\tau^2} d\tau - \alpha_2 \frac{E}{B} E_2 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{\alpha_2 x}{2\sqrt{t}}}^{\infty} \sin \left[\omega \left(t - \frac{\alpha_2^2 x^2}{4\tau^2} \right) \right] e^{-\tau^2} d\tau \quad (3-63)$$

$t \rightarrow \infty$ とすると周期的定常解が得られ

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_1(t, x) = \alpha_1 E e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_1 x} \cdot \sin \left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_1 x \right) - \alpha_2 E \cdot e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_2 x} \cdot \sin \left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_2 x \right) \\ T_1(t, x) = \alpha_1 \frac{E}{B} E_1 e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_1 x} \cdot \sin \left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_1 x \right) - \alpha_2 \frac{E}{B} E_2 \cdot e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_2 x} \cdot \sin \left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_2 x \right) \end{array} \right. \quad (3-64)$$

$$(3-65)$$

(3) 振動解第2項 θ_2, T_2

(3-64)(3-65)式の θ_1, T_1 を (3-54) ~ (3-56) 式に代入して f_1, f_2, f_3 を計算し, (3-47)(3-48)式を解くと (周期的定常解)

$$\begin{aligned} \theta_2(t, x) = & 2U_1 \cdot e^{-\alpha_1 \sqrt{\omega} x} \cos(2\omega t - \alpha_1 \sqrt{\omega} x) + 2U_2 \cdot e^{-\alpha_2 \sqrt{\omega} x} \cdot \cos(2\omega t - \alpha_2 \sqrt{\omega} x) \\ & + 2Q_1 \cdot e^{-2\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_1 x} \cdot \cos \left(2\omega t - 2\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_1 x \right) + 2Q_2 \cdot e^{-2\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_2 x} \cdot \cos \left(2\omega t - 2\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_2 x \right) \\ & + 2Q_3 \cdot e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}} (\alpha_1 + \alpha_2) x} \cdot \cos \left[2\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2}} (\alpha_1 + \alpha_2) x \right] + Q_4 e^{-2\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_1 x} + Q_5 e^{-2\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_2 x} \\ & + 2Q_6' \cdot e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}} (\alpha_1 + \alpha_2) x} \cdot \cos \left[\sqrt{\frac{\omega}{2}} x (\alpha_1 - \alpha_2) \right] + 2Q_6'' \cdot e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}} (\alpha_1 + \alpha_2) x} \sin \left[\sqrt{\frac{\omega}{2}} x (\alpha_1 - \alpha_2) \right] \end{aligned} \quad (3-66)$$

$$\begin{aligned} T_2(t, x) = & 2 \frac{1 - A\alpha_1^2}{B\alpha_1^2} U_1 \cdot e^{-\alpha_1 \sqrt{\omega} x} \cdot \cos(2\omega t - \alpha_1 \sqrt{\omega} x) + 2 \frac{1 - A\alpha_2^2}{B\alpha_2^2} U_2 \cdot e^{-\alpha_2 \sqrt{\omega} x} \cdot \cos(2\omega t - \alpha_2 \sqrt{\omega} x) \\ & + 2R_1 \cdot e^{-2\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_1 x} \cdot \cos \left(2\omega t - 2\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_1 x \right) + 2R_2 \cdot e^{-2\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_2 x} \cdot \cos \left(2\omega t - 2\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_2 x \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 2R_3 \cdot e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}}(\alpha_1+\alpha_2)x} \cdot \cos \left[2\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2}}(\alpha_1+\alpha_2)x \right] + R_4 e^{-2\sqrt{\frac{\omega}{2}}\alpha_1 x} + R_5 e^{-2\sqrt{\frac{\omega}{2}}\alpha_2 x} \\
& + 2R'_6 \cdot e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}}(\alpha_1+\alpha_2)x} \cdot \cos \left[\sqrt{\frac{\omega}{2}}x(\alpha_1-\alpha_2) \right] + 2R''_6 \cdot e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}}(\alpha_1+\alpha_2)x} \cdot \sin \left[\sqrt{\frac{\omega}{2}}x(\alpha_1-\alpha_2) \right] \\
& + U_3 \tag{3-67}
\end{aligned}$$

ここで,

$$\begin{aligned}
U_1 &= -\frac{(1-A\alpha_2^2)\alpha_1^2}{(\alpha_1-\alpha_2)(1+A\alpha_1\alpha_2)} \left\{ \frac{A}{\sqrt{2}} [2\alpha_1 Q_1 + 2\alpha_2 Q_2 + (\alpha_1+\alpha_2) Q_3] + \frac{B}{\sqrt{2}} [2\alpha_1 R_1 + 2\alpha_2 R_2 + (\alpha_1+\alpha_2) R_3] \right. \\
&\quad \left. - \frac{B\alpha_2}{1-A\alpha_2^2} (R_1+R_2+R_3) + \frac{1}{4\sqrt{2}} \cdot \frac{E^2}{B^2} (\alpha_1^2 - \alpha_2^2) U_4 \right\} \\
U_2 &= -\frac{(1-A\alpha_1^2)\alpha_2^2}{(\alpha_1-\alpha_2)(1+A\alpha_1\alpha_2)} \left\{ \frac{A}{\sqrt{2}} [2\alpha_1 Q_1 + 2\alpha_2 Q_2 + (\alpha_1+\alpha_2) Q_3] + \frac{B}{\sqrt{2}} [2\alpha_1 R_1 + 2\alpha_2 R_2 + (\alpha_1+\alpha_2) R_3] \right. \\
&\quad \left. - \frac{B\alpha_1}{1-A\alpha_1^2} (R_1+R_2+R_3) + \frac{1}{4\sqrt{2}} \cdot \frac{E^2}{B^2} (\alpha_1^2 - \alpha_2^2) U_4 \right\}
\end{aligned}$$

$$U_3 = -(R_4 + R_5 + 2R'_6)$$

$$\begin{aligned}
U_4 &= B(\alpha_1 - \alpha_2) (-D_{\theta\ell}^\circ B \eta_1 + D_{T\ell}^\circ A \beta_1 - D_{\theta v}^\circ B \zeta_1 + D_{T v}^\circ A \xi_1) \\
&\quad + (\alpha_1 E_1 - \alpha_2 E_2) (-D_{\theta\ell}^\circ B \eta_2 + D_{T\ell}^\circ A \beta_2 - D_{\theta v}^\circ B \zeta_2 + D_{T v}^\circ A \xi_2) \tag{3-68}
\end{aligned}$$

ここで

$$\begin{cases}
Q_1 = 2i \frac{1}{M_1} \cdot \frac{E^2}{B^2} [H_1(1-2\alpha_1^2 C) + 2K_1 B^2 \alpha_1^2] \\
R_1 = 2i \frac{1}{M_1} \cdot \frac{E^2}{B^2} [K_1 B(1-2A\alpha_1^2) + 2H_1 D \alpha_1^2] \\
M_1 = -4 [2(A+C)\alpha_2^2 - 3] \\
\\
Q_2 = 2i \frac{1}{M_2} \cdot \frac{E^2}{B^2} [H_2(1-2\alpha_2^2 C) + 2K_2 B^2 \alpha_2^2] \\
R_2 = 2i \frac{1}{M_2} \cdot \frac{E^2}{B^2} [K_2 B(1-2A\alpha_2^2) + 2H_2 D \alpha_2^2] \\
M_2 = -4 [2(A+C)\alpha_2^2 - 3] \\
\\
Q_3 = 2i \frac{1}{M_3} \cdot \frac{E^2}{B^2} \left\{ H_3 \left[1 - 2 \left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \right)^2 C \right] + 2K_3 B \left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \right)^2 \right\} \\
R_3 = 2i \frac{1}{M_3} \cdot \frac{E^2}{B^2} \left\{ K_3 \left[1 - 2 \left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \right)^2 A \right] + 2H_3 D \left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \right)^2 \right\} \\
M_3 = -[(AC - BD)(\alpha_1 + \alpha_2)^2 - 2(A+C)(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + 4]
\end{cases}$$

$$\begin{cases}
Q_4 = -\frac{E^2}{B^2} \cdot \frac{CH_4 - B^2 K_4}{2\alpha_1^2(AC - BD)} \\
R_4 = -\frac{E^2}{B^2} \cdot \frac{ABK_4 - DH_4}{2\alpha_1^2(AC - BD)} \\
Q_5 = -\frac{E^2}{B^2} \cdot \frac{CH_5 - B^2 K_5}{2\alpha_2^2(AC - BD)} \\
R_5 = -\frac{E^2}{B^2} \cdot \frac{ABK_5 - DH_5}{2\alpha_2^2(AC - BD)} \\
Q_6 = -\frac{E^2}{B^2} \cdot \frac{2(CH_6 - B^2 K_6)}{[\alpha_1(1+i) + \alpha_2(1-i)]^2(AC - BD)} \\
R_6 = -\frac{E^2}{B^2} \cdot \frac{2(ABK_6 - DH_6)}{[\alpha_1(1+i) + \alpha_2(1-i)]^2(AC - BD)}
\end{cases} \quad (3-69)$$

又、 Q_6' , Q_6'' , R_6' , R_6'' はそれぞれ、 Q_6 , R_6 の実部と虚部であり、 i は虚数単位である。但し

$$H_1 = -\frac{i}{2}\alpha_1^4 \left[D_{\theta\ell}^\circ B(B\eta_1 + \eta_2 E_1) + D_{T\ell}^\circ E_1(B\beta_1 + \beta_2 E_1) + D_{\theta v}^\circ B(B\zeta_1 + \zeta_2 E_1) + D_{Tv}^\circ E_1(B\xi_1 + \xi_2 E_1) \right]$$

$$H_2 = -\frac{i}{2}\alpha_2^4 \left[D_{\theta\ell}^\circ B(B\eta_1 + \eta_2 E_2) + D_{T\ell}^\circ E_2(B\beta_1 + \beta_2 E_2) + D_{\theta v}^\circ B(B\zeta_1 + \zeta_2 E_2) + D_{Tv}^\circ E_2(B\xi_1 + \xi_2 E_2) \right]$$

$$\begin{aligned}
H_3 = \frac{i}{4}\alpha_1\alpha_2(\alpha_1 + \alpha_2) & \left[D_{\theta\ell}^\circ B\alpha_2(B\eta_1 + \eta_2 E_1) + D_{\theta\ell}^\circ B\alpha_1(B\eta_1 + \eta_2 E_2) + D_{T\ell}^\circ \alpha_2 E_2(B\beta_1 + \beta_2 E_1) \right. \\
& + D_{T\ell}^\circ \alpha_1 E_1(B\beta_1 + \beta_2 E_2) + D_{\theta v}^\circ B\alpha_2(B\zeta_1 + \zeta_2 E_1) + D_{\theta v}^\circ B\alpha_1(B\zeta_1 + \zeta_2 E_2) \\
& \left. + D_{Tv}^\circ \alpha_2 E_2(B\xi_1 + \xi_2 E_1) + D_{Tv}^\circ \alpha_1 E_1(B\xi_1 + \xi_2 E_2) \right]
\end{aligned}$$

$$H_4 = -iH_1, \quad H_5 = -iH_2$$

$$\begin{aligned}
H_6 = -\frac{1}{4}\alpha_1\alpha_2(\alpha_1 - i\alpha_2) & \left[D_{\theta\ell}^\circ B\alpha_2(B\eta_1 + \eta_2 E_1) + iD_{\theta\ell}^\circ B\alpha_1(B\eta_1 + \eta_2 E_2) + D_{T\ell}^\circ \alpha_2 E_2(B\beta_1 + \beta_2 E_1) \right. \\
& + iD_{T\ell}^\circ \alpha_1 E_1(B\beta_1 + \beta_2 E_2) + D_{\theta v}^\circ B\alpha_2(B\zeta_1 + \zeta_2 E_1) + iD_{\theta v}^\circ B\alpha_1(B\zeta_1 + \zeta_2 E_2) \\
& \left. + D_{Tv}^\circ \alpha_2 E_2(B\xi_1 + \xi_2 E_1) + iD_{Tv}^\circ \alpha_1 E_1(B\xi_1 + \xi_2 E_2) \right]
\end{aligned}$$

$$K_1 = \frac{i}{2}\alpha_1^4 \frac{1}{(c\rho)^\circ} \left[-\lambda^\circ \frac{E_1}{B}(B\tau_1 + \tau_2 E_1) - RD_{Tv}^\circ \frac{E_1}{B}(B\xi_1 + \xi_2 E_1) - RD_{\theta v}^\circ (B\zeta_1 + \zeta_2 E_1) + \kappa_1 \frac{E_1}{2\alpha_1^2} (c\rho)^\circ \right]$$

$$K_2 = \frac{i}{2}\alpha_2^4 \frac{1}{(c\rho)^\circ} \left[-\lambda^\circ \frac{E_2}{B}(B\tau_1 + \tau_2 E_2) - RD_{Tv}^\circ \frac{E_2}{B}(B\xi_1 + \xi_2 E_2) - RD_{\theta v}^\circ (B\zeta_1 + \zeta_2 E_2) + \kappa_1 \frac{E_2}{2\alpha_2^2} (c\rho)^\circ \right]$$

$$\begin{aligned}
K_3 = \frac{i}{4}\alpha_1\alpha_2(\alpha_1 + \alpha_2) & \frac{1}{(c\rho)^\circ} \left\{ \lambda^\circ \frac{1}{B} [\alpha_2 E_2(B\tau_1 + \tau_2 E_1) + \alpha_1 E_1(B\tau_1 + \tau_2 E_2)] \right. \\
& + RD_{TvB}^\circ \frac{1}{B} [\alpha_2 E_2(B\xi_1 + \xi_2 E_1) + \alpha_1 E_1(B\xi_1 + \xi_2 E_2)] + RD_{\theta v}^\circ [\alpha_2(B\zeta_1 + \zeta_2 E_1) + \alpha_1(B\zeta_1 + \zeta_2 E_2)] \\
& \left. - \kappa_1 \frac{E_1 + E_2}{\alpha_1 + \alpha_2} (c\rho)^\circ \right\}
\end{aligned}$$

$$K_4 = \frac{1}{2}\alpha_1^4 \frac{1}{(c\rho)^\circ} \left[\lambda^\circ \tau_1 E_1 + \lambda^\circ \frac{1}{B} \tau_2 E_1^2 + RD_{Tv}^\circ \xi_1 E_1 + RD_{TvB}^\circ \frac{1}{B} \xi_2 E_1^2 + RD_{\theta v}^\circ B\zeta_1 + RD_{\theta v}^\circ \zeta_2 E_1 \right]$$

$$K_5 = \frac{1}{2}\alpha_2^4 \frac{1}{(c\rho)^\circ} \left[\lambda^\circ \tau_1 E_2 + \lambda^\circ \frac{1}{B} \tau_2 E_2^2 + RD_{Tv}^\circ \xi_1 E_2 + RD_{TvB}^\circ \frac{1}{B} \xi_2 E_2^2 + RD_{\theta v}^\circ B\zeta_1 + RD_{\theta v}^\circ \zeta_2 E_2 \right]$$

$$K_6 = \frac{1}{4}\alpha_1\alpha_2(\alpha_1 - i\alpha_2) \frac{1}{(c\rho)^\circ} \left\{ -\lambda^\circ \tau_1 \alpha_2 E_2 - \lambda^\circ \frac{1}{B} \tau_2 \alpha_2 E_1 E_2 - RD_{Tv}^\circ \xi_1 \alpha_2 E_2 - RD_{TvB}^\circ \frac{1}{B} \xi_2 \alpha_2 E_1 E_2 \right.$$

$$\begin{aligned}
& -RD_{\theta v}^{\circ} B \zeta_1 \alpha_2 - RD_{\theta v}^{\circ} \alpha_2 \zeta_2 E_1 - i \left[\lambda^{\circ} r_1 \alpha_1 E_1 + \lambda^{\circ} \frac{1}{B} r_2 \alpha_1 E_1 E_2 + RD_{Tv}^{\circ} \xi_1 \alpha_1 E_1 \right. \\
& \left. + RD_{Tv}^{\circ} \frac{1}{B} \xi_2 \alpha_1 E_1 E_2 + RD_{\theta v}^{\circ} B \zeta_1 \alpha_1 + RD_{\theta v}^{\circ} \zeta_2 \alpha_1 E_2 \right] + \frac{1}{4} (i \omega) \alpha_1 \alpha_2 \kappa_1 (E_1 - E_2) \quad (3-70)
\end{aligned}$$

以上の各係数の内容を見ると、摂動解第1項により水分移動の存在の影響が、摂動解第2項により各物性値の含水率・温度による変化の影響の表現されていることが分る。

3-5-5 水分移動による測定誤差の評価

(1) 各係数の近似

§3-5-4より解は代数演算により求められるが、熱伝導率測定立場からは、測定される温度と熱伝導率 λ^* との関係が陽な形に表現されることが望ましい。従ってここでは、まず適当な近似により各係数の簡易化を行なう。

図3-1, 2, 3に示した軟質繊維板の移動係数値を用いて、解式中に現われる $\frac{A}{C}, \frac{BD}{AC}$ を計算すると、 $\frac{A}{C} \ll 1, \frac{BD}{AC} < 1$ となる。ここでは、これを利用して近似を行なう。Krischer²²⁾によれば、軟質繊維板のみならず他の多くの材料についても同様のことが成立すると考えられる。数値計算より判断してオーダーの大きいものについての近似を以下に示す。

$$\begin{aligned}
\alpha_1 & \doteq \frac{1}{\sqrt{C}} \left(1 - \frac{BD}{2C^2} \right), & \alpha_2 & \doteq \frac{1}{\sqrt{A}} \left(1 + \frac{BD}{2AC} \right) \\
E & \doteq \frac{B}{\sqrt{C}} \left(1 - \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{C}} \frac{BD}{AC} \right), & E_1 & \doteq C \left(1 - \frac{A}{C} \right), & E_2 & \doteq -\frac{BD}{C} \left(1 + \frac{A}{C} - \frac{BD}{C^2} \right) \\
\alpha_1 \frac{E}{B} E_1 & \doteq 1 - \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{C}} \frac{BD}{AC}, & \alpha_2 \frac{E}{B} E_2 & \doteq -\frac{\sqrt{A}}{\sqrt{C}} \frac{BD}{AC} \left(1 + \frac{BD}{2AC} \right) \\
R_1 & \doteq \frac{B}{4C} \left\{ \left[\frac{1}{C} \frac{\lambda^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} r_1 + \frac{RD_{Tv}^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} \cdot \frac{1}{B} \xi_2 + \frac{D}{C} \zeta_2 - \kappa_1 \frac{1}{2} \right] + 2 \frac{D}{C} \left[\left(\frac{B}{C} \right) \left(\frac{A}{C} \varphi_1 + \psi_1 \right) + \left(\frac{A}{C} \varphi_2 + \psi_2 \right) \right] \right\} \\
R_3 & \doteq -\frac{B}{4C} \left\{ \left(1 - \frac{BD}{AC} - 2 \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{C}} \right) \left\{ \frac{1}{C} \frac{\lambda^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} r_1 + \frac{1}{C} \frac{RD_{Tv}^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} \left[-\xi_2 \frac{D}{\sqrt{A}\sqrt{C}} \left(1 + \frac{BD}{2AC} \right) + \xi_1 \right] \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{D}{\sqrt{A}\sqrt{C}} \zeta_2 \left(1 + \frac{BD}{2AC} \right) - \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{C}} \kappa_1 \left(1 - \frac{BD}{2AC} \right) \right\} + \frac{D}{A} \left(1 + \frac{BD}{2AC} \right) \right. \\
& \left. \left\{ \frac{B}{C} \left[\varphi_1 \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{C}} \left(1 + \frac{BD}{2AC} \right) + \psi_1 \right] + \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{C}} \left(1 + \frac{BD}{2AC} \right) \left(\varphi_2 - \frac{BD}{AC} \psi_2 \right) \right\} \right\} \\
2 \frac{1 - A \alpha_1^2}{B \alpha_1^2} U_1 & \doteq -2 (R_1 + R_3) \quad (3-71)
\end{aligned}$$

ここで、 $\varphi_1, \psi_1, \varphi_2, \psi_2$ は、それぞれ D_{θ}, D_T の含水率、温度による変化率である。

(2) 測定誤差の評価

以上で得られた摂動解とその係数の近似式をもとに、周期的測定法における測定誤差、すなわち λ^* からの誤差を表わす式を提示する。§3-6-1で説明するように、測定においては、摂動解第2項以上が無視されるように入力振幅を小さく選ぶものとする。よって、測定誤差は摂動解第1項により判定する

ことになる。

振動解第1項、すなわち(3-65)式の T_1 を考える。一般に、(3-71)式より

$$\alpha_2 (\doteq \frac{1}{\sqrt{A}}) > \alpha_1 (\doteq \frac{1}{\sqrt{C}}) \quad (3-72)$$

なので、温度測定点の位置 x をある程度大きくとると、(3-65)式の第2項は指数減衰項により第1項に比して省略され、

$$T_1(t, x) \doteq \alpha_1 \frac{E}{B} E_1 \cdot e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_1 x} \cdot \sin \left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_1 x \right) \quad (3-73)$$

となる。(3-73)式は、水分の無い熱伝導のみの場合の解と全く同形である。従って、適当な2点 x_1, x_2 において測定される温度波の位相差 ζ を用いて、みかけの温度伝導率 $\frac{1}{\alpha_1^2}$ は、次式

$$\frac{1}{\alpha_1^2} = \frac{1}{\zeta^2} \frac{\omega}{2} (x_1 - x_2)^2 \quad (3-74)$$

により求められる。これに(3-71)式の近似

$$\alpha_1^2 \doteq \frac{1}{C} \left(1 - \frac{BD}{C^2} \right) \quad (3-75)$$

を用いると

$$\frac{1}{\alpha_1^2} \doteq C \left(1 + \frac{BD}{C^2} \right) = \frac{1}{\zeta^2} \frac{\omega}{2} (x_1 - x_2)^2 \quad (3-76)$$

となる。すなわち、本来 $C (= \frac{\lambda^{*o}}{(c\rho)^o})$ を測定しなかったのが、水分の影響により $\frac{BD}{C^2}$ が誤差として生じていることが分る。これは予想された $D (= \frac{RD_{\theta v}^o}{(c\rho)^o})$ 、すなわち $R \frac{\partial}{\partial x} (D_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial x})$ の項の影響を表わしている。

結局、(3-76)式を用いることにより、周期法における測定誤差を評価することができる。式の形より分るように、種々の含水率、材料に対して容易に適用することができる。

3-6 周期法による熱伝導率の測定¹³⁶⁾¹³⁷⁾

§3-5の結果を基礎として、入力振幅と周波数、温度測定位置、入力表面温度の非一様性の影響、試料厚さ、周期定常に達するまでの時間、という測定上必要となる事項につき更に検討を加え、それをもとに軟質繊維板の熱伝導率 λ^* を測定する。なお、以後の説明では温度測定点のうちの一点として試料表面を用いることを前提としている。

3-6-1 測定条件の決定

最終的には、以下のものを含め全ての要因が総合的に熱(温度)伝導率決定にどれだけの誤差を生じさせるかという形にまとめねばならないが、ここでは主要と思われる要因について個別に検討を加えるにとどめる。

(1) 入力振幅¹³⁶⁾

i) 概 要

先の誤差公式の導出においては、摂動解第2項が無視し得る位小さい状況を想定した。従って、摂動解第1項に比して、摂動解第2項が省略し得るような入力振幅の上限を決める必要がある。この上限は、材料、含水率、温度により変化するが、近似的には摂動解第1項と第2項、それぞれの主要項の係数の比を十分小さな値以下におさえるということにより決定される。但し、実際の解は無限項の級数であるから、摂動解の第1項と第2項のみで考えると、高次項省略による誤差が生じる。この誤差がどの程度になるかを、摂動法による解と元の非線形方程式の数値解との対応により検討する。両者の一致が良ければ同時に解の収束が確認され、従って摂動解第1項と第2項を用いて入力振幅の上限を近似的に決めることが可能となる。

ii) 基礎方程式の数値解

解くべき方程式は、非線形の基礎式(3-14)(3-16)式及び初期、境界条件(3-34)~(3-38)式である。数値計算には次のCrank Nicolson差分法を用いた。¹³⁸⁾

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\theta_i^{j+1} - \theta_i^j}{\Delta t} \end{array} \right. \quad (3-77)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial x} (Y \frac{\partial \theta}{\partial x}) = \frac{1}{2 \Delta x} \left\{ \left[\frac{(Y_{i-1}^j + Y_i^j)(\theta_{i-1}^j - \theta_i^j)}{2 \Delta x} - \frac{(Y_i^j + Y_{i+1}^j)(\theta_i^j - \theta_{i+1}^j)}{2 \Delta x} \right] \right. \\ \left. + \left[\frac{(Y_{i-1}^j + Y_i^j)(\theta_{i-1}^{j+1} - \theta_i^{j+1})}{2 \Delta x} - \frac{(Y_i^j + Y_{i+1}^j)(\theta_i^{j+1} - \theta_{i+1}^{j+1})}{2 \Delta x} \right] \right\} \end{array} \right. \quad (3-78)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Y \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{1}{2} \left[\frac{(Y_{i-1}^j + Y_i^j)(\theta_i^j - \theta_{i-1}^j)}{2 \Delta x} + \frac{(Y_i^j + Y_{i+1}^j)(\theta_{i+1}^j - \theta_i^j)}{2 \Delta x} \right] \end{array} \right. \quad (3-79)$$

ここで、 i は位置、 j は時刻を表わす添字であり、 Y は移動係数を一般的に表わしたものである。位置分割幅 Δx は、iii)に述べる理由より、格子点数個毎に変化させた。¹³⁹⁾表面 $x=0$ 近くは小さな Δx を用い、表面から離れるに従い大きいものを用いた。又、それ以上試料厚さ l を増しても解に差の生じないような大きな l をとることにより半無限材料の近似とした。

iii) 計算条件

a) 材料は軟質繊維板、平均の含水率は30%と90%、平均温度は20℃とした。移動係数は§3-4の図3-1, 2, 3で与えられるものである。表面入力温度波の周期 t_0 は、 $t_0 = 4 \times 10^{-3}(\text{h}) = 14.4(\text{sec})$ とした。

b) 差分計算における時間分割幅 Δt は、入力波の周期 t_0 に対して $\Delta t = \frac{t_0}{20}$ とした。角速度 $\omega (= \frac{2\pi}{t_0})$ をもつ入力がある場合、材料中に生じる温度波の波長は $\frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\omega}{2}\alpha_i}}$ ($i=1,2$)となるので、位置刻み Δx はこの波を再現すべく $\Delta x = \frac{1}{8} \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\omega}{2}\alpha_i}}$ とした。但し、これは線形系の場合についてのことであり、非線形現象による高調波の発生を考えると一般には十分とは言えないが、第2次高調波ま

では拾うということと、高調波の減衰の速さを考えて上述く如く選択した。

又、 α_1 としては§3-5で示した様に、主として熱及び水分に対応するものとして α_1, α_2 の2個が定まる。 $\alpha_1 \ll \alpha_2$ より、 Δx は α_2 により決定されることになる。本計算では角速度 ω が大きいということもあり、 $\theta = 90$ (%)では最小の Δx は0.03125(mm)となった。この為、差分の格子点数は非常に多くなる。格子点の数を減らす為、高調波は表面からの距離 x が大になると急速に減衰することを利用し、ii)で述べた不等分割幅による計算を採用した。

iv) 計算結果

a) 摂動法による結果

摂動法による解の計算については、まず図3-1, 2, 3より含水率30, 90(%)での各移動係数値及びその含水率、温度による変化率を求めた。(温度変化率については文献4参照)。次にそれらの値を(3-64)~(3-67)式に用いて、摂動解第1, 2項を求めた。

表3-1 摂動解に現われる各係数の値

θ	α_1	α_2	$\alpha_1 E$	$\alpha_2 E$	$\alpha_1 \frac{E}{B} E_1$	$\alpha_2 \frac{E}{B} E_2$	$2 U_1$	$2 U_2$	$2 Q_1$
30	48.4	1920	0.081	3.23	0.9909	-0.0091	-0.00071	-0.0601	-0.0013
90	70.3	845	0.299	3.59	1.000	0	0.568×10^{-4}	-0.0246	-0.00412

θ	$2 Q_2$	$2 Q_3$	Q_4	Q_5	$2 Q'_6$	$2 Q''_6$	$2 \frac{1-A\alpha_1^2}{B\alpha_1^2} U_1$	$2 \frac{1-A\alpha_2^2}{B\alpha_2^2} U_2$
30	0.00107	0.0910	-1.60	-0.00054	0.0878	-0.00737	-0.0086	0.00017
90	0.00107	0.0446	-0.286	-0.533×10^{-3}	0.0355	-0.00809	0.00019	0

θ	$2 R_1$	$2 R_2$	$2 R_3$	R_4	R_5	$2 R'_6$	$2 R''_6$	U_3
30	0.00898	-0.634×10^{-3}	-0.00053	-0.215×10^{-4}	0.787×10^{-3}	-0.846×10^{-3}	0.426×10^{-4}	-0.00068
90	-0.936×10^{-4}	0	-0.963×10^{-4}	-0.694×10^{-4}	0	0.494×10^{-4}	0.000131	0.2×10^{-4}

摂動解(3-64)~(3-67)式に現われる係数値を、含水率30, 90(%)、温度20(°C)について計算した結果を表3-1に示す。含水率の摂動解 θ_1, θ_2 に関する係数は、含水率kg/m³を%に換算する為 $\frac{1}{240} \times 100$ (材料密度240kg/m³)で割ってある。

これらの係数値を用いて計算した摂動解第1項の温度分布 $T_1(t, x)$ を図3-7, 8の破線で示す。時間 t をパラメータとしている。温度軸は、入力温度振幅 I_0 が1°C及び5°Cの両方の場合を同時に表わしている。摂動解第1項 T_1 は線形の場合の解なので両者は単に5倍した関係にあり、図3-7, 8では同じ曲線となる。

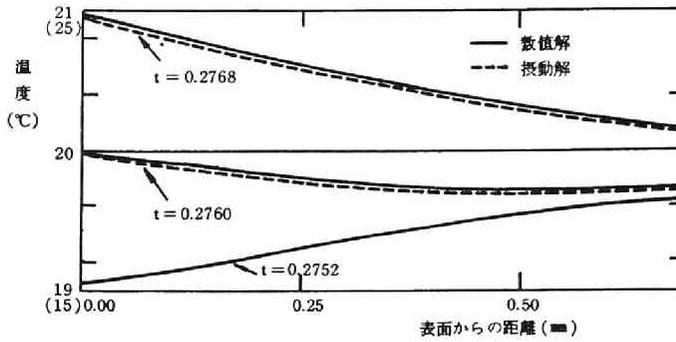


図 3-7 温度分布の摂動解と数値解の比較
(平均含水率 30%)

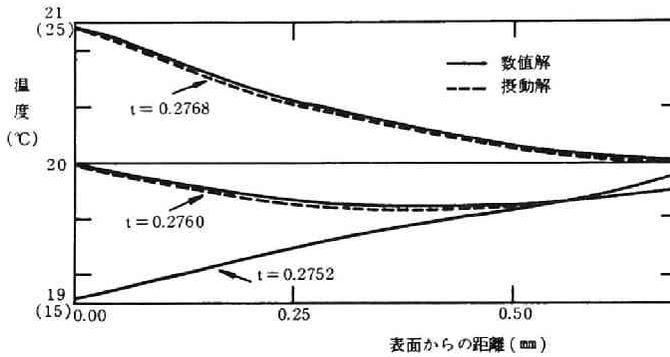


図 3-8 温度分布の摂動解と数値解の比較
(平均含水率 90%)

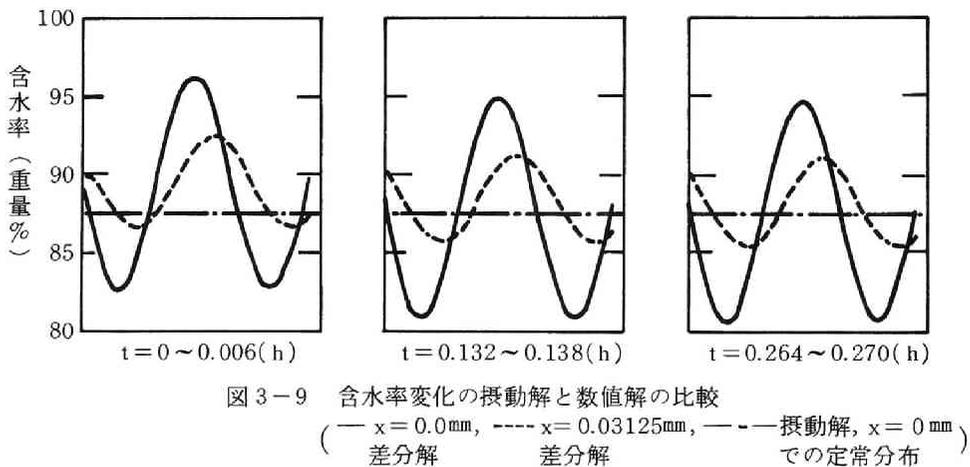


図 3-9 含水率変化の摂動解と数値解の比較
(— $x = 0.0\text{mm}$, ---- $x = 0.03125\text{mm}$, - - - 摂動解, $x = 0\text{mm}$ での定常分布)
(差分解 差分解 差分解)

又、図 3-9 は、 $I_0 = 5^\circ\text{C}$ の場合の摂動解第 2 項 $\theta_2(t, x)$ の定常成分、すなわち、係数 Q_4 、 Q_5 、 Q'_6 、 Q''_6 の項の $x=0$ での値を横軸の一点鎖線で示している。(摂動解第 1 項 θ_1 については図に示してないが、後述の如く数値解との一致は良い。)

b) 差分計算による結果

結果の温度分布を図3-7, 8の実線で示す。時刻 $t = 0.276$ (h) 近くでの半周期についての温度分布を、それぞれ含水率 30, 90 % について示したものである。入力温度振幅 I_0 が 1.5 ($^{\circ}\text{C}$) の場合を計算したが、両者はほとんど一致しており図では同じ曲線となっている(5倍した値)。

又、図3-9は、 $\theta = 90$ (%), $I_0 = 5$ ($^{\circ}\text{C}$) の場合の $x = 0$ (実線), 及び $x = 0.03125$ (mm) (破線) での含水率の時間変化を、 $t = 0 \sim 0.006, 0.132 \sim 0.138, 0.264 \sim 0.270$ (h) について示したものである。

v) 考 察

a) 図3-7, 8より、入力温度振幅が 1 ($^{\circ}\text{C}$) の場合、摂動解の温度分布(摂動解第1項のみの値)と差分解との一致はかなり良く、摂動解第1項で温度分布のほぼ表現されていることが分る。温度の摂動解第2項については、表3-1より分るようにその値が小さいので図3-7, 8には加えなかった。

b) 水分分布についてみると、図3-9の実線($x = 0$)と破線($x = 0.03125$)で表わされる数値解の振幅は、表3-1で与えられる摂動解第1項の振幅と良く一致している。例えば、 $x = 0$ では、表3-1より振幅 $\doteq \alpha_2 E \times 5$ ($^{\circ}\text{C}$) $= 1.50 \times 5 = 7.5$ % となる。

又、摂動解第2項の定常分布(表3-1, $x = 0$ では定常成分 $\doteq Q_4 \times I_0^2 = -0.199 \times 5^2 = -3.0$ %) と数値解の平均含水率との一致も良い。つまり、摂動解の第1項と第2項の和で数値解は十分良く再現される。

c) 図3-7, 8の入力振幅 5 ($^{\circ}\text{C}$) の場合の結果は、振幅 1 ($^{\circ}\text{C}$) の場合の結果の5倍にほとんど一致している。よって、少なくとも $I_0 = 5$ ($^{\circ}\text{C}$) までは非線形性の影響がほとんど無いと言えよう。このことと、a)で述べた摂動解第1, 2項と差分解との一致を考えると、 $I_0 = 5$ ($^{\circ}\text{C}$) まででは、摂動解における第3項以上の高次項はほとんど影響していないと考えられる。又、摂動解第2項で大きく影響するのは、水分の定常分布を与える項のみである。

本計算例の場合、表3-1より分るように、摂動解第1項に比して第2項の振動項の係数は非常に小さい。よって、より高次の解の振幅は更に小さいと考えられる。このことから、摂動解第1項と摂動解第2項の係数の比を十分小さな値にするという判定条件により入力振幅を決めることが可能と言えよう。

(2) 熱電対位置

(3-76)式から分るように、位置 x_2 の値に Δx_2 の誤差があると、それは温度伝導率に対しては $(\frac{\Delta x_2}{x_2})^2$ の割合で影響する。実験上、一番大きな影響をもつものと考えられる。

(3) 周期的定常に達するまでの時間

本測定法は、材料中に形成される周期的定常な温度分布に基づいている。しかし、実験的には、ある初期条件に対して周期的な入力をして、過渡的な状態を経過した後、周期的定常状態が形成される。従って、与えられた初期条件からほぼ周期的定常に達するまでに要する時間を知っておくことが望ましい。

測定は摂動解第2項以上の影響を小さく押さえるような条件下で行なうので、摂動解第1項に関する

過渡応答のみについて、すなわち(3-62)(3-63)式の(3-64)(3-65)式への収束について検討すれば良い。これらの式より分るように、含水率、温度のどちらについても、次の2つの積分の収束

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{\alpha_i x}{2\sqrt{t}}}^{\infty} \sin \left[\omega \left(t - \frac{\alpha_i^2 x^2}{4\tau^2} \right) \right] e^{-\tau^2} d\tau \rightarrow e^{-\frac{\omega}{2}\alpha_i x} \sin \left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_i x \right) \quad (i=1, 2) \quad (3-80)$$

に要する時間が分れば良い。

時刻 t での値を定常値とみなすことによる誤差 ϵ は、(3-80)式より、次の様に u をパラメータとして $t\omega$ の関数となる。

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{e^{-\frac{\omega}{2}\alpha_i x} \sin \left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_i x \right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{\alpha_i x}{2\sqrt{t}}}^{\infty} \sin \left[\omega \left(t - \frac{\alpha_i^2 x^2}{4\tau^2} \right) \right] e^{-\tau^2} d\tau}{e^{-\frac{\omega}{2}\alpha_i x} \sin \left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_i x \right)} \\ &= \frac{A_m \sin(\omega t - \Omega)}{e^{-u} \sin(\omega t - u)} = \epsilon_a \frac{\sin(\omega t - \Omega)}{\sin(\omega t - u)} \end{aligned} \quad (3-81)$$

ここで

$$A_m^2 = \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{u}{\sqrt{2t\omega}}} \cos \left(\frac{u^2}{2\tau^2} \right) e^{-\tau^2} d\tau \right]^2 + \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{u}{\sqrt{2t\omega}}} \sin \left(\frac{u^2}{2\tau^2} \right) e^{-\tau^2} d\tau \right]^2 \quad (3-82)$$

$$\tan \Omega = \frac{\int_0^{\frac{u}{\sqrt{2t\omega}}} \sin \left(\frac{u^2}{2\tau^2} \right) e^{-\tau^2} d\tau}{\int_0^{\frac{u}{\sqrt{2t\omega}}} \cos \left(\frac{u^2}{2\tau^2} \right) e^{-\tau^2} d\tau} \quad (3-83)$$

$$\epsilon_a = \frac{A_m}{e^{-u}}, \quad u = \sqrt{\frac{\omega}{2}} \alpha_i x \quad (3-84)(3-85)$$

振幅についての誤差 ϵ_a を $u = 3.0 \sim 8.0$ について求めた結果を図3-10に示す。横軸は無次元時間 $\tau = \frac{t\omega}{2\pi}$ である。(3-82)式の積分計算は、被積分関数が正負に振動する為、被積分関数の零点を先ず求め、各零点間の積分を行ない和をとるといった操作による。 $\tau = 0$ 近傍での振動の激しさと、積分の収束の遅さの為、 u の大きな値に対する計算は非常に長い時間を要する。

図3-10に示した u の値の範囲で実用上は十分と思われるが、 u のより大きな値に対しては次の漸近展開を利用すればよい。

まず変換

$$\tau' = \left(\frac{u}{\sqrt{2t\omega}} \right)^2 \frac{1}{\tau^2} \quad (3-86)$$

を行なうと

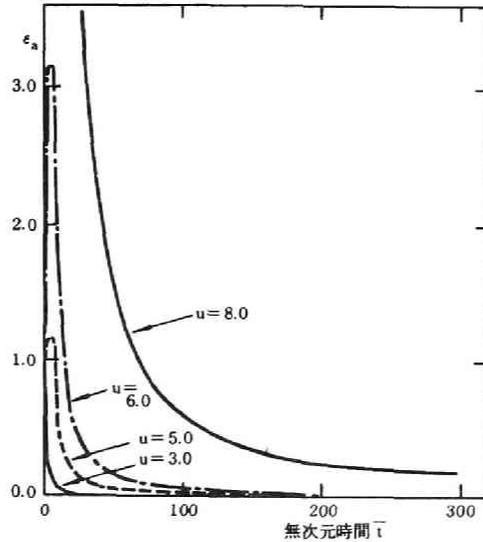


図 3-10 誤差 ϵ_a の時間変化

$$A_m^2 = \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{u}{2\sqrt{2}t\omega} \int_1^\infty \cos(t\omega\tau') \frac{1}{\sqrt{\tau'} \cdot \tau'} e^{-\left(\frac{u}{\sqrt{2}t\omega}\right)^2 \frac{1}{\tau'}} d\tau' \right\}^2 + \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{u}{2\sqrt{2}t\omega} \int_1^\infty \sin(t\omega\tau') \frac{1}{\sqrt{\tau'} \cdot \tau'} e^{-\left(\frac{u}{\sqrt{2}t\omega}\right)^2 \frac{1}{\tau'}} d\tau' \right\}^2 \quad (3-87)$$

上式において、十分大なる $t\omega$ に対して漸近展開¹⁴⁰⁾を行なうと

$$A_m^2 = \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{u}{2\sqrt{2}t\omega} \left[-\frac{1}{t\omega} \sin(t\omega) + \frac{3}{2} \frac{1}{(t\omega)^2} \cos(t\omega) - \dots \right] e^{-\left(\frac{u}{\sqrt{2}t\omega}\right)^2} \right\}^2 + \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{u}{2\sqrt{2}t\omega} \left[\frac{1}{t\omega} \cos(t\omega) + \frac{3}{2} \frac{1}{(t\omega)^2} \sin(t\omega) - \dots \right] e^{-\left(\frac{u}{\sqrt{2}t\omega}\right)^2} \right\}^2 \quad (3-88)$$

第1項のみ考慮すると

$$A_m^2 \doteq \frac{1}{2\pi} \frac{u^2}{(t\omega)^3} e^{-\frac{u^2}{t\omega}} \therefore \epsilon_a = \frac{A_m}{e^{-u}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{u}{(t\omega)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{u^2}{2t\omega} + u} \quad (3-89)$$

(3-89)式によると、 $u=6.0$ 、 $\bar{\tau}=100$ ($t\omega=200\pi$)とすると、 $\epsilon_a=0.0596$ となるが、これは数値計算による値約0.06と良く一致している。測定上必要なのは時間の小さなところでの ϵ_a ではなく、十分大なる時間に対するものであるから、この漸近展開が計算の面倒な u の大なる場合に対しては有効と

なる。

(4) 入力表面温度の非一様性の影響

実験では試料表面への入力温度を完全に一樣にすることはできず、試料内温度分布は一次元でなく三次元的なものとなる。よって、これまでの一次元仮定に基づく解析結果を利用する為には、どの程度の一樣性を確保すれば一次元としての取扱いで十分かを検討しておく必要がある。そのような観点から、非一様性の影響の性質を検討する。

ここでは、一次元の場合、摂動解第1項、すなわち係数を一定とした線形の場合の解が現象をかなり良く近似しているという(1)での結果より判断して、係数を一定とした熱水分同時移動の式を二次元の場合につき解く。三次元の場合も全く同様に扱うことができる。図3-11に示される系を考える。基礎式は次の様になる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta}{\partial t} = A \nabla^2 \theta + B \nabla^2 T \\ \frac{\partial T}{\partial t} = C \nabla^2 T + D \nabla^2 \theta \end{array} \right. \quad (3-90)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T}{\partial t} = C \nabla^2 T + D \nabla^2 \theta \end{array} \right. \quad (3-91)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A \frac{\partial \theta}{\partial x} + B \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (x=0) \end{array} \right. \quad (3-92)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \end{array} \right. \quad (3-93)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T = \sin \omega t \cdot f_0(y) \quad (x=0) \end{array} \right. \quad (3-94)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \end{array} \right. \quad (3-95)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \quad (y=0, \ell) \end{array} \right. \quad (3-96)$$

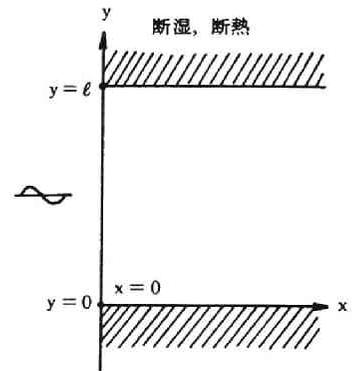


図3-11 入力表面温度の非一様性検討の為のモデル

ここで

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

又、(3-96)式は、 $y=0, \ell$ が断湿かつ断熱であることを表わしている。

解は

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta(x, y, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi y}{\ell}\right) B F_n \mu_1^n e^{-\frac{r_1^n}{\sqrt{2}} x} \sin\left(\omega t + \nu_1^n - \frac{\omega \alpha_1^2 x}{\sqrt{2} r_1^n}\right) \\ \quad - \sum_{n=0}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi y}{\ell}\right) B F_n \mu_2^n e^{-\frac{r_2^n}{\sqrt{2}} x} \sin\left(\omega t + \nu_2^n - \frac{\omega \alpha_2^2 x}{\sqrt{2} r_2^n}\right) \end{array} \right. \quad (3-97)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T(x, y, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi y}{\ell}\right) W_1 F_n \mu_1^n e^{-\frac{r_1^n}{\sqrt{2}} x} \sin\left(\omega t + \nu_1^n - \frac{\omega \alpha_1^2 x}{\sqrt{2} r_1^n}\right) \\ \quad - \sum_{n=0}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi y}{\ell}\right) W_2 F_n \mu_2^n e^{-\frac{r_2^n}{\sqrt{2}} x} \sin\left(\omega t + \nu_2^n - \frac{\omega \alpha_2^2 x}{\sqrt{2} r_2^n}\right) \end{array} \right. \quad (3-98)$$

ここで

$$F_n = \frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} f_0(y) \cos\left(\frac{n\pi y}{\ell}\right) dy \quad (n = 0, 1, \dots) \quad (3-99)$$

$$r_i^n = \sqrt{\left(\frac{n\pi}{\ell}\right)^2 + \sqrt{\left(\frac{n\pi}{\ell}\right)^4 + (\alpha_i^2 \omega)^2}} \quad (i = 1, 2) \quad (3-100)$$

$$W_1 = \frac{1}{2} \left[(C-A) + \sqrt{(A-C)^2 + 4BD} \right]$$

$$W_2 = \frac{1}{2} \left[(C-A) - \sqrt{(A-C)^2 + 4BD} \right] \quad (3-101)$$

$$\mu_i^n = \sqrt{({}_n S_i^a)^2 + ({}_n S_i^b)^2}, \quad \nu_i^n = \tan^{-1} \left(\frac{{}_n S_i^b}{{}_n S_i^a} \right) \quad (i = 1, 2) \quad (3-102)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} {}_n S_1^a = \frac{1}{{}_n S_0} \left[\alpha_1^2 r_2^n (W_1 \alpha_1^2 r_2^n - W_2 \alpha_2^2 r_1^n) + \alpha_1^4 \alpha_2^4 \omega^2 \frac{1}{r_2^n} \left(\frac{W_1}{r_2^n} - \frac{W_2}{r_1^n} \right) \right] \\ {}_n S_2^a = \frac{1}{{}_n S_0} \left[\alpha_2^2 r_1^n (W_1 \alpha_1^2 r_2^n - W_2 \alpha_2^2 r_1^n) + \alpha_1^4 \alpha_2^4 \omega^2 \frac{1}{r_1^n} \left(\frac{W_1}{r_2^n} - \frac{W_2}{r_1^n} \right) \right] \\ {}_n S_1^b = \frac{1}{{}_n S_0} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \omega W_2 \left(\alpha_1^2 \frac{r_2^n}{r_1^n} - \alpha_2^2 \frac{r_1^n}{r_2^n} \right) \\ {}_n S_2^b = \frac{1}{{}_n S_0} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \omega W_1 \left(\alpha_1^2 \frac{r_2^n}{r_1^n} - \alpha_2^2 \frac{r_1^n}{r_2^n} \right) \\ {}_n S_0 = (W_1 \alpha_1^2 r_2^n - W_2 \alpha_2^2 r_1^n)^2 + \alpha_1^4 \alpha_2^4 \omega^2 \left(\frac{W_1}{r_2^n} - \frac{W_2}{r_1^n} \right)^2 \end{array} \right. \quad (3-103)$$

α_1, α_2 は(3-60)式で与えられるものである。

(3-99)式のFourier係数で分るように、 $n=0$ が表面温度一様の場合に相当する。表面温度の非一様性がx方向に伝わる様子は、主として(3-100)式の r_i^n の中の $\frac{n\pi}{\ell}$ により表現されている。(3-100)式より次のことが分る。

- i) y方向の分布に関する波は、高調波程、x方向に進んだときの減衰が大きい。つまり、表面での温度分布の乱れは高調波程、内部に向うにつれて速く消滅する。
- ii) 逆に、 $\alpha_i^2 \omega$ が $\left(\frac{n\pi}{\ell}\right)^2$ に比して大か、或いは ℓ が $n\pi$ に比して大であれば表面温度分布の非一様性は一様な場合と同じ割合でそのまま内部に伝わる。

(5) 入力波の周波数、温度測定位置の選定

試料厚さの半無限仮定を満足し、水分の影響を小さくする為には、入力波の周波数をできるだけ大きくする方が良いことは、直観的にも、又§3-5の結果からも明らかである。しかし、周波数を大きくすると温度波の減衰が激しくなる為、測定の感度・精度から無制限に大きくすることはできない。又それに応じて温度測定位置の選定にも制限が生じる。従って、以下ではそのような条件を満足する周波数・測定位置の範囲を求める。

i) 水分の影響

入力波の周波数は、水分による測定誤差を小さくするように決められなければならない。

まず、§3-5の摂動解第1項における水分の影響は、(3-65)式の第2項であり(第1項における水分の影響は周波数の選択によっては除去されない)、(3-65)式の両項の振幅比をある値 ρ_1 ($0 < \rho_1 \ll 1$)以下にするという条件より

$$-\frac{\alpha_2 E_2}{\alpha_1 E_1} e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}}x(\alpha_2-\alpha_1)} \leq \rho_1 \quad (3-104)$$

自由に変化させられるのは $\sqrt{\frac{\omega}{2}}x$ だけであるから

$$\sqrt{\frac{\omega}{2}}x \geq -\frac{1}{\alpha_2-\alpha_1} \ln \left(-\frac{\alpha_1 E_1}{\alpha_2 E_2} \rho_1 \right) \quad (3-105)$$

次に、摂動解第2項より高次の項を考える。水分の影響は(3-66)(3-67)式と(3-64)(3-65)式の指数部の比較より明らかなように、角速度 ω が大なる程速く減衰する。よって、摂動解第2項以上の水分の影響を小さくする為には ω をできるだけ大とすればよい。本来は全ての項についての検討が必要であるが、振幅の大きい(3-67)式の第1項について考える。(3-65)式の第1項と(3-67)式の第1項の比をある値 ρ_2 ($0 < \rho_2 \ll 1$)以下にするという条件より

$$\left| \frac{2V_1}{\alpha_1 \frac{E}{B} E_1} \frac{e^{-\alpha_1 \sqrt{\omega}x}}{e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}}\alpha_1 x}} \right| \leq \rho_2 \quad (3-106)$$

但し

$$V_1 = \frac{1 - A\alpha_1^2}{B\alpha_1^2}$$

よって

$$\sqrt{\frac{\omega}{2}}x \geq \frac{-1}{\alpha_1(\sqrt{2}-1)} \ln \left| \rho_2 \frac{\alpha_1 \frac{E}{B} E_1}{2V_1} \right| \quad (3-107)$$

を満足するように ω , x を定める。

ii) 試料の半無限仮定

試料厚さを半無限とすることは実際上無理であり、有限厚さの試料で置きかえることになる。よって、これまでの試料が半無限であるという仮定に基づく解析が十分満足されるような試料厚さ、入力角速度を決める必要がある。本来は、試料厚さが有限の場合の解と半無限の場合の解との比較より判定すべきであるが、繁雑なので、ここでは、半無限の解において位置 $x = \ell$ での含水率、温度の値が表面 $x = 0$ での値の何%以下という条件により、材料厚さ ℓ 、入力角速度 ω を近似的に定める。

ℓ は十分大として(3-64)(3-65)式の第2項を省略すると($\alpha_2 > \alpha_1$)

$$\theta, T \propto e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}}\alpha_1 x} \sin\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2}}\alpha_1 x\right) \quad (3-108)$$

$x = 0$ と ℓ での振幅比は

$$e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2}}\alpha_1 \ell} \quad (3-109)$$

となる。この比をある値 $\rho_3 (0 < \rho_3 \ll 1)$ 以下にするには

$$\sqrt{\frac{\omega}{2}} \ell \geq -\frac{1}{\alpha_1} \ln \rho_3 \quad (3-110)$$

この式を満足するように ℓ , ω を定めればよい。 ℓ が与えられている場合には、自由に変えられるのは ω のみとなり

$$\sqrt{\frac{\omega}{2}} \geq -\frac{1}{\alpha_1 \ell} \ln \rho_3 \quad (3-111)$$

この式を満足する ω を用いればよい。

iii) 温度測定精度との関係

位置 x での温度振幅が検出可能な温度の下限 $\rho_4 (0 < \rho_4 < 1)$ より大という条件より

$$\sqrt{\frac{\omega}{2}} x \leq -\frac{1}{\alpha_1} \ln \frac{\rho_4}{\alpha_1 \frac{E}{B} E_1} \quad (3-112)$$

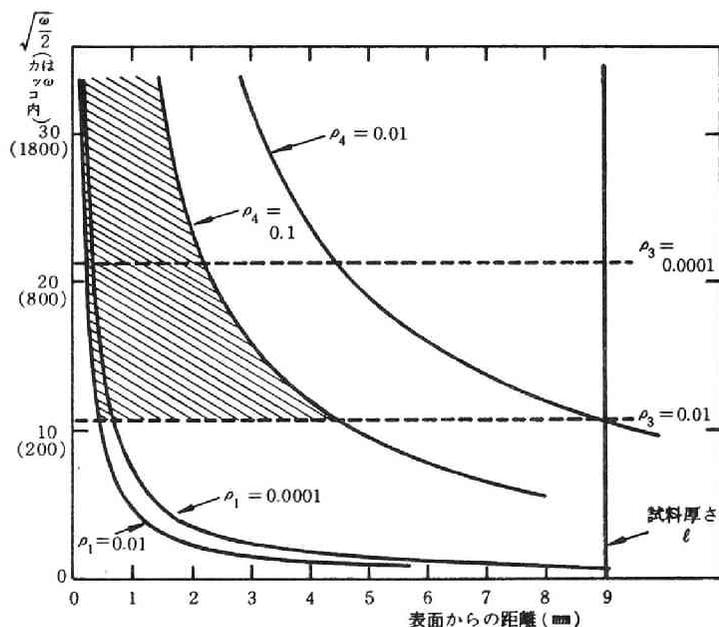


図 3-12 温度測定位置，入力角速度の許容範囲
(平均含水率 30%)

を満足するように ω , x を定める。但し、上式は表面温度振幅が 1°C の場合である。

IV) 以上 4 個の条件 (3-105)(3-107)(3-111)(3-112) を、軟質繊維板、含水率 30 %、温度 20°C ($\alpha_1=48.4$, $\alpha_2=1921$), $\ell=9\text{mm}$ を例として図示すると図 3-12 の様になる。なお、この場合、 ρ_2 についての制限 (3-107) 式は他の条件より緩いものであったので省略してある。

許容範囲は斜線で示されており、この場合には、 ω , x ともかなりの範囲が測定に利用し得るといふ結果になっている。後述の実験で用いた $\omega=0.265$ (rad/s) の場合、 x は $0.22\sim 4.38\text{mm}$ で測定を行えばよいということになる (但し、 $\rho_1=\rho_3=\rho_4=0.01$ とした場合)。又、実験的には、熱電対の太さを考慮して、 x をある程度大とする必要も生じよう。

(6) 入力波の正弦波からのずれ

これについては棚澤⁴⁰⁾ が詳細な検討をしている。実験的には、試料表面に到るまでに温度波に含まれる時間に関する高調波が減衰するように、温度波発生源と試料との間に減衰層を設けることにより解決される。又、これが難しい場合には、測定された温度を調和解析すればよい。

3-6-2 測定装置と測定方法¹³⁷⁾

実験装置の概略を図 3-13 に模式的に示す。この装置全体を恒温室内に設置し、測定を行なった。以下各部について説明する。

(1) 周期的階段波発生装置

定電圧発生装置 (30V, 10A) からの一定電流をリレーにより ON-OFF し、ヒータ入力としての周期的階段波を発生する。リレーの周期的な ON-OFF は 0~30 秒の調節が可能なタイマー 2 個を組み合わせることにより行なう。

(2) 測定装置

詳細を図 3-14 に示す。電子冷却式サーキュレータにより一定の低温度に制御された冷却液をアルミ製循環箱 (20×20×3.4 cm) 内に通し、ヒータ加熱による試料平均温度の上昇を調整する。循環箱

の上にヒータ、減衰層、試料を順次置き、その上に更にゴム膜、セルロイド板等を置き、上部恒温室内空気の温度変化の試料への影響を小さくする。ヒータにおいては階段状電流により一定の周期的温度波が発生するが、ヒータと試料の間の減衰層 (ゴム膜、アスベスト紙) を通過する間に正弦波に近くなり、試料表面に達する。試料には熱電対が挿入され、記録装置に連結する。

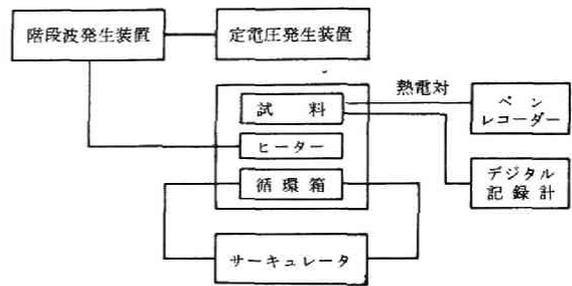


図 3-13 熱伝導率測定装置模式図

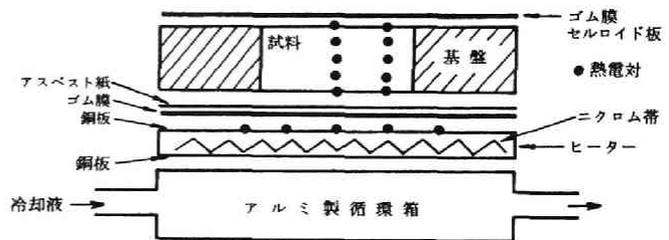


図 3-14 熱伝導率測定装置

(3) 記録装置

マルチ・ペンレコーダとデジタル式記録計を用いた。デジタル式記録計は長時間にわたる多点の記録に、マルチ・ペンレコーダは短時間の波形記録に用いた。

(4) ヒータ

幅約 1.5 mm、厚さ 0.075 mm のニクロム帯を、約 0.5 mm の間をおいて折り返して配列し (幅 180 × 180 mm)、その両側に絶縁層 (セクション・ペーパー、メンディング・テープ) を設け、厚さ 0.5 mm の銅板でとじたものである。

(5) 試料と保護板

試料は 57.3 × 57.3 mm、厚さ 9.05 mm の軟質繊維板であり、周囲をシリコンゴム接着剤、パラフィンにより断湿してある。保護板は、試料と同様な軟質繊維板を用いている。

(6) 熱電対

0.08 mm φ の C-C 熱電対を用いた。試料の厚さ (垂直) 方向に、上下表面 2 点、内部にほぼ 2 mm 間隔に 3 点、計 5 点を水平位置が同じになるように試料側面より埋め込んだ。水平の位置は、試料ほぼ中央と、試料端から 12 mm の 2 列である。又、水平面温度分布は、ヒータ上面の銅板上に 5 点、試料上下面、端から 5 mm のところに更に 1 点ずつ設置した熱電対により測定した。測定開始前、及び終了後の試料重量測定を正確に行なう為に、熱電対の感温部より長さ 30 cm で熱電対を切り、取りはずし可能とし、温度測定時にはこれを熱電対の記録計側部分と端子板接点で接続した。

(7) 厚さ方向における熱電対の位置決め

ほぼ等間隔になるように熱電対埋め込みを行なったが、正確な位置の決定は、水分の無い状態で試料に温度勾配をつけたとき、定常状態におけるその温度分布形は直線となることを利用して行なう。

測定は一定温度の恒温室内に試料、測定装置を置き、ヒータ及び、或いは循環液を一定の高温度に保ち、温度勾配を作り定常状態になるのをまって行なった。この時、試料全体を周囲空気温度より高温に保つことにより試料への結露を避け、水分の影響を除いた。

測定例を図 3-15 に示す。上下温度差は約 12 °C である。熱電対挿入が完全に水平でない、等の影響がどれ位あるかをみる為、同じ試料を裏返しにした時の結果も同時に示す。両者の一致はほぼ満足いくものであり、熱電対の位置決めは精度良くこなされているものと考えられる。

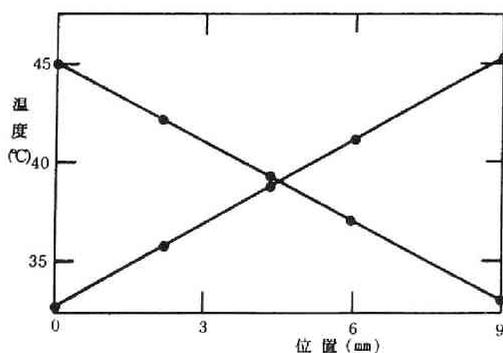


図 3-15 材料内熱電対位置決定

3-6-3 測定結果¹³⁷⁾

乾燥時と湿潤時のそれぞれ一測定例について以下に述べる。

(1) 乾燥時(含水率6重量%)

i) 測定条件

$$\omega = 0.265 \text{ (rad/sec)} = 954 \text{ (rad/h)} \quad (\text{周期約24秒})$$

試料平均温度 25.2(°C)、入力温度振幅 0.338(°C)

ii) 測定結果

測定結果を図3-16に示す。左側の曲線は下表面 $x = 0$ (mm) の温度を、右側の曲線は $x = 2.06$ (mm)

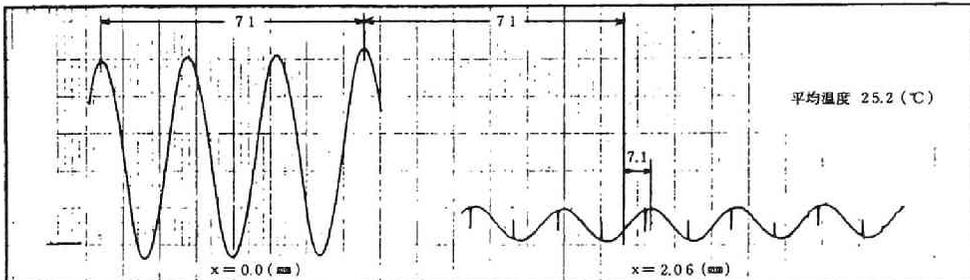


図3-16 乾燥時($\theta = 6$ 重量%)における試料内温度変動

での温度を示している。 $x = 2.06$ (mm) の温度波形にみられる乱れはリレーのON-OFFによる雑音である。以後の測定では、シールド等により雑音発生を防いだ為、この乱れはほとんど無くなっている。

iii) 温度伝導率の決定

図3-16より

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{振幅減衰率} & \eta = 0.1574, \quad \ln \eta = -1.848 \\ \text{位相差} & \zeta = 1.88 \text{ (rad)} \end{array} \right.$$

よって

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{振幅法} & \frac{1}{(\ln \eta)^2} \frac{\omega}{2} (x_1 - x_2)^2 = 5.93 \times 10^{-4} \text{ (m}^2/\text{h)} = 2.13 \text{ (m}^2/\text{s)} \\ \text{位相法} & \frac{1}{\zeta^2} \frac{\omega}{2} (x_1 - x_2)^2 = 5.72 \times 10^{-4} \text{ (m}^2/\text{h)} = 2.06 \text{ (m}^2/\text{s)} \end{array} \right.$$

両者の差は3.7%であり、測定の妥当性を示していると考えられる。文献141によると、軟質繊維板の乾燥時の温度伝導率は $(4 \sim 6) \times 10^{-4}$ (m²/h)であり、今回の測定値はこの範囲内に入っている。

(2) 湿潤時

i) 試料作製

試料に水をしみ込ませ、周囲をシリコンゴム接着剤、パラフィンにより断湿した。

ii) 測定条件

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega = 0.265 \text{ (rad/sec)}, \quad \text{含水率 } 170(\%) \\ \text{試料平均温度 } 26.9 \text{ (}^\circ\text{C)}, \quad \text{入力温度振幅 } 0.338 \text{ (}^\circ\text{C)} \end{array} \right.$$

iii) 測定結果，温度伝導率の決定

測定結果を図3-17に示す。右側の曲線は $x = 0.0$ (mm)，左側の曲線は $x = 2.13$ (mm) での温度測定値である。温度伝導率は

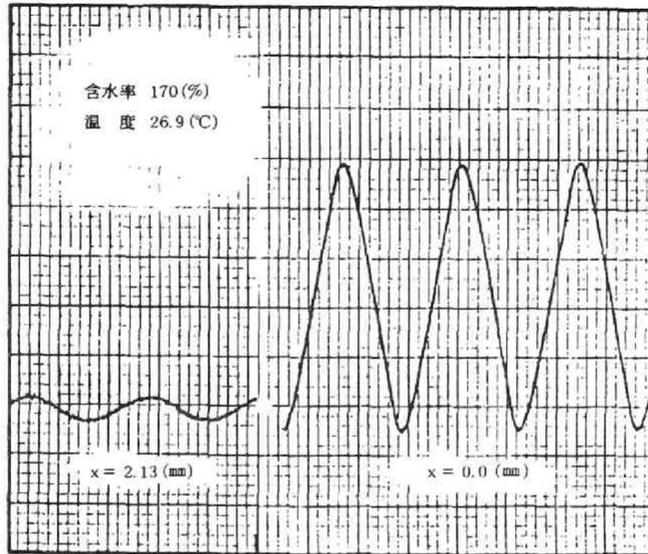


図3-17 $\theta = 170$ 重量%における試料内温度変動

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{振幅法} \quad 3.82 \times 10^{-4} \text{ (m}^2\text{/h)} = 1.38 \text{ (m}^2\text{/s)} \\ \text{位相法} \quad 3.61 \times 10^{-4} \text{ (m}^2\text{/h)} = 1.30 \text{ (m}^2\text{/s)} \end{array} \right.$$

となる。両者の差は5.4%であり、まずまずの結果と言えよう。含水による熱容量の増加を考慮すると、熱伝導率は乾燥時の3倍近くにもなっていることになる。

(3) 温度伝導率と熱伝導率¹³³⁾

以上の測定を種々の平均含水率，平均温度について行なった。得られた温度伝導率，及び熱伝導率の結果をそれぞれ図3-18，3-19に示す。試料の平均温度は，8.0，27.5，40.0 $^\circ\text{C}$ の3種類である。熱伝導率の計算においては，試料の熱容量は次式により決定されるものとした。

$$c\rho = c_s\rho_s + c_w\theta \quad (3-113)$$

ここで

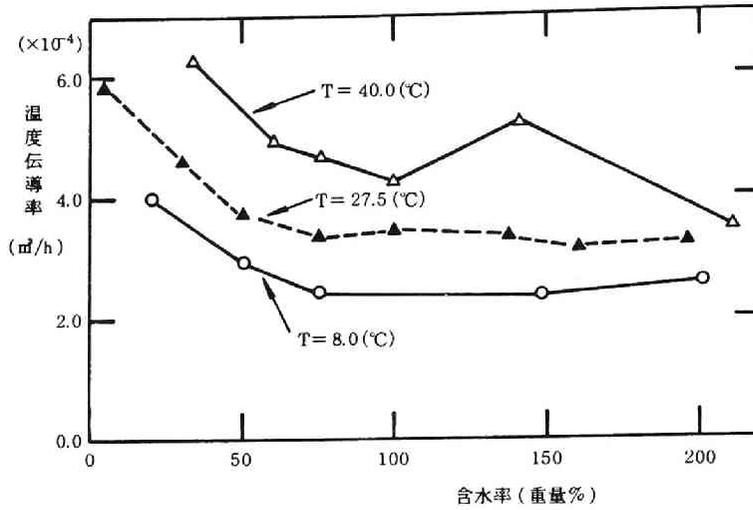


図 3-18 温度伝導率の含水率による変化

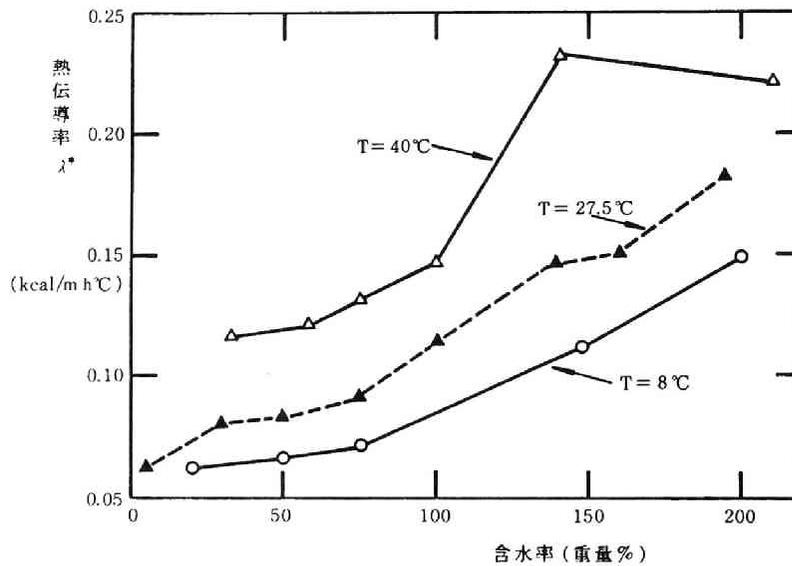


図 3-19 熱伝導率の含水率による変化

$$\left\{ \begin{array}{l} c_s, c_w : \text{固体実質部及び水の比熱 (kcal/kg } ^\circ\text{C)} \\ \theta : \text{試料の平均含水率 (kg/m}^3\text{)} \\ \rho_s : \text{固体実質部のみかけ密度 (kg/m}^3\text{)} \end{array} \right.$$

3-6-4 結果の考察

(1) 測定の直前、直後に試料重量を測定したが、その差は最大で5%位であり(平均温度の高い場合の測定)、測定中の試料からの水分の蒸発は小さいと言えよう。

(2) 測定のいくつかにおいては、測定直後に試料側面の断湿材を切断し、水分分布を観察したが、目視の範囲内においては一様であった。

(3) (3-76)式で与えられる理論上生じる測定誤差の計算には、今求めようとしている $C (= \frac{\lambda^{*o}}{(c\rho)^o})$ の値が必要であり、ここでは測定値そのものを C の大略の値とみなし計算に用いた。20℃の場合で最大0.1% ($\theta = 10\%$) であり、この材料においては測定操作上の誤差に比して無視され得る。

(4) 図3-19より分るように、 λ^* は含水率により大きく変化し、温度27.5℃においては、 $\theta = 5\%$ での0.06 (kcal/mh℃) から、 $\theta = 200(\%)$ での0.18までほぼ3倍増加する。温度変化による変化も非常に大きく、平均温度が8℃から40℃まで上昇すると、ほぼ2倍増加する。

3-7 熱伝導率と水分拡散係数との分離法¹³³⁾

(1) 図3-19から分るように、 λ^* は平均温度の上昇にともないその値を増すが、それは、 λ^* を構成する成分である λ と D_{Tv} の温度による増加の為である。 λ と D_{Tv} をそれぞれ独立に測定し得ないので、この温度変化を利用して分離することを考える。これが可能であれば、 λ の値を知ること、及び λ^* の温度による変化を全て測定することなく計算により決定できることになる。

(2) 方法は、文献133に述べたものと同じである。すなわち、蒸気移動に対してStefan則を用いると

$$q_v = -D_{ma} \frac{P_{ma}}{P_{ma} - P_m} \delta \phi_0 \nabla \rho_m \quad (3-114)$$

ここで

$$\left[\begin{array}{l} q_v = \text{水蒸気流束 (kg/m}^2\text{s)}, \quad D_{ma} = \text{水蒸気-乾燥空気の拡散係数 (m}^2\text{/s)} \\ P_{ma} = \text{全圧 (N/m}^2\text{)}, \quad P_m = \text{水蒸気分圧 (N/m}^2\text{)}, \quad \delta = \text{tortuosity (-)} \\ \phi_0 = \text{空隙率 (m}^3\text{空隙/m}^3\text{材料)}, \quad \rho_m = \text{水蒸気密度 (kg/m}^3\text{)} \end{array} \right.$$

更に、次式

$$\rho_m = \rho_{ms} \exp\left(\frac{\psi_w g}{\mathcal{R}T}\right), \quad \psi_w = \frac{2\sigma_w}{r_w} \frac{1}{\rho_w g} \quad (3-115)(3-116)$$

但し

$$\left[\begin{array}{l} \rho_{ms} = \text{飽和水蒸気密度 (kg/m}^3\text{)}, \quad \psi_w = \text{静水圧基準の水の圧力 (Suction Pressure) (m)} \\ \mathcal{R} = \text{気体定数 (J/kg-mol k)}, \quad g = \text{重力の加速度 (m/s}^2\text{)} \\ r_w = \text{水をつまっている毛細管の最大半径 (m)}, \quad \sigma_w = \text{水の表面張力 (N/m)} \end{array} \right.$$

を用いてポテンシャルを含水率と温度に変換すると

$$q_v = -D_{ma} \frac{P_{ma}}{P_{ma} - P_m} \frac{\delta \phi_0}{\rho_w} \frac{\rho_m}{\mathcal{R}T} 2\sigma_w \frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{r_w}\right) \nabla \theta - D_{ma} \frac{P_{ma}}{P_{ma} - P_m} \delta \phi_0 h \frac{d\rho_{ms}}{dT} \nabla T \quad (3-117)$$

ここで、 h は相対湿度であり、 T は絶対温度である。

従って、 D_{Tv} は (3-117) 式右辺第 2 項より

$$D_{Tv} = D_{ma} \frac{P_{ma}}{P_{ma} - P_m} \delta \phi_0 h \frac{d\rho_{ms}}{dT} \quad (3-118)$$

で与えられる。

この式中で、温度により変化するのは D_{ma} 、 $\frac{d\rho_{ms}}{dT}$ 、 P_m である。その温度変化の割合は、図 3-19 の測定値に合せて 8℃を基準にして表わすと表 3-2 のようになる。

表 3-2 D_{Tv} の平均温度による変化 (割合)

平均温度(℃)	0	8	20	27.5	30	40
D_{Tv} の 割合	0.57	1.00	2.22	3.59	4.20	7.94

よって、 λ の温度による変化が無いと仮定するならば、ある含水率において、2 個の異なる平均温度に対する λ^* を測定し、その差を利用して D_{Tv} の値を決める事ができる。

(3) このモデルを図 3-19 の測定値に適用する。表 3-2 によると 8℃と 27.5℃における D_{Tv} の値の比は 1 : 3.59 であり、その差は 2.59 となる。つまり 27.5℃の測定値と 8℃での測定値の差は、8℃における

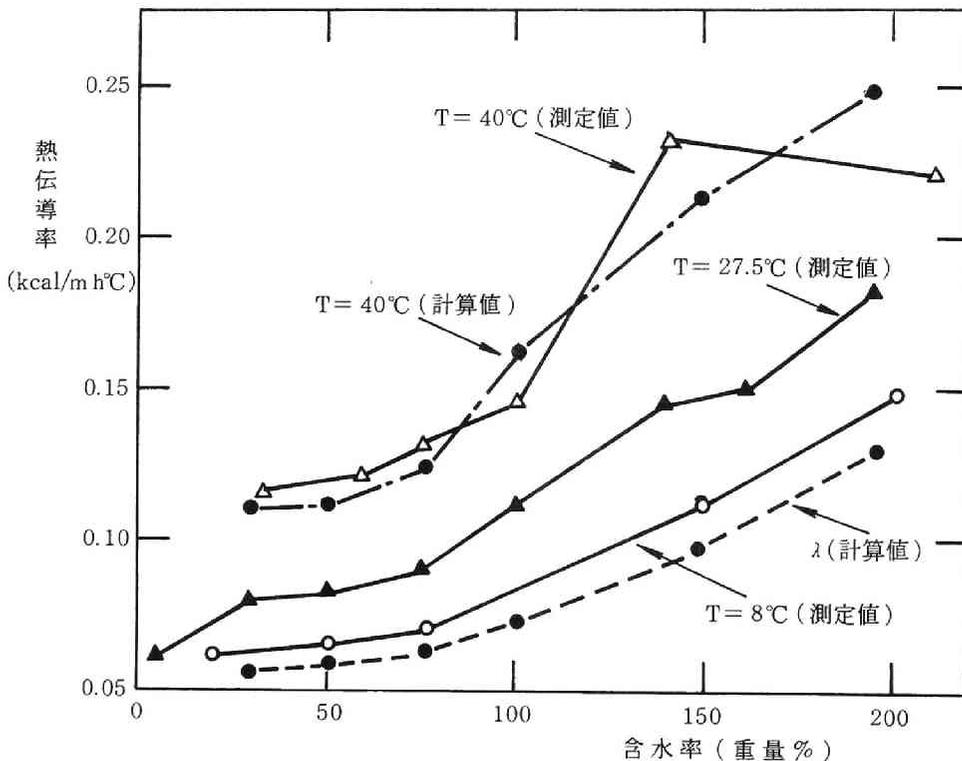


図 3-20 熱伝導率 λ の含水率変化

D_{T_v} の値の2.59倍を与えることになる。これから逆算して、8°Cにおける D_{T_v} 値を求め、 λ^* から差し引いて得た λ を図3-20の破線で示す。この様な分離の妥当性は、得られた8°Cにおける D_{T_v} 値から、表3-2を用いて40°Cでの D_{T_v} 値を求め、 λ を加えて得られる40°Cでの λ^* (計算値)と40°Cでの測定値との一致の程度により確かめられる。40°Cにおける λ^* の計算値を図3-20の一点鎖線で示す。測定値との一致はまずまずであり、モデルの妥当性が示されたと言えよう。軟質繊維板の λ の温度変化は8~40°Cの範囲では、 D_{T_v} のそれに比して十分小さいと考えられる。従って、 λ の温度変化が無いという仮定は許されよう。

3-8 内部結露の解析及び熱伝導率の内部結露に及ぼす影響についての検討

これまで、材料中での熱水分同時移動方程式を用いた内部結露現象の解析は、Kooi¹³⁾、松本³⁾、池田⁴⁾によりなされている。しかし、Kooiによるものは、結露過程として考えられる範囲をすべて取扱った実験との対応でなく、また移動係数の測定値の修正によって理論の妥当性を述べている。又、松本、池田の研究は、現象解明を主目的としている為、室内側表面温を規定した解析をすることにより熱伝導率の不確かさに伴う影響を小さくした解析を行なっている。実際の状態では、壁体の表面温度は与えられないのが普通であり、室内空気温を与えた解析が本来必要である。

よって、本節では、本研究で測定された熱伝導率値を用いて、室内空気温を与えた場合の内部結露現象の解析を行ない、測定された熱伝導率値の妥当性の検討を行ない、熱伝導率の及ぼす影響を調べる。解析方法、実験は池田⁴⁾¹⁴²⁾によるものである。

3-8-1 解析対象

(1) 軟質繊維板1層よりなる壁体を考える。外気側表面は断湿されているものとする。壁体は最初、一樣な温度・含水率分布をもっており、時刻 $t > 0$ において室内空気の温湿度をStep状に増加させた場合を取扱う。与える室内外温湿度においては、従来の定常結露計算では結露が発生する。外気側については境界面の温度を与えるものとする。

(2) 解析に用いる基礎式は、§3-2の(3-14)(3-16)式である。すなわち、材料変形、Bulk Flowの生じない場合で、材料内の水蒸気移動と液水移動とが二相流モデルに従うとしたものである。さらに、材料内での局所平衡が成立しているとする。このとき、熱・水分の移動方程式は

水分移動

$$\left(1 + \phi \rho_a \frac{\partial g}{\partial \theta}\right) \frac{\partial \theta}{\partial t} + \left(\phi \rho_a \frac{\partial g}{\partial T}\right) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (D_\theta \nabla \theta) + \nabla \cdot (D_T \nabla T) \quad (3-119)$$

熱移動

$$\left(c \rho + R \phi \rho_a \frac{\partial g}{\partial T}\right) \frac{\partial T}{\partial t} + \left(R \phi \rho_a \frac{\partial g}{\partial \theta}\right) \frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + R \nabla \cdot (D_{\theta v} \nabla \theta + D_{T v} \nabla T) \quad (3-120)$$

境界条件は、室内側においては、

$$\begin{cases} [-D_{\theta}\nabla\theta - D_T\nabla T]_A = \alpha'_i (X_i - X|_A) \\ [-\lambda\nabla T]_A + R[D_{\theta\ell}\nabla\theta + D_{T\ell}\nabla T]_A = \alpha_i (T_i - T|_A) \end{cases} \quad (3-121)$$

であり、外気側は断湿で表面温度が与えられている場合、すなわち

$$\begin{cases} [-D_{\theta}\nabla\theta - D_T\nabla T]_B = 0 \\ T|_B = T_0 \end{cases} \quad (3-122)$$

である。ここで

α_i, α'_i = それぞれ室内側熱伝達率と湿気伝達率 (kcal/m² h^oC), (kg/m² h kg/kg')

T_i, T_0 = 室内空気温度及び外気(側表面)温度 (°C)

X_i = 室内空気の絶対湿度 (kg/kg')

3-8-2 計算条件

(1) 計算条件

室内空気の温湿度は 20.5 (°C), 75.5 (%) (絶対湿度 11.54 × 10⁻³ kg/kg') であり、外気側表面温、すなわち断湿面温度は 9.6 (°C) である。前述の如く、池田の解析では熱伝導率の含水率変化による影響を少なくするため、室内側表面温度を与えた解析を行なっている。

(2) 数値計算法

Crank-Nicolson 差分を用いる。差分式は (3-77) ~ (3-79) 式と同じものである。計算においては、座標分割数は 8 (Δx = 1mm), 時間分割は 5/1000 (h) とした。

3-8-3 計算に用いた材料の移動係数と物性値

計算に用いた材料は軟質繊維板である。移動係数 $D_{\theta}, D_{\theta v}, D_{\theta\ell}$ 及び $D_T, D_{Tv}, D_{T\ell}$ は図 3-1, 3-2 に示すものである。 D_{θ}, D_T の液・蒸気成分への分離については、池田⁴⁾ が詳しく述べている。平衡含水率曲線を図 3-21 に示す。熱伝導率としては § 3-6 で測定し、§ 3-7 で分離して得た λ (図 3-20) を用いる。又、熱伝導率の影響をみるため、 $\theta = 5$ (%) と 170 (%) での値を通る直線で近似した場合の計算も同時に行なった。計算に用いた他の物性値及び定数値を表 3-3 に示す。

表 3-3 計算に用いた定数値

定数	記号	定数値
比熱	c_s	0.44 kcal/kg ^o C
材料密度(乾燥時)	ρ_s	240 kg/m ³
空気密度	ρ_a	1.205 kg/m ³
空隙率	Φ_0	0.65 m ³ /m ³
熱伝達率	α_i	30 kcal/m ² h ^o C
湿気伝達率	α'_i	45 kg/m ² h kg/kg'

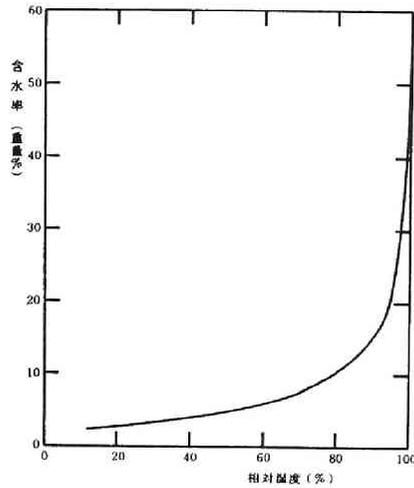


図 3-21 軟質繊維板の平衡含水率曲線

3-8-4 計算結果と考察

含水率分布、吸湿速度、及び内部温度分布の計算値を図 3-22、3-23 及び 3-24 に示す。図 3-22、3-23 の実線は熱伝導率として図 3-20 の λ (以後基準値と呼ぶ) を用いた場合であり、破線は直線近似した値を用いた場合である。又、図中の●○×△は池田による実験値である。

まず、 λ の基準値を用いた場合、内部含水率分布、及び吸湿速度の計算値の時間変化は、実験値と良く一致していることが分る。従って、本研究で測定された値が内部結露の予測に十分な精度を有すると

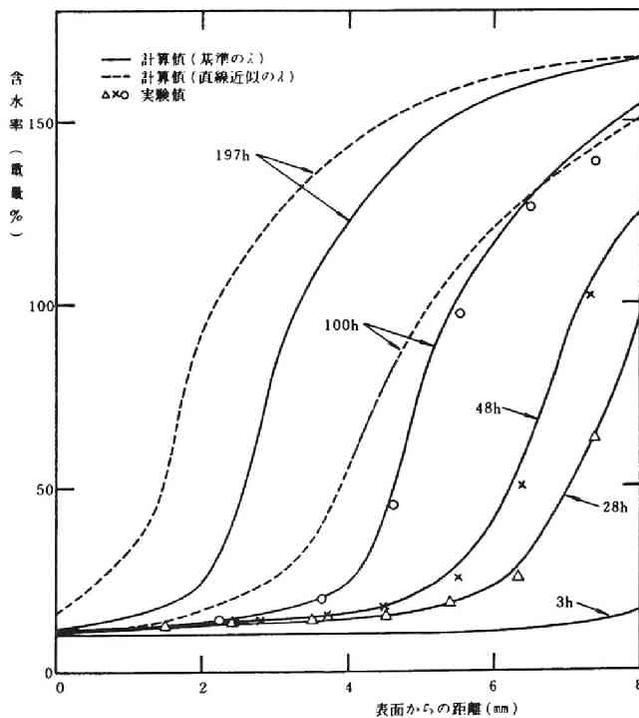


図 3-22 試料内含水率分布の時間変化

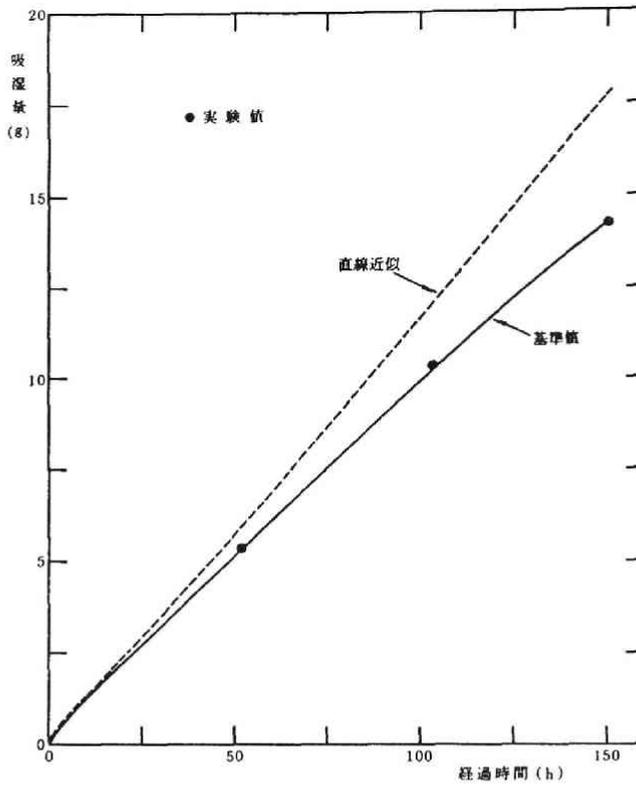


図 3-23 吸湿度の実験値と計算値の比較

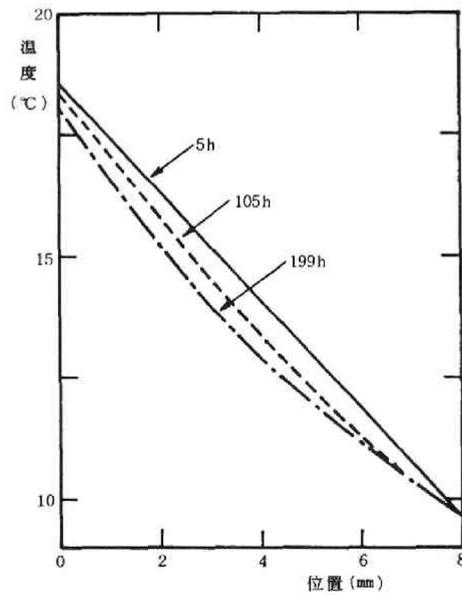


図 3-24 材料内温度分布の時間変化

言える。

直線近似をした場合の計算結果は、実測値とはかなりずれている。又、基準値を用いた場合に比して結露の進行はかなり速く、197時間経過後の室内側表面の含水率は16.2%（これは相対湿度91.3%に対応している）にもなっている。従って、2点での値より推定したものでは結露の予測には不十分と言えよう。

内部温度分布の変化をみると、結露の進行に伴ない内部の含水率、従って熱伝導率が増加し、それにより表面温度は低下する。これは吸湿速度の減少をさまたげ、更に結露を進行させる。熱伝導率の含水率変化が結露に大きく影響することが分る。

以上より、結露の予測に対してはかなり正確な熱伝導率の値が要求されること、本研究で測定された値は結露の予測に対して十分な精度をもつことが分った。

3-9 第3章のまとめ

建築壁体での内部結露の予測を主たる目的として、その基礎的事項である多孔質材料の湿潤時熱伝導率について検討し、以下の結論を得た。

(1) 湿り材料の熱伝導率の内容について検討した。多孔質材料中での熱水分同時移動方程式を解くには、水分が静止したと考えた場合の熱伝導率 λ と、温度勾配による水蒸気移動に伴なう潜熱移動 RD_{T_v} のそれぞれの値を知る必要はなく、両者を加えた熱伝導率 $\lambda^* = \lambda + RD_{T_v}$ の値のみで十分であることを示した。 λ^* は、温度と含水率のみで決まる材料物性値である。又、 λ そのものは、材料中での熱の移動機構の解明にとって有用である。

(2) 定常熱伝導率測定法において、温度差を無限小とした極限の場合に測定される値は、一般には λ とも λ^* とも一致しないことを解析的に示した。従って、測定値の解釈には注意が必要である。ただ、含水率の範囲によっては λ 、或いは λ^* と一致する場合もあり、このような場合に λ 或いは λ^* の測定法として定常法を利用し得る可能性のある事を示した。又、温度差がある適当な大きさになると λ に近い値を与える可能性のあることが数値例により確められた。しかし、より一般的な条件下での検討が必要であり、定常法を λ の測定に利用することは今後の興味ある課題といえる。

(3) λ^* の測定法として周期的測定法をとりあげ、摂動法による解析を行ない、水分による測定誤差を評価する為の式を導出した。この式は材料物性値を用いて表示されており一般的な材料への適用が可能である。これにより、十分な精度での湿潤時熱伝導率の測定が可能となった。

(4) 周期的測定法における測定条件の検討を行ない、それに基づき、平均温度8.0、27.5、40.0℃、含水率が5から200(%)における軟質繊維板の温度(熱)伝導率を測定した。この範囲内において、 λ^* は2~3倍の変化を示した。

(5) 得られた λ^* の温度変化を利用して λ^* を λ と D_{T_v} に分離することを試みた。結果は満足いくものであり、周期法により λ 、 λ^* 、 D_{T_v} という3つの値の得られることが分った。又、これにより、2つの温度における λ^* の測定から他の温度における λ^* の値を計算で決定することが可能となった。

(6) 以上で求められた熱伝導率を用いて内部結露の解析を行なった。計算値と測定値との一致は良く、

本研究で測定された熱伝導率が結露の解析に対して十分な精度を有すること、結露に対して熱伝導率の重要なことが示された。これより、これまで十分な精度でなされていなかった内部結露の予測が可能となった。

(7) 本研究で得られた湿潤時熱伝導率は、建築壁体が湿った場合の熱負荷の計算に用いることが可能であり、これまで乾燥状態に対してしかなされていなかった熱負荷計算が湿潤時に対しても可能となった。

第4章 湿潤時熱伝導率に及ぼす多孔質壁体内での 輻射熱伝達の影響

4-1 研究目的

前章においては、水分によるもの以外の熱移動は全て伝導によるものとして、湿り材料の熱伝導率に関する考察を行なった。軟質繊維板程度の密度をもつ比較的密な構造の材料においては、輻射・対流による熱移動量は小さく、伝導のみを考慮した前章での取扱いは妥当と考えられる。

しかし、より密度の小さいグラスウールの様な断熱材では、その空隙割合は多く、伝導熱流に比して輻射・対流による熱移動の割合が大きい。又、断熱材の密度を小さくしていくと、材料全体としての熱伝導率は最初減少するが、輻射・対流の影響で再び増加することが知られている。⁹⁾⁸⁴⁾これは、当然断熱材としては好ましくなく、従って、密度の小さな断熱材に対しては、材料中での伝導・輻射・対流による熱移動の内容を把握したうえで、その合理的な利用の仕方を検討しておく必要がある。この目的に対しては、伝導のみを考えた第3章での取扱いでは不十分であり、輻射・対流を考慮せねばならない。本章では輻射の影響についての検討を行なう。

現在の防湿施工の程度では完全防湿はほとんど不可能に近いこと、又、断熱材の含水による熱伝導率変化は、特に結露問題においては非常に重要であることを考えると、上述の輻射に加え、水分の影響をも考慮した断熱材の性能評価が必要となる。特に0.03 (kcal/m h°C)前後の小さな熱伝導率をもつ断熱材に対して水分の及ぼす影響は、他の建築材料へのそれに比してはるかに大きいと考えられる。更に、グラスウールの様に空隙が連続した断熱材においては、湿気伝導率が大きい為、水分移動の影響は一層顕著になると予想される。

熱伝導率測定立場からは、伝導・輻射・水分を考慮することにより、第3章での輻射を無視した取扱いが、どの程度の密度の小さな材料まで成立するか、その誤差の検討に対する知見が得られることになる。

以上より、本章では、内部で伝導・水分による熱移動に加え輻射熱伝達も生じる場合の多孔質材料中での熱と水分の移動に関する検討を行なう。輻射による影響を吟味する為に、熱伝導率には輻射によるものを含めず、伝導と輻射熱移動を連立させた扱いをする。

§4-2においては、第2章の基礎式に基づき、水分・輻射・伝導の3成分による熱移動及び水分移動を記述する式を示す。又、本章で主として用いる輻射熱移動に対する近似的取扱いについて述べる。

§4-3では、これまで測定されてきた熱伝導率と密度との関係を、伝導と輻射のcouplingを考慮した基礎式に基づいて説明することにより、輻射熱移動の性質・オーダーを検討する。輻射のみの影響をみるため、水分が無い場合を扱う。

§4-4では、断熱材の熱伝導率に対して水分の及ぼす影響を調べる。定常熱伝導率測定法を対象として輻射との関係についても検討する。

§4-5は、第3章での周期的測定法を輻射熱移動が無視し得ない材料に適用する場合についての検討を行なう。周期法に対してSchuster-Schwarzschild近似と、輻射の輸送方程式を用いた解析とを比較検討することにより散乱の影響についても調べる。輻射熱移動を等価熱伝導率で近似するRosseland近似についても検討する。

以上は、主として熱伝導率測定の見地から輻射熱移動を検討しようとするものであるが、§4-6では、輻射熱移動が建築壁体として用いられた断熱材の熱的性状にどの程度の影響を与えるかを検討する。

4-2 輻射熱移動がある場合の熱水分同時移動方程式

本節では、伝導と輻射による熱移動が生じる場合の熱・水分同時移動の基礎式を提示する。又、本章で主として用いる輻射熱移動に対する一近似法であるSchuster-Schwarzschild近似を説明する。

4-2-1 基礎式

第2章で導いた基礎式において対流による項を除いたものであり、これは第3章の基礎式に輻射熱移動項を加えればよい。

水分収支の式は(3-14)式

$$\left(1 + \phi \rho_a \frac{\partial g}{\partial \theta}\right) \frac{\partial \theta}{\partial t} + \left(\phi \rho_a \frac{\partial g}{\partial T}\right) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (D_\theta \nabla \theta) + \nabla \cdot (D_T \nabla T) \quad (4-1)$$

熱収支の式は、(3-16)式に輻射による熱移動項を加えて((2-39)式)

$$\left(c \rho + R \phi \rho_a \frac{\partial g}{\partial T}\right) \frac{\partial T}{\partial t} + \left(R \phi \rho_a \frac{\partial g}{\partial \theta}\right) \frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda^* \nabla T) + R \nabla \cdot (D_{\theta v} \nabla \theta) - \nabla \cdot q^r \quad (4-2)$$

輻射熱流 q^r は(2-48)(2-49)式より

$$q^r = \int_0^\infty q_\nu^r d\nu \quad (4-3)$$

$$q_\nu^r = \int_{4\pi} \hat{\Omega} I_\nu(\hat{r}, \hat{\Omega}, t) d\Omega$$

ここで、輻射強度 I_ν は(2-50)式

$$\mu \nabla I_\nu + \beta_\nu I_\nu = \kappa_\nu I_{\nu b} + \frac{\sigma_\nu}{4\pi} \int_{\phi'=0}^{2\pi} \int_{\mu'=-1}^1 I_\nu(\hat{r}, \mu', \phi') P_\nu(\mu, \phi; \mu', \phi') d\phi' d\mu' \quad (4-4)$$

により与えられる。

以下では、簡単の為、材料は灰色体、すなわち、材料の輻射定数は波長により変化しないとする。このような取扱いは多くなされているが、⁹²⁾ 今後検討が必要と思われる。

以後の取扱いは次元のみなので、次に(4-3)(4-4)式の次元の形を記す。熱流の方向を x 方向とし、 q^r の x 方向成分を q_x^r と書くと

$$q_x^r = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\mu=-1}^1 I(x, \mu, \phi, t) \mu d\mu d\phi \quad (4-5)$$

ここで

$$\mu = \cos \theta$$

輻射強度 I は次の Transfer Equation⁸⁸⁾ を満足する。

$$\mu \frac{\partial I(x, \mu, \phi, t)}{\partial x} + \beta I(x, \mu, \phi, t) = \kappa I_b(T) + \frac{\sigma}{4\pi} \int_{\mu'=-1}^1 I(x, \mu', \phi') \int_{\phi'=0}^{2\pi} P(\mu, \phi; \mu', \phi') d\phi' d\mu' \quad (4-6)$$

ここで、 μ, μ' (或いは θ, θ') は x 軸となす角度であり、 ϕ, ϕ' は方位角である。(図 4-1)

(4-6)式の左辺第 2 項は吸収による減衰を、右辺第 1 項は射出を、右辺第 2 項は散乱を表わす。

4-2-2 Schuster-Schwarzschild 近似

本来、伝導と輻射が同時に生起する系は、上で示した如く連立の微積分方程式で記述され、その解は非常に面倒なものとなる。輻射成分の及ぼす影響を定性的に調べたり、輻射成分のオーダーを知るにはより簡単な系に近似されたもので十分と思われる。よって、本章では Schuster-Schwarzschild 近似を用いて輻射を近似的に取扱う。

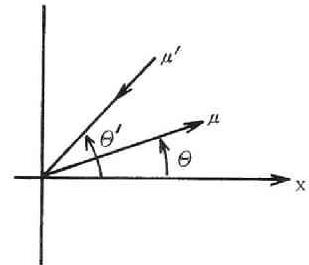


図 4-1 入射角 $\theta (\mu)$

これは、本来全ての方向に散乱成分がある系を、近似的に前方及び後方の 2 成分にまとめて取扱うものである⁸⁸⁾。従って、立体角に関する積分が無くなる為、微分方程式の系となり取扱いは著しく簡易化される。方程式系 (4-5)(4-6) 式を用いた場合との比較、検討は § 4-5 で行なう。結果的には、等方散乱の場合と解の性質は似ており、十分有効性をもつ近似と考えられる。

(1) 基礎式

基礎式の導出は Larkin と Churchill¹⁰⁵⁾ に従う。§ 4-2-1 で提示した Transfer Equation からの導出は Özisik⁸⁸⁾ に詳しい。

前方への輻射束 $F^+(x)$ と後方輻射束 $F^-(x)$ は次式により与えられる。(図 4-2 参照)

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dF^+(x)}{dx} = -n'(B_a S_s + S_a) F^+(x) + n' B_a S_s F^-(x) + n' S_a \bar{\sigma} T^4(x) \\ -\frac{dF^-(x)}{dx} = -n'(B_a S_s + S_a) F^-(x) + n' B_a S_s F^+(x) + n' S_a \bar{\sigma} T^4(x) \end{array} \right. \quad (4-7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dF^+(x)}{dx} = -n'(B_a S_s + S_a) F^+(x) + n' B_a S_s F^-(x) + n' S_a \bar{\sigma} T^4(x) \\ -\frac{dF^-(x)}{dx} = -n'(B_a S_s + S_a) F^-(x) + n' B_a S_s F^+(x) + n' S_a \bar{\sigma} T^4(x) \end{array} \right. \quad (4-8)$$

ここで

n' = 単位体積当りの散乱粒子の数 (個/ m^3)

B_a = 散乱放射のうち後方半球に散乱される割合 (-)

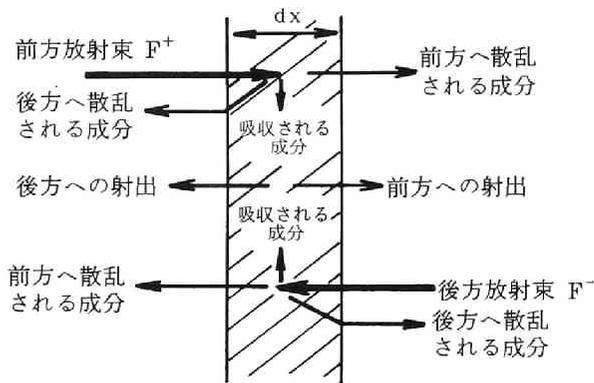


図 4-2 Schuster-Schwarzschild 近似のモデル

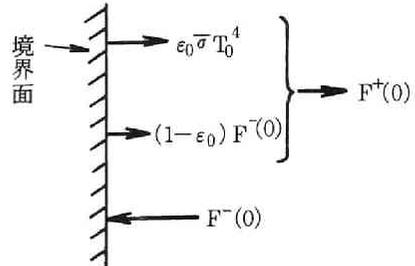


図 4-3 Schuster-Schwarzschild 近似の境界条件

$S_a = 1$ 散乱粒子当りの吸収 (及び emission) 断面積 ($\text{m}^2/\text{個}$)

$S_s = 1$ 散乱粒子当りの散乱断面積 ($\text{m}^2/\text{個}$)

$\bar{\sigma}$ = Stefan-Boltzmann 定数 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{h K}$)

$T(x)$ = 絶対温度 (K)

(4-7)式は次の事を述べている。すなわち、距離 dx を進む間に前方への輻射束密度は、後方散乱により $n'B_a S_s F^+ dx$ 、吸収により $n'S_a F^+ dx$ 減り、後方輻射束密度の後方散乱により $n'B_s S_s F^- dx$ 、再輻射により $n'S_a \bar{\sigma} T^4 dx$ 増加する。

上式を次の様にかきかえる。

$$\left\{ \begin{array}{l} M = n'(B_a S_s + S_a) \\ N = n'B_a S_s \\ P = M - N = n'S_a \end{array} \right. \quad (4-9)$$

このとき、(4-7)(4-8)式は

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dF^+}{dx} = -MF^+ + NF^- + P\bar{\sigma}T^4 \\ -\frac{dF^-}{dx} = -MF^- + NF^+ + P\bar{\sigma}T^4 \end{array} \right. \quad (4-10)$$

(2) 境界条件

境界面 $x=0$ を輻射率 ϵ_0 をもつ面とすると(図4-3)

$$F^+(0, t) = \bar{\sigma} T_0^4 \epsilon_0 + (1 - \epsilon_0) F^-(0, t) \quad (4-12)$$

4-3 断熱材の熱伝導率と密度との関係

4-3-1 目的

断熱材の熱伝導率を測定すると、図4-4のように、材料密度の減少とともに熱伝導率は始め減少するがある密度以下になると再び増加する。これは、材料密度の減少に伴う伝導熱流の減少と輻射・対流による熱流の増加によるものと定性的にのみ説明されている⁹⁾

ここでは、§4-2の伝導と輻射を考慮した基礎式を、定常熱伝導率測定に用いることによりこの様な変化が再現できることを示す。次に、その結果より輻射熱移動のオーダー・性質について検討する。

一般的には、図4-4に示された値そのものを熱伝導率とみなしているが、本論文では、この値を純粹の伝導によるものと輻射によるものの和と考える。以下で用いる熱伝導率 λ は伝導のみによるものを表わす。

図4-4の熱伝導率は主として定常法により得られたものであり、一般には試料の上側を高温に保つことにより対流の発生を防いでいる。従って、対流を除き、伝導と輻射のみを考慮した§4-2の基礎式を適用しても大きな誤差は生じないと考えられる。

輻射のみの影響を調べる為、ここでは水分については考えない。基礎の方程式を解くことにより伝導・輻射熱流を求め、材料全体としての等価な熱伝導率を計算する。

4-3-2 定式化

輻射に関してはSchuster-Schwarzchild近似(以後S-S近似と略す)を用い、定常熱伝導率測定法の解析を行なう。

輻射熱流は、(4-10)(4-11)式より

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dF^+}{dx} = -MF^+ + NF^- + P\bar{\sigma}(4TT_m^3 - 3T_m^4) \\ -\frac{dF^-}{dx} = -MF^- + NF^+ + P\bar{\sigma}(4TT_m^3 - 3T_m^4) \end{array} \right. \quad (4-13)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dF^+}{dx} = -MF^+ + NF^- + P\bar{\sigma}(4TT_m^3 - 3T_m^4) \\ -\frac{dF^-}{dx} = -MF^- + NF^+ + P\bar{\sigma}(4TT_m^3 - 3T_m^4) \end{array} \right. \quad (4-14)$$

熱収支は(4-2)式より

$$\lambda \frac{d^2T}{dx^2} - \frac{d}{dx}(F^+ - F^-) = 0 \quad (4-15)$$

(4-13)(4-14)式においては、

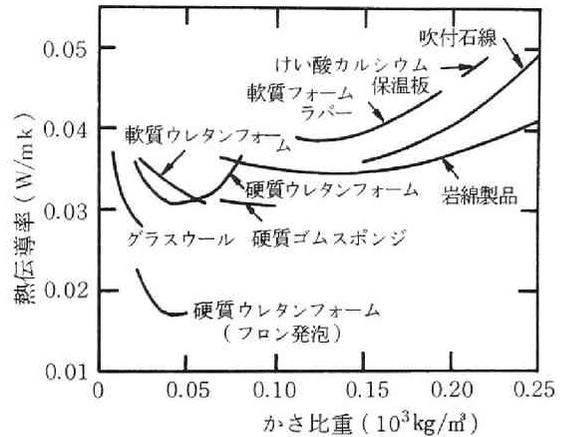


図4-4 断熱材の熱伝導率と密度との関係⁹⁾

$$f(T) = T^4 \doteq 4 T T_m^3 - 3 T_m^4 \quad (4-16)$$

と線形化を行なっている。通常の熱伝導率測定においては微少な温度差しか生じないので、この近似は十分な精度で成立する。又(4-15)式では、水分が無いので $\lambda^* = \lambda = \text{一定}$ としている。つまり、本節での λ は乾燥時の値である。

境界条件は(4-12)式と同様に考えて

$$\left\{ \begin{array}{l} F^+ = \bar{\sigma} (4 T T_m^3 - 3 T_m^4) \epsilon_0 + (1 - \epsilon_0) F^- \quad (x = 0) \\ F^- = \bar{\sigma} (4 T T_m^3 - 3 T_m^4) \epsilon_\ell + (1 - \epsilon_\ell) F^+ \quad (x = \ell) \end{array} \right. \quad (4-17)$$

$$\quad (4-18)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T = T_0 \quad (x = 0) \\ T = T_\ell \quad (x = \ell) \end{array} \right. \quad (4-19)$$

ここで、 ℓ は試料厚さ、 T_0, T_ℓ は $x = 0, \ell$ での試料表面温度、 $\epsilon_0, \epsilon_\ell$ は $x = 0, \ell$ での輻射率である。

材料全体としての熱伝導率 λ_e は、

$$\lambda_e = \frac{q \ell}{\Delta T} = \frac{(q^c + q^r) \ell}{\Delta T} = \frac{-\lambda \frac{dT}{dx} + (F^+ - F^-)}{T_0 - T_\ell} \ell \quad (4-20)$$

により与えられる。但し、 q, q^c, q^r はそれぞれ、全、伝導、輻射熱流である。

同様の解析をLarkin, Churchill¹⁰⁵⁾も行なっているが、 T^4 の項を非線形のまま扱ひ、温度分布を直線と近似しており、妥当な結果を与えるとは考えられない。

4-3-3 解

(4-13)~(4-15)式は線形なので容易に積分でき、次の解が得られる。

$$\left\{ \begin{array}{l} F^+ = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{M+N} \right) e^{\alpha x} \int_0^x g(t) e^{-\alpha t} dt + \frac{D_1}{2} \left(1 - \frac{\alpha}{M+N} \right) e^{\alpha x} \\ \quad - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{M+N} \right) e^{-\alpha x} \int_0^x g(t) e^{\alpha t} dt + \frac{D_2}{2} \left(1 + \frac{\alpha}{M+N} \right) e^{-\alpha x} \end{array} \right. \quad (4-21)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} F^- = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{M+N} \right) e^{\alpha x} \int_0^x g(t) e^{-\alpha t} dt + \frac{D_1}{2} \left(1 + \frac{\alpha}{M+N} \right) e^{\alpha x} \\ \quad - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{M+N} \right) e^{-\alpha x} \int_0^x g(t) e^{\alpha t} dt + \frac{D_2}{2} \left(1 - \frac{\alpha}{M+N} \right) e^{-\alpha x} \end{array} \right. \quad (4-22)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T = -\frac{1}{\lambda(M+N)} \left[\frac{1}{2\alpha} e^{\alpha x} \int_0^x g(t) e^{-\alpha t} dt + D_1 e^{\alpha x} - \frac{1}{2\alpha} e^{-\alpha x} \int_0^x g(t) e^{\alpha t} dt + D_2 e^{-\alpha x} \right] \\ \quad - \frac{1}{\lambda} (C_1 x + C_2) \end{array} \right. \quad (4-23)$$

$$\begin{cases} g(x) = \frac{2}{\lambda} P \bar{\sigma} T_m^3 (M+N) [4 C_1 x + (4 C_2 + 3 \lambda T_m)] & (4-24) \\ \alpha = \sqrt{P \left[(M+N) + \frac{8 \bar{\sigma} T_m^3}{\lambda} \right]} & (4-25) \end{cases}$$

C_1, C_2, D_1, D_2 は積分定数であり、次式より定められる。

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ D_1 \\ D_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -T_0 \lambda (M+N) \\ \bar{\sigma} \varepsilon_0 T_m^3 (4 T_0 - 3 T_m) \\ \bar{\sigma} \varepsilon_\ell T_m^3 (4 T_\ell - 3 T_m) - \frac{3}{4} \lambda P_2 T_m \\ -T_\ell \lambda (M+N) - \frac{A}{2 \alpha^2} 3 \lambda T_m (-2 + e^{\alpha \ell} + e^{-\alpha \ell}) \end{bmatrix} \quad (4-26)$$

ここで

$$\begin{aligned} a_{11} &= 0, \quad a_{12} = M+N, \quad a_{13} = a_{14} = 1, \quad a_{21} = a_{22} = 0, \quad a_{23} = -2 \alpha P_6, \quad a_{24} = 2 \alpha P_5, \\ a_{31} &= P_1, \quad a_{32} = P_2, \quad a_{33} = P_3, \quad a_{34} = P_4, \quad a_{41} = P_7, \quad a_{42} = P_8, \quad a_{43} = e^{\alpha \ell}, \quad a_{44} = e^{-\alpha \ell} \end{aligned} \quad (4-27)$$

であり、

$$\left\{ \begin{aligned} P_1 &= 4 \frac{\bar{A}}{\alpha} \left[\left(-\ell - \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\alpha} e^{\alpha \ell} \right) P_5 + \left(\ell - \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\alpha} e^{-\alpha \ell} \right) P_6 \right] \\ P_2 &= 4 \frac{\bar{A}}{\alpha} \left[(-1 + e^{\alpha \ell}) P_5 + (1 - e^{-\alpha \ell}) P_6 \right] \\ P_3 &= \frac{\alpha}{2} \left[\left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{M+N} \right) - (1 - \varepsilon_\ell) \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{M+N} \right) \right] e^{\alpha \ell} = 2 \alpha e^{\alpha \ell} P_5 \\ P_4 &= -\frac{\alpha}{2} \left[\left(-\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{M+N} \right) + (1 - \varepsilon_\ell) \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{M+N} \right) \right] e^{-\alpha \ell} = -2 \alpha e^{-\alpha \ell} P_6 \\ P_5 &= \frac{1}{4} \left[\left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{M+N} \right) - (1 - \varepsilon_\ell) \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{M+N} \right) \right] \\ P_6 &= \frac{1}{4} \left[\left(-\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{M+N} \right) + (1 - \varepsilon_\ell) \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{M+N} \right) \right] \\ P_7 &= \frac{\bar{A}}{2 \alpha^2} 4 \left(-\ell + \frac{1}{\alpha} e^{\alpha \ell} \right) - \frac{\bar{A}}{2 \alpha^2} 4 \left(\ell + \frac{1}{\alpha} e^{-\alpha \ell} \right) + (M+N) \ell \\ P_8 &= \frac{\bar{A}}{2 \alpha^2} 4 (-1 + e^{\alpha \ell}) - \frac{\bar{A}}{2 \alpha^2} 4 (1 - e^{-\alpha \ell}) + (M+N) \\ \bar{A} &= \frac{2 P \bar{\sigma} T_m^3 (M+N)}{\lambda} \end{aligned} \right. \quad (4-28)$$

全熱流 q は (4-15) 式の積分定数 C_1 を用いて

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx} + (F^+ - F^-) = C_1 \quad (4-29)$$

より得られる。これを(4-20)式に代入して λ_e が求められる。

4-3-4 各定数の密度による変化

上述の λ_e の計算には、輻射定数及び熱伝導率の密度による変化が必要となる。適当な測定値が無いので、以下に述べるLarkin¹⁰⁵⁾による推定式を用いる。空隙の大きさは一定とし、材料密度の変化は空隙個数の変化によるものとする。

(1) 輻射定数 N, P

発泡系の材料に対しては、N, Pは次式で与えられる。

$$\left\{ \begin{array}{l} N = \frac{3B_a K_s}{4r} \frac{\rho_s - \rho}{\rho_s - \rho_G} \end{array} \right. \quad (4-30)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} P = \frac{1}{r} \left(\frac{\rho_s - \rho_G}{\rho_s - \rho} \frac{4\pi}{3} \right)^{-\frac{1}{3}} (1 - e^{-\beta_s \bar{y}}) \end{array} \right. \quad (4-31)$$

$$\bar{y} = r \left(\frac{\rho - \rho_G}{\rho_s - \rho_G} \right) \left(\frac{\rho_s - \rho_G}{\rho_s - \rho} \frac{4\pi}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4-32)$$

但し

B_a = 後方(半球)へ散乱される成分の割合(-), β_s = 実質部の消散係数(1/m),

r = 空隙半径(m), ρ_s = 実質部密度(kg/m³), ρ_G = 気体密度(kg/m³),

ρ = 材料密度(kg/m³), K_s = 空隙の散乱係数(空隙球の断面積に対する比で表わしたもの)

(4-30)式は、実質部中に球形の空気泡が分散しており、散乱断面積が空気泡の個数に比例するというモデルより導びかれる。又、(4-31)式では、各空気泡に対して実質部粒子一個が付属し、そこにおいて輻射の吸収が生じると仮定されている。

密度 $\rho = \rho_0$ でのN, Pの値が N_0, P_0 と与えられており、 $B_a K_s$ が密度により変化しないものとする、上式より

$$\left\{ \begin{array}{l} N_0 = \frac{3B_a K_s}{4r} \frac{\rho_s - \rho_0}{\rho_s - \rho_G}, \quad P_0 = \frac{1}{r} \left(\frac{\rho_s - \rho_G}{\rho_s - \rho_0} \frac{4\pi}{3} \right)^{-\frac{1}{3}} (1 - e^{-\beta_s \bar{y}_0}) \\ \bar{y}_0 = r \left(\frac{\rho_0 - \rho_G}{\rho_s - \rho_G} \right) \left(\frac{\rho_s - \rho_G}{\rho_s - \rho_0} \frac{4\pi}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \end{array} \right. \quad (4-33)$$

であるから、(4-30)~(4-32)式との比をとることにより

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{N}{N_0} = \frac{\rho_s - \rho}{\rho_s - \rho_0} \end{array} \right. \quad (4-34)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{P}{P_0} = \left(\frac{\rho_s - \rho_0}{\rho_s - \rho} \right)^{-\frac{1}{3}} \frac{1 - e^{-\beta_s \bar{y}}}{1 - e^{-\beta_s \bar{y}_0}} \end{array} \right. \quad (4-35)$$

$$\frac{\bar{y}}{\bar{y}_0} = \frac{\rho - \rho_G}{\rho_0 - \rho_G} \left(\frac{\rho_s - \rho_0}{\rho_s - \rho} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4-36)$$

従って、 $r, \rho_s, \rho_G, \beta_s$ の値が与えられれば、 N, P の密度 ρ による変化が求められる。 P については(4-35)式から分るように、 \bar{y} の比の形になっていないので r も必要となる。

(2) 熱伝導率 λ

Maxwellの公式⁵⁴⁾に従って求める。すなわち、固体中に球形の空隙が分散していると考え、全体としての熱伝導率 λ は

$$\lambda = \lambda_s \frac{2\lambda_s + \lambda_G + 2\frac{\rho_s - \rho}{\rho_s - \rho_G}(\lambda_G - \lambda_s)}{2\lambda_s + \lambda_G - \frac{\rho_s - \rho}{\rho_s - \rho_G}(\lambda_G - \lambda_s)} \quad (4-37)$$

ここで、 λ_s, λ_G は実質部、空気の熱伝導率である。

λ_s の値は、 $\rho = \rho_0$ での熱伝導率が $\lambda = \lambda_0$ と与えられるものとし、それから(4-37)式を用いて逆算する。

(3) 空隙半径 r 、実質部密度 ρ_s

スタイロ・フォームを想定し $r = 0.104$ (mm), $\rho_s = 1030$ (kg/m³)*とした。

(4) 実質部の消散係数 β_s 、及び基準の値

これらについては測定値が無いので、文献105のスタイロ・フォーム22に対する値を参考にして

$$\begin{aligned} \beta_s &= 10000 \text{ (1/m)}, N_0 = 25 \text{ (1/m)}, P_0 = 600 \text{ (1/m)}, \lambda_0 = 0.025 \text{ (kcal/m h }^\circ\text{C)}, \\ \rho_0 &= 30.24 \text{ (kg/m}^3\text{)}, \lambda_G = 0.02 \text{ (kcal/m h }^\circ\text{C)} \end{aligned}$$

とした。これらを一応の基準とし、その値を変化させた場合の検討を行なった。以後 $\rho = \rho_0$ での値として上記の値を用いた場合を基準の場合と呼ぶ。

境界の輻射率は $\epsilon_0 = \epsilon_\ell = 1$ 、試料厚さ5mmの場合のみの計算を行なった。当然これらの値によって結果は変化するが、輻射のオーダー・性質を調べるには一般性は失われまいと考えられる。

4-3-5 計算結果と考察

(1) まず、 N, P, λ の密度による変化を基準の場合($N_0 = 25, P_0 = 600, \lambda_0 = 0.025$)について述べる。後方への散乱係数 N は密度 ρ の減少にともない空気泡の個数が増加する為増加するが、その変化は小さい(図4-5)。これは又、(4-34)式からも明らかである。これに対して、吸収係数 P は密度減少に伴ない急激に減少する(図4-5)。吸収の起こる実質部長さ \bar{y} の減少によるものであり、そのことは式(4-35)と \bar{y} の変化(図4-6)より分る。Maxwellの式を用いて計算される熱伝導率 λ は、 ρ が0から100 (kg/m³)まで変化すると0.02 (空気の熱伝導率)から0.029 (kcal/m h[°]C)までほぼ直線的に増加する(図4-7)。

(2) 基準の値 $N_0 = 25, P_0 = 600, \lambda_0 = 0.025$ の場合の材料全体としての等価熱伝導率 λ_e を図4-7に示す。 λ_e は0.031から0.038 (kcal/m h[°]C)の間を変化し、密度 $\rho = 55$ (kg/m³)近傍に極小値をもつ。それより密度が減少しても増加しても λ_e は増加する。 $\rho = 55$ (kg/m³)より小の場合は輻射の増加に、

* 三菱油化KKよりのデータ

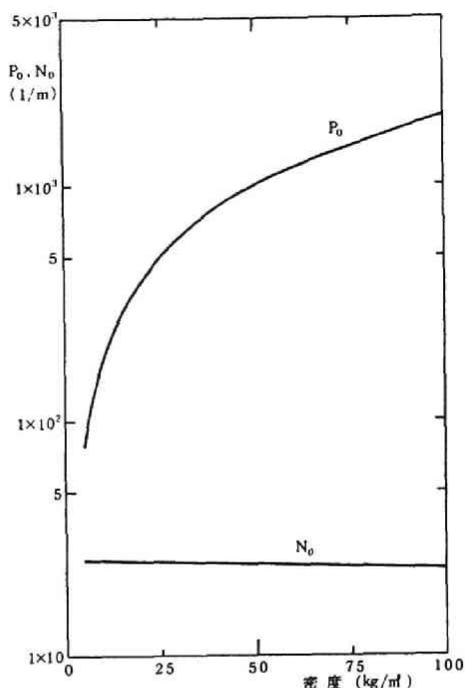


図 4-5 輻射定数 P, N の密度による変化

ρ がより大なる場合の増加は伝導成分の増加によることは、 λ_e と λ との差をみると明らかである。 λ_e の変化傾向、オーダーは図 4-4 の測定値と比較的良好に一致しており、用いた定数に問題は残されてはいるが、§ 4-2 の理論により測定値を再現できることが分る。

図 4-7 から判断すると、密度 ρ が 50 (kg/m³) 以下では、輻射によるものが λ_e の 25~45% を占めており輻射熱移動を妥当な精度で予測する必要があると言える。

(3) 以上の計算における N_0, P_0 の値は文献 105 を参考としており、オーダーは妥当と考えられるが正確な値については分っていない。

よって、これらの値がどの程度結果に影響するかを調べる為 N_0, P_0 を変化させた場合の計算を行なった。結果を図 4-8~4-11 に示す。図 4-8 は、 $P_0 = 600$ と固定し、 N_0 を 25~200 と変化させた場合の λ_e を示す。 N_0 を増すと後方散乱が増加する為、輻射熱移動量は減少する。輻射の減衰は $M (= P + N)$ で決定されるが、密度 ρ が大きくなると P が N に比して圧倒的に大きくなる為 (図 4-5)、 N_0 の違いは効いてこない。

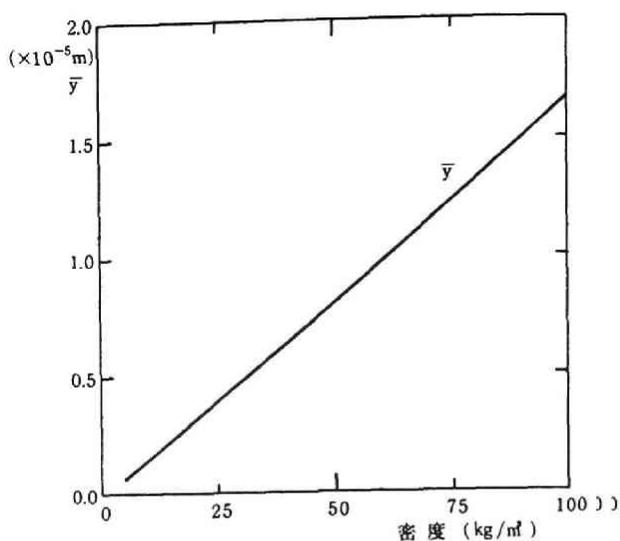


図 4-6 \bar{y} の密度による変化

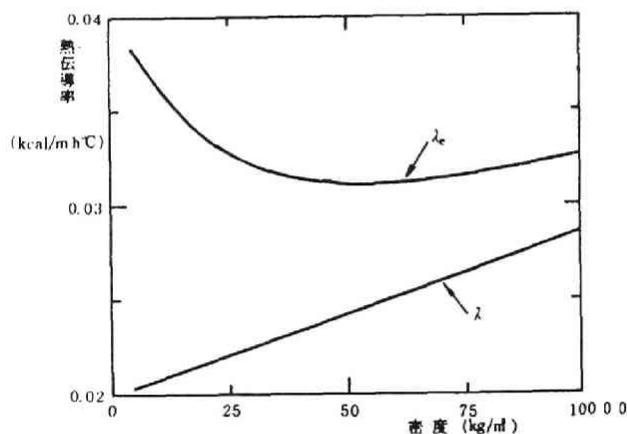


図 4-7 熱伝導率の密度による変化 (λ と λ_e)

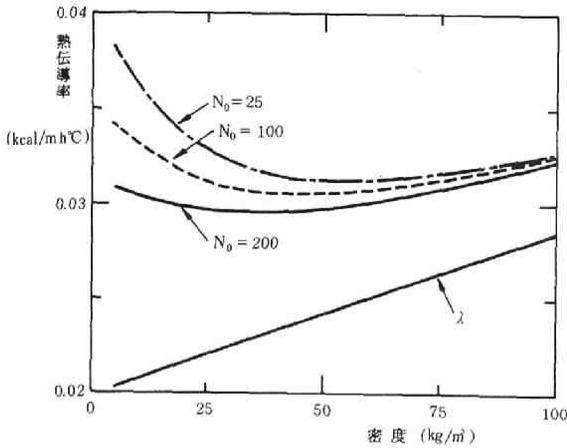


図 4-8 熱伝導率の密度による変化
(N_0 を変化させた場合)

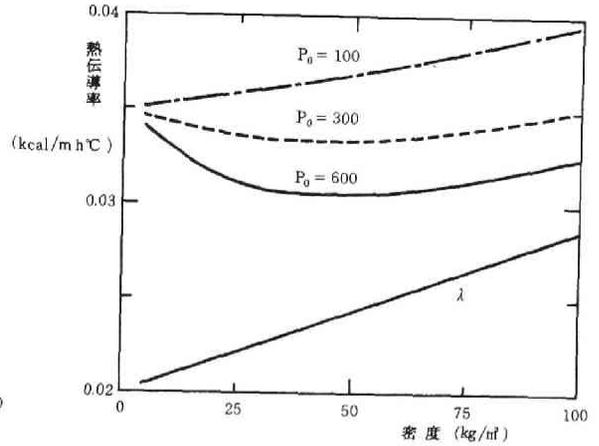


図 4-9 熱伝導率の密度による変化
(P_0 を変化させた場合)

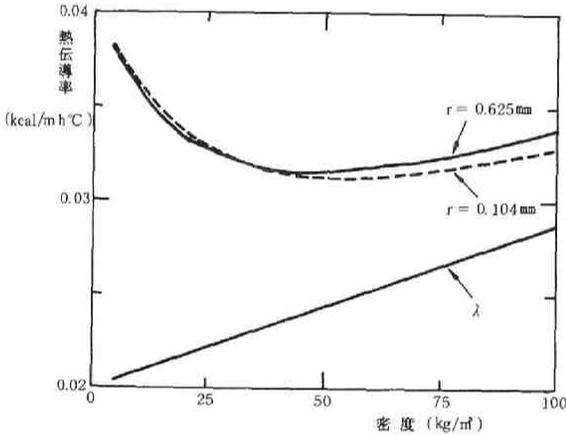


図 4-10 熱伝導率の密度による変化
(空隙半径 r を変化させた場合)

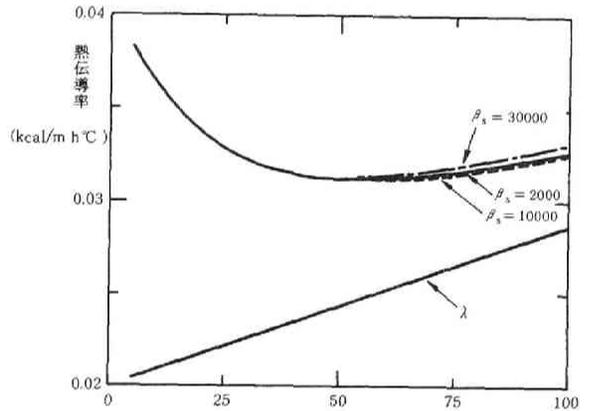


図 4-11 熱伝導率の密度による変化
(β_s を変化させた場合)

図 4-9 は、 $N_0 = 100$ と固定し、 $P_0 = 100 \sim 600$ と変化させた場合である。 P_0 を減じると、 λ_e は増加、すなわち輻射熱移動量が増加する。これは P が吸収係数であることから理解できる。

図 4-10 は、空隙の半径 r を 6 倍の 0.625 mm とした場合である。 0.104 mm の場合との差はあまり大きくない。 0.625 mm という相当大きい空隙と考えられるので半径 r の変化はこの程度の範囲ではほとんど影響しないと言える。

図 4-11 は、固体実質部の消散係数 β_s を変化させた場合の結果を示す。 β_s を 2000 、 30000 と変化させても、 λ_e はあまり変化しない。

結論として、 N_0 、 P_0 、 r 、 β_s をかなり変化させても λ_e は $0.03 \sim 0.04$ ($\text{kcal/m h } ^\circ\text{C}$) の範囲にあり図 4-4 の測定値のオーダーとなっている。従って、これらパラメータの不確定性は結果にあまり影響していず、本節での計算により図 4-4 が再現され得ると言えよう。

4-4 断熱材の熱伝導率に及ぼす水分及び輻射の影響

前節では、断熱材を対象として、輻射熱移動が熱伝導率に及ぼす影響を水分の無い場合について調べた。ところで、現在の防湿施工の程度を考えると、断熱材への水分流入は避け難く、水分を考慮して断熱材の性能を評価することも必要と思われる。従って、ここでは、材料が水分を含んだ場合、材料の熱伝導率がどのように変化するかを検討する。

グラスウールのように空隙の連続した断熱材が結露等により含水すると、密な材料に比して乾燥時の熱伝導率が小さい為、水分の影響は一層大きいものとなる。空隙が多く、一般に湿気伝導率の大きい事はこの影響を更に大とする。

本節では§4-3と同様に、定常熱伝導率測定を対象として水分及び輻射の影響を検討する。試料両表面の温度差は小さく、水分移動についても線形近似が可能とする。含水率変化による輻射定数の変化は考えない。輻射についてはS-S近似を用いる。

4-4-1 定式化

(1) 基礎方程式

§4-2の基礎式を線形近似する。定常においては以下のようにになる。

$$\text{水分収支式} \quad D_{\theta} \frac{d^2 \theta}{dx^2} + D_T \frac{d^2 T}{dx^2} = 0 \quad (4-38)$$

$$\text{熱収支式} \quad \lambda^* \frac{d^2 T}{dx^2} + R \cdot D_{\theta v} \frac{d^2 \theta}{dx^2} - \frac{dq^r}{dx} = 0 \quad (4-39)$$

輻射熱移動 (S-S近似)

$$q^r = F^+ - F^- \quad (4-40)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dF^+}{dx} = -MF^+ + NF^- + P\bar{\sigma}(4TT_m^3 - 3T_m^4) \\ -\frac{dF^-}{dx} = -MF^- + NF^+ + P\bar{\sigma}(4TT_m^3 - 3T_m^4) \end{array} \right. \quad (4-41)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{dF^-}{dx} = -MF^- + NF^+ + P\bar{\sigma}(4TT_m^3 - 3T_m^4) \end{array} \right. \quad (4-42)$$

(4-39)式における λ^* は

$$\lambda^* = \lambda + R \cdot D_{Tv} \quad (4-43)$$

であり、温度勾配による水蒸気移動に伴う熱移動をも考慮したものである (§3-3 参照)。

(2) 境界条件

水分については試料の両表面で断湿という条件である。

$$\text{水分} \quad -D_{\theta} \frac{d\theta}{dx} - D_T \frac{dT}{dx} = 0 \quad (x=0, \ell) \quad (4-44)$$

$$\text{温度} \quad \left\{ \begin{array}{l} T = T_0 \quad (x=0) \\ T = T_{\ell} \quad (x=\ell) \end{array} \right. \quad (4-45)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T = T_{\ell} \quad (x=\ell) \end{array} \right. \quad (4-46)$$

$$\text{輻射} \quad \left\{ \begin{array}{l} F^+ = \bar{\sigma} (4 T T_m^3 - 3 T_m^4) \varepsilon_0 + (1 - \varepsilon_0) F \quad (x=0) \\ F^- = \bar{\sigma} (4 T T_m^3 - 3 T_m^4) \varepsilon_\ell + (1 - \varepsilon_\ell) F^+ \quad (x=\ell) \end{array} \right. \quad (4-47)$$

$$(4-48)$$

(4-44)式は第2種の境界条件なので、水分については更に条件が必要となる。ここでは

$$\frac{1}{\ell} \int_0^\ell \theta dx = \theta_0 \quad (\text{一定}) \quad (4-49)$$

とする。

4-4-2 解

(4-38)式を積分すると

$$D_\theta \cdot \theta + D_T \cdot T = E_1 x + E_2 \quad (E_1, E_2 : \text{積分定数}) \quad (4-50)$$

境界条件(4-44)式を用いると $E_1 = 0$ となる。よって

$$\left\{ \begin{array}{l} D_\theta \cdot \theta + D_T \cdot T = E_2 \\ D_\theta \frac{d\theta}{dx} + D_T \frac{dT}{dx} = 0 \end{array} \right. \quad (4-51)$$

$$(4-52)$$

(4-39)式を積分すると

$$\lambda^* \frac{dT}{dx} + R \cdot D_{\theta v} \frac{d\theta}{dx} - q^r + C_1 = 0$$

これに(4-40)(4-52)式を代入すると

$$\begin{aligned} \lambda^* \frac{dT}{dx} - R \cdot D_{\theta v} \frac{D_T}{D_\theta} \frac{dT}{dx} - (F^+ - F^-) + C_1 &= 0 \\ \therefore (\lambda^* - R \cdot D_{\theta v} \frac{D_T}{D_\theta}) \frac{dT}{dx} - (F^+ - F^-) + C_1 &= 0 \end{aligned}$$

ここで

$$\lambda'_0 = \lambda^* - R \cdot D_{\theta v} \frac{D_T}{D_\theta} = (\lambda + R \cdot D_{Tv}) - R \cdot D_{\theta v} \frac{D_T}{D_\theta} \quad (4-53)$$

とおくと(第3章(3-28)式参照)

$$\lambda'_0 \frac{dT}{dx} - (F^+ - F^-) + C_1 = 0 \quad (4-54)$$

4-4-3 熱伝導率に及ぼす水分の影響

(1) (4-54)式は、水分が無い場合の(4-15)式(を積分したもの)において、 λ を λ'_0 に置き換えたも

のになっている。つまり、微小な温度差を与えた定常熱伝導率測定においては、 λ'_0 を用いることにより水分の影響を熱伝導に組み込むことができる。よって、輻射とは独立に水分移動の影響を考慮する事が可能となる。ここで、 λ'_0 は、輻射熱移動が無い場合の定常熱伝導率測定法により与えられる熱伝導率である (§3-4-2)。3章で示した様に、材料によっては λ'_0 が伝導のみによる値 λ とかなり異なる場合がある。

(2) 水分の影響の定量的な検討

通常材料に対しては

$$\lambda \leq \lambda'_0 = \lambda + R \cdot D_{T_v} - R \cdot D_{\theta_v} \frac{D_T}{D_\theta} \leq \lambda + R \cdot D_{T_v} \quad (4-55)$$

となる。従って、次式

$$\lambda'_0 = \lambda + R \cdot D_{T_v} \cdot \bar{a} \quad (0 \leq \bar{a} \leq 1) \quad (4-56)$$

により \bar{a} をパラメータとして λ'_0 の値を、よって水分の影響を評価することができる。 \bar{a} が大きい程、水分の影響は大きい。

D_{T_v} は、材料の湿気伝導率から推定される (§3-2 参照)。例としてグラスウールを考える。湿気伝導率を 0.83×10^{-4} (kg/m h mm Hg) とすると、¹⁴¹⁾ 20°C においては

$$D_{T_v} \doteq 0.91 \times 10^{-4} \text{ (kg/m h } ^\circ\text{C)}$$

従って

$$R \cdot D_{T_v} = 0.053 \text{ (kcal/m h } ^\circ\text{C)}$$

となる。つまり、20°Cのグラスウールにおいては

$$\lambda'_0 = \lambda + 0.053 \bar{a} \quad (4-57)$$

と近似される。 λ が0.03~0.05程度であることを考えると、水分の影響は相当大きいと言える。

乾燥時 ($\bar{a}=0$) 及び湿潤時 ($\bar{a}=1$) の材料全体としての熱伝導率 λ 。(伝導+輻射+水分)を図4-12に示す。§4-3の計算における λ を(4-57)式の λ'_0 でおきかえた場合である。 λ (乾燥時)及び輻射による成分の値としては図4-7の値を用いた。

図4-12の湿潤時の λ は、§3-4(図3-3)の水分移動による影響を含んだ熱伝導率 λ^* に輻射成分を加えたものに対応する。図4-12によると、水分移動により等価熱伝導率 λ は乾燥時の3倍近くまで増加しており、全体に占める水分移動の影響の割合は輻射よりはるかに大きい。断熱材のように熱伝導率の小さい材料における水分の重要性は明らかである。

Jespersen³⁸⁾によるグラスウールに対する測定結果を図4-13に示す。下面を加熱した定常法により熱伝導率の含水率による変化を調べたものである。これをみると含水率が0より少し大きくなると熱伝導率は急激に0.025 (kcal/mh°C)程度増加し、その後は含水率の増加に伴い緩やかに増加している。グラス

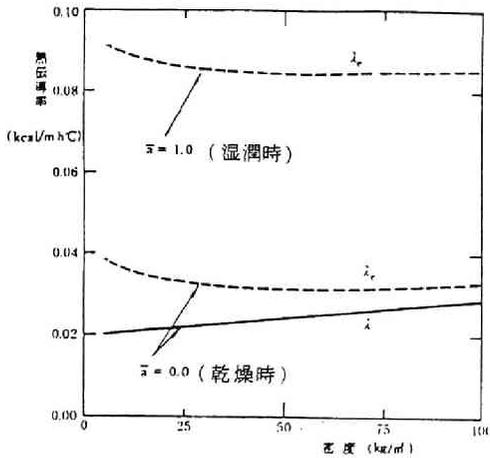


図 4-12 湿潤時の熱伝導率と密度との関係

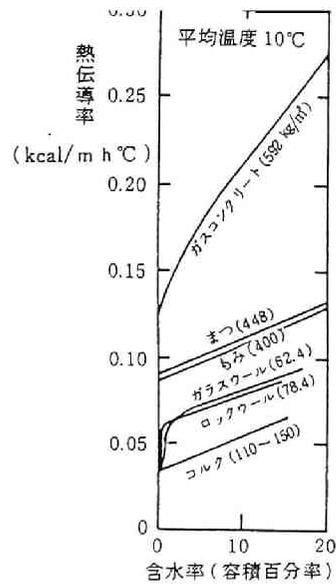


図 4-13 断熱材の熱伝導率の含水率による変化³⁶⁾

ウールのように吸放湿性の小さい材料においては、大部分の含水率範囲において、 RD_{T_v} (従って λ^* も) はほぼ一定であり、その値は前述のごとく 0.03-0.05 程度の値をとると考えられる。従って、図 4-13 における、含水率 0 近傍での熱伝導率の急激な増加は水蒸気移動 (RD_{T_v}) によるものであり、その後の漸増は含水率の増加に伴う水膜・実質部を通しての伝導の増加と言える。水分移動による熱伝導率の増加は、極めて大きい。

(3) (4-57)式におけるパラメータ $\bar{\alpha}$ の値は、 D_θ 、 D_T 等、材料の水分移動係数により定まるものである。§ 3-4-2 で述べた如く、温度勾配によっては水蒸気で流れ、含水率勾配による逆向きの水分流は液状水の形で起きるときに $\bar{\alpha} = 1$ となり、両方向の流れとも蒸気のみ、或いは液のみで起こるときに $\bar{\alpha} = 0$ となる。

天井面や壁面にグラスウールを貼付した場合を考えると、冬期結露の条件下にあれば、室内側から流入した水蒸気はグラスウールの低温側で凝縮する。この液水は垂直壁であれば落下し、天井面であればたれ落ち再び蒸発する。この過程は§ 4-4-1 の基礎式で表わされる系とは多少異なるが、熱的には同じ作用を及ぼす。つまり(4-57)式があてはまる状況であり、かつ $\bar{\alpha}$ は 1 に近いと考えられる。よって、水分による影響が非常に大となり、断熱材としての性能は非常に低下することになる。

(4) 独立気泡からなる断熱材は一般に湿気伝導率が小さく、水分の影響は連続気泡の断熱材に比して小さいと考えられる。但し、何らかの原因で吸水したり長期間にわたる透湿により一たび気泡中に水分が溜まると、上述の水分移動が独立気泡中においても起こり、熱伝導率の大きく増加する可能性が生じる。

4-5 周期的熱伝導率測定法における輻射熱移動の影響

4-5-1 目的

ここでは、第 3 章で扱った周期的測定法を空隙の多い材料に適用する場合に、輻射熱移動がどのような影響を及ぼすかを調べ、測定における問題点について考察する。周期法を取り上げるのは、この測定法が湿り材料の熱伝導率の測定に対して最も信頼がおけると考えられる為である。

輻射熱移動に対しては、散乱の取扱い方の異なる S-S 近似及び輻射の輸送方程式を用いた場合の解析を、それぞれ § 4-5-2 と § 4-5-3 で行なう。具体的に得られる解より散乱形態の違いの影響、輻射熱移動が周期的測定法に及ぼす影響についての検討を行なう。又、輻射熱移動を等価な伝導として扱う Rosseland 近似の有効性についても考察する。§ 4-5-6 では、これらの結果を数値例で検討する。

これらの解析では、水分は考慮しない。測定に及ぼす輻射熱移動の影響の大略は、乾燥時のみを考えても十分把握できると考えられること、輻射定数の変化を除くと、水分の影響は、第 3 章で明らかにしたように、熱伝導率 λ を λ^* に置きかえることにより近似的に把握されることによる。又、輻射熱移動については線形近似をする。§ 4-3, 4-4 で行なったように、湿り材料の熱伝導率測定は、一般に十分小さな温度差の下で行なわれるので、この近似は十分な精度で成立する。

4-5-2 Schuster-Schwarzschild 近似による解析

ここでは、§ 4-3, 4-4 で用いた S-S 近似により周期的測定法に対する解析を行なう。S-S 近似では輻射熱流束は前方及び後方のみとして扱う。

考える系は、半無限試料の表面 $x=0$ に周期的温度変動が与えられた場合である。熱伝導率としては乾燥時の λ を用いるが、 λ を λ^* におきかえることによって水分の影響が近似的に把握し得るものと考えられる。

(1) 基礎式

§ 4-2 より

$$\text{熱収支} \quad c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} (F^+ - F^-) \quad (4-58)$$

$$\text{輻射熱移動} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial F^+}{\partial x} = -MF^+ + NF^- + 4P\bar{\sigma} T_m^3 T \\ \frac{\partial F^-}{\partial x} = -MF^- + NF^+ + 4P\bar{\sigma} T_m^3 T \end{array} \right. \quad (4-59)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial F^-}{\partial x} = -MF^- + NF^+ + 4P\bar{\sigma} T_m^3 T \\ \frac{\partial F^+}{\partial x} = -MF^+ + NF^- + 4P\bar{\sigma} T_m^3 T \end{array} \right. \quad (4-60)$$

ここで、輻射熱移動に対しては平均温度による成分は差し引き、変動分のみ考えている。従って、(4-59)(4-60)式には T^4 の線形化による T_m^4 の項は現われない。¹⁴³⁾

境界条件は

$$\left\{ \begin{array}{l} F^+(0, t) = 4\bar{\sigma}\epsilon_0 T_m^3 T + (1-\epsilon_0) F^- \quad (x=0) \\ T = e^{i\omega t} \quad (x=0) \\ F^- = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \\ T = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \end{array} \right. \quad (4-61)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T = e^{i\omega t} \quad (x=0) \\ F^- = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \\ T = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \end{array} \right. \quad (4-62)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} F^- = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \\ T = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \end{array} \right. \quad (4-63)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \end{array} \right. \quad (4-64)$$

となる。ここで ω は入力温度波の角速度である。

(2) 解

(4-58)~(4-60)式は線形微分方程式なので周知の解法により解が得られる。すなわち、時間に関しては

$$F^+(x, t) = F^+(x) e^{i\omega t} \quad (4-65)$$

等の周期解を仮定し基礎式を変形した後、 x に関する Laplace 変換を行ない解を求める。結果は以下の様になる。

$$\left\{ \begin{array}{l} F^+(x, t) = (F_1^+ e^{-\alpha_1 x} + F_2^+ e^{-\alpha_2 x}) e^{i\omega t} \\ F^-(x, t) = (F_1^- e^{-\alpha_1 x} + F_2^- e^{-\alpha_2 x}) e^{i\omega t} \\ T(x, t) = (T_1 e^{-\alpha_1 x} + T_2 e^{-\alpha_2 x}) e^{i\omega t} \end{array} \right. \quad (4-66)$$

ここで

$$\left\{ \begin{array}{l} F_1^+ = \frac{4P\bar{\sigma}T_m^3 T_1(-\alpha_1 - M - N)}{\alpha_1^2 - M^2 + N^2}, \quad F_2^+ = \frac{4P\bar{\sigma}T_m^3 T_2(-\alpha_2 - M - N)}{\alpha_2^2 - M^2 + N^2} \\ F_1^- = \frac{4P\bar{\sigma}T_m^3 T_1(\alpha_1 - M - N)}{\alpha_1^2 - M^2 + N^2}, \quad F_2^- = \frac{4P\bar{\sigma}T_m^3 T_2(\alpha_2 - M - N)}{\alpha_2^2 - M^2 + N^2} \end{array} \right. \quad (4-67)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_1 = \frac{\frac{\varepsilon_0}{P}(\alpha_1^2 - M^2 + N^2)(\alpha_2^2 - M^2 + N^2) - [-2\alpha_2 + \varepsilon_0(\alpha_2 - M - N)](\alpha_1^2 - M^2 + N^2)}{[-2\alpha_1 + \varepsilon_0(\alpha_1 - M - N)](\alpha_2^2 - M^2 + N^2) - [-2\alpha_2 + \varepsilon_0(\alpha_2 - M - N)](\alpha_1^2 - M^2 + N^2)} \\ T_2 = 1 - T_1 \end{array} \right. \quad (4-68)$$

又、 α_1, α_2 は s についての 4 次方程式

$$-\lambda s^4 + s^2 [\lambda(M^2 - N^2) + 8P\bar{\sigma}T_m^3 + i\omega c\rho] - (M^2 - N^2)i\omega c\rho = 0 \quad (4-70)$$

の根であり、

$$\alpha_1, \alpha_2 = \left\{ \frac{1}{2\lambda} [\lambda(M^2 - N^2) + 8P\bar{\sigma}T_m^3 + i\omega c\rho + \sqrt{[\lambda(M^2 - N^2) + 8P\bar{\sigma}T_m^3 + i\omega c\rho]^2 - 4\lambda(M^2 - N^2)i\omega c\rho}] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4-71)$$

(3) 熱流

(4-66)式を用いると、伝導熱流 q^c 、輻射熱流 q^r は次式となる。

$$\begin{cases} q^t = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda (T_1 \alpha_1 e^{-\alpha_1 x} + T_2 \alpha_2 e^{-\alpha_2 x}) e^{i\omega t} & (4-72) \\ q^t = F^+ - F^- = (F_1^+ e^{-\alpha_1 x} + F_2^+ e^{-\alpha_2 x}) e^{i\omega t} - (F_1^- e^{-\alpha_1 x} + F_2^- e^{-\alpha_2 x}) e^{i\omega t} \end{cases}$$

$$= 4P\sigma T_m^3 \left[\frac{-2\alpha_1 T_1}{\alpha_1^2 - M^2 + N^2} e^{-\alpha_1 x} + \frac{-2\alpha_2 T_2}{\alpha_2^2 - M^2 + N^2} e^{-\alpha_2 x} \right] e^{i\omega t} \quad (4-73)$$

(4-73)式から、 q^r は α_1, T_1 等に含まれる T_m の影響を除くと、 T_m^3 に比例することが分る。

4-5-3 等方散乱の場合の解析¹⁴³⁾

(1) 概要

§4-5-2では、S-S近似を用いた場合の解析を行なった。実際の材料においては、輻射は前方と後方ばかりでなく各方向へ散乱する。ここでは、この影響を§4-2の輻射の輸送方程式に基づいて検討する。これは、S-S近似の有効性の検討ともなる。

一般的な系の解析は非常に困難なので、以下の簡易化の下に解析解を求める。

- i) 取扱う系は一次元で、等方散乱をする多孔質材料
- ii) 媒質の輻射特性は周波数に依存しない(Gray Medium)
- iii) 境界面はopaque, すなわち、吸収・反射はするが透過しないとする。又、拡散輻射・拡散反射をする。但し、最終的には黒体に対する場合のみを解く。

i)の等方散乱という仮定は、一般の材料においては近似的にしか成立しないが、ここでは、前方・後方以外への散乱が存在することによる影響を調べることが主目的であるから構わない。S-S近似では前方・後方への散乱割合を変化させ得るので、等方散乱でないことの影響はS-S近似で判定できよう。ii)の仮定はしばしば用いられているが、⁹²⁾今後検討が必要であろう。

扱う系は、§4-5-2と同じ半無限材料の表面に周期入力がある場合である。

(2) 基礎式

水分が無い場合の熱収支の式は(4-2)式より⁸⁸⁾

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\partial q_x^r}{\partial x} \quad (4-74)$$

ここで、右辺第2項の輻射熱流は次式により与えられる。

$$\frac{\partial q_x^r}{\partial \tau} = (1-\bar{\omega})(4n^2\sigma T^4 - G) \quad (4-75)$$

$$G(\tau, t) = 2\pi \int_{-1}^1 I(\tau, \mu, t) d\mu \quad (4-76)$$

(4-75)式においては、座標 x を光学距離 $\tau = \beta x$ に変換している。ここで

$$\bar{\omega} = \text{散乱のアルベド}, \quad n = \text{空気の屈折率}, \quad \beta = \text{消散係数 (1/m)}$$

(4-76)式の輻射強度 $I(\tau, \mu, t)$ は(4-6)式のTransfer-Equationにより与えられる。

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu, t)}{\partial \tau} + I(\tau, \mu, t) = (1 - \bar{\omega}) I_b + \frac{\bar{\omega}}{2} \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') I(\tau, \mu', t) d\mu' \quad (4-77)$$

この式においても、 x から τ への変換を行っており、又

$$\bar{\omega} = \frac{\sigma}{\kappa + \sigma} \quad (4-78)$$

なる関係を用いている。但し

I_b = 黒体の輻射強度 (kcal/m² h str), σ = 散乱係数 (1/m), κ = 真の吸収係数 (1/m)

$\frac{\partial q_x^r}{\partial x}$ を (4-75) 式により $G(\tau)$ で表示するのは、以後の解法の都合上である。(4-5) 式

$$q_x^r = 2\pi \int_{-1}^1 I(x, \mu) \mu d\mu \quad (4-79)$$

から (4-75)(4-76) 式への変形は以下の様にする。すなわち、Transfer-Equation (4-77) 式の両辺を全立体角につき積分すると、左辺第 1 項が $\frac{\partial q_x^r}{\partial \tau}$ に、第 2 項は $G(\tau)$ に、右辺第 1 項は $(1 - \bar{\omega}) 4 n^2 \sigma T^4$ に、第 2 項は $\int P d\Omega = 4\pi$ を利用して $\bar{\omega} G$ になる。

境界条件は、半無限材料への周期入力を考えるので

$$\left\{ \begin{array}{l} T(0, t) = T_m + I_0 e^{i\omega t} \\ T(\infty, t) = \text{有限} \end{array} \right. \quad (4-80)$$

$$(4-81)$$

又、境界面は opaque で、拡散輻射・拡散反射なので

$$\left\{ \begin{array}{l} I^+(0, \mu) = \varepsilon_0 I_b [T(0)] + 2(1 - \varepsilon_0) \int_0^1 I^-(0, -\mu') \mu' d\mu' \quad (\mu > 0) \\ I^-(\infty, \mu) = \text{有限} \end{array} \right. \quad (4-82)$$

$$(4-83)$$

ここで、 I^+ , I^- はそれぞれ $\mu > 0$, $\mu < 0$ 方向の輻射強度である。

(3) 無次元化⁸⁸⁾と線形化

次の無次元量を導入する。

$$\left\{ \begin{array}{l} \xi = \frac{\lambda}{c\rho} \beta^2 t \quad (\text{無次元時間}), \quad T(\tau, \xi) = \frac{T}{T_m} \quad (\text{無次元温度}) \\ Q^r = \frac{q^r}{4 n^2 \sigma T_m^4} \quad (\text{無次元正味輻射熱流束}), \\ \bar{N} = \frac{\lambda \beta}{4 n^2 \sigma T_m^3} \quad (\text{conduction to radiation パラメータ}) \\ G^*(\tau, \xi) = \frac{G}{4 n^2 \sigma T_m^4} \quad (\text{無次元 incident radiation}) \\ \psi(\tau, \mu, \xi) = \frac{I(\tau, \mu, \xi)}{\frac{n^2 \sigma T_m^4}{\pi}} \quad (\text{無次元輻射強度}) \end{array} \right. \quad (4-84)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega' = \omega \frac{c\rho}{\lambda\beta^2} \quad (\text{無次元角速度}) \end{array} \right.$$

ここで、 \bar{N} は輻射に対する伝導の相対的重要性を表わすパラメータである。⁸⁸⁾ \bar{N} の大きな値は伝導が支配的な場合であり、小さな値は輻射が支配的な場合である。(4-84)式の無次元量を導入すると基礎式及び境界条件は次の様になる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T(\tau, \xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 T(\tau, \xi)}{\partial \tau^2} - \frac{1}{\bar{N}} \frac{\partial Q^r(\tau, \xi)}{\partial \tau} \end{array} \right. \quad (4-85)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial Q^r(\tau, \xi)}{\partial \tau} = (1 - \bar{\omega}) [T^4(\tau, \xi) - G^*(\tau, \xi)] \end{array} \right. \quad (4-86)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} G^*(\tau, \xi) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \psi(\tau, \mu, \xi) d\mu \end{array} \right. \quad (4-87)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu \frac{\partial \psi(\tau, \mu, \xi)}{\partial \tau} + \psi(\tau, \mu, \xi) = (1 - \bar{\omega}) T^4(\tau, \xi) + \frac{\bar{\omega}}{2} \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') \psi(\tau, \mu', \xi) d\mu' \end{array} \right. \quad (4-88)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T(0, \xi) = 1 + I_0' e^{i\omega'\xi} \quad (\text{但し } I_0' = \frac{I_0}{T_m}) \end{array} \right. \quad (4-89)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T(\infty, \xi) = \text{有限} \end{array} \right. \quad (4-90)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi^+(0, \mu, \xi) = \varepsilon_0 T^4(0, \xi) + 2(1 - \varepsilon_0) \int_0^1 \psi^-(0, -\mu', \xi) \mu' d\mu' \quad (\mu > 0) \end{array} \right. \quad (4-91)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi^-(\infty, \mu, \xi) = \text{有限} \end{array} \right. \quad (4-92)$$

T^4 の項を線形化し、平均温度に応ずる項を除き整理すると以下となる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T(\tau, \xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 T(\tau, \xi)}{\partial \tau^2} - \frac{1 - \bar{\omega}}{\bar{N}} [4T(\tau, \xi) - G^*(\tau, \xi)] \end{array} \right. \quad (4-93)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} G^*(\tau, \xi) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \psi(\tau, \mu, \xi) d\mu \end{array} \right. \quad (4-94)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu \frac{\partial \psi(\tau, \mu, \xi)}{\partial \tau} + \psi(\tau, \mu, \xi) = 4(1 - \bar{\omega}) \cdot T(\tau, \xi) + \frac{\bar{\omega}}{2} \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') \psi(\tau, \mu', \xi) d\mu' \end{array} \right. \quad (4-95)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T(0, \xi) = I_0' e^{i\omega'\xi} \end{array} \right. \quad (4-96)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T(\infty, \xi) = \text{有限} \end{array} \right. \quad (4-97)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi^+(0, \mu, \xi) = 4\varepsilon_0 e^{i\omega'\xi} + 2(1 - \varepsilon_0) \int_0^1 \psi^-(0, -\mu', \xi) \mu' d\mu' \end{array} \right. \quad (4-98)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi^-(\infty, \mu, \xi) = \text{有限} \end{array} \right. \quad (4-99)$$

以後、一般性は失なわれないので $I_0' = 1$ とする。

(4) 周期解

周期解

$$T(\tau, \xi) = \Theta(\tau) e^{i\omega'\xi}, \quad G^*(\tau, \xi) = \mathbf{G}^*(\tau) e^{i\omega'\xi}, \quad \psi(\tau, \mu, \xi) = \Psi(\tau, \mu) e^{i\omega'\xi} \quad (4-100)$$

を(4-93)~(4-99)式に代入整理し、以後再び

$$\theta \rightarrow T, \quad \mathbf{G}^* \rightarrow G, \quad \psi \rightarrow \psi$$

と書く。又、この段階で等方散乱、境界は完全黒体、すなわち

$$\begin{cases} P(\mu, \mu') = 1 & (4-101) \\ \epsilon_0 = 1 & (4-102) \end{cases}$$

とすると

$$\begin{cases} \frac{d^2 T(\tau)}{d\tau^2} - \frac{1-\bar{\omega}}{N} [4T(\tau) - G(\tau)] = (i\omega') T(\tau) & (4-103) \end{cases}$$

$$\begin{cases} G(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \psi(\tau, \mu) d\mu & (4-104) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \mu \frac{\partial \psi(\tau, \mu)}{\partial \tau} + \psi(\tau, \mu) = 4(1-\bar{\omega})T(\tau) + \frac{\bar{\omega}}{2} \int_{-1}^1 \psi(\tau, \mu) d\mu & (4-105) \end{cases}$$

$$\begin{cases} T(0) = 1 & (4-106) \end{cases}$$

$$\begin{cases} T(\infty) = \text{有限} & (4-107) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \psi^+(0, \mu) = 4 & (4-108) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \psi^-(\infty, \mu) = \text{有限} & (4-109) \end{cases}$$

(5) 入射輻射束Gについての積分方程式の導出⁸⁸⁾⁹⁰⁾

(4-105)式を形式的に解くと

$$\psi(\tau, \mu) = \int_0^\tau \frac{1}{\mu} S(\tau') e^{-\frac{\tau-\tau'}{\mu}} d\tau' + C e^{-\frac{\tau}{\mu}} \quad (4-110)$$

但し

$$S(\tau) = 4(1-\bar{\omega})T(\tau) + \frac{\bar{\omega}}{2} \int_{-1}^1 \psi(\tau, \mu') d\mu' \quad (4-111)$$

これに境界条件(4-108)(4-109)式を用いると

$$\begin{cases} \psi^+(\tau, \mu) = \int_0^\tau \frac{1}{\mu} S(\tau') e^{-\frac{\tau-\tau'}{\mu}} d\tau' + 4 e^{-\frac{\tau}{\mu}} & (\mu > 0) \\ \psi^-(\tau, \mu) = -\int_\tau^\infty \frac{1}{\mu} S(\tau') e^{-\frac{\tau-\tau'}{\mu}} d\tau' & (\mu < 0) \end{cases} \quad (4-112)$$

この解を(4-104)式に代入すると

$$\begin{aligned}
G(\tau) &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \psi(\tau, \mu) d\mu = \frac{1}{2} \int_0^1 \psi^+(\tau, \mu) d\mu + \frac{1}{2} \int_{-1}^0 \psi^-(\tau, \mu) d\mu \\
&= \frac{1}{2} \int_0^\infty S(\tau') \left[\int_0^1 \frac{1}{\mu} e^{-\frac{|\tau'-\tau|}{\mu}} d\mu \right] d\tau' + 2 \int_0^1 e^{-\frac{\tau}{\mu}} d\mu
\end{aligned} \tag{4-113}$$

これを、指数積分⁸⁸⁾

$$E_n(x) = \int_0^1 e^{-\frac{x}{\mu}} \mu^{n-2} d\mu \tag{4-114}$$

を用いて書くと、

$$G(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^\infty S(\tau') E_1(|\tau'-\tau|) d\tau' + 2 E_2(\tau) \tag{4-115}$$

これに(4-111)式を代入して

$$G(\tau) = \frac{1}{2} (1-\bar{\omega}) \int_0^\infty 4T(\tau') E_1(|\tau'-\tau|) d\tau' + \frac{1}{2} \bar{\omega} \int_0^\infty G(\tau') E_1(|\tau'-\tau|) d\tau' + 2 E_2(\tau) \tag{4-116}$$

以上より、基礎式を再掲すると

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d^2 T(\tau)}{d\tau^2} - \frac{1-\bar{\omega}}{N} [4T(\tau) - G(\tau)] &= i\omega' \cdot T(\tau) \end{aligned} \right. \tag{4-117}$$

$$\left\{ \begin{aligned} G(\tau) &= \frac{1}{2} \int_0^\infty [4(1-\bar{\omega})T(\tau') + \bar{\omega}G(\tau')] E_1(|\tau'-\tau|) d\tau' + 2 E_2(\tau) \end{aligned} \right. \tag{4-118}$$

$$\left\{ \begin{aligned} T(0) &= 1 \end{aligned} \right. \tag{4-119}$$

$$\left\{ \begin{aligned} T(\infty) &= \text{有限} \end{aligned} \right. \tag{4-120}$$

(6) $E_n(x)$ の指数近似による微分方程式への変換⁸⁸⁾

(4-118)式は積分方程式であり、このままの形では解けない。よって、指数積分 $E_n(x)$ を次の様に指数関数 1 項で近似し¹⁴⁴⁾ 常微分方程式に変換する。

$$E_1(x) \approx \bar{\alpha}_1 e^{-\bar{\beta}_1 x}, \quad E_2(x) \approx \bar{\alpha}_2 e^{-\bar{\beta}_2 x} \tag{4-121}$$

これを(4-118)式に代入すると

$$\begin{aligned}
G(\tau) &= \frac{1}{2} e^{-\bar{\beta}_1 \tau} \int_0^\tau [4(1-\bar{\omega})T(\tau') + \bar{\omega}G(\tau')] \bar{\alpha}_1 e^{\bar{\beta}_1 \tau'} d\tau' \\
&\quad + \frac{1}{2} e^{\bar{\beta}_1 \tau} \int_\tau^\infty [4(1-\bar{\omega})T(\tau') + \bar{\omega}G(\tau')] \bar{\alpha}_1 e^{-\bar{\beta}_1 \tau'} d\tau' + 2 \bar{\alpha}_2 e^{-\bar{\beta}_2 \tau}
\end{aligned} \tag{4-122}$$

これを 2 階微分することにより、次の関係式を得る。

$$\frac{d^2 G(\tau)}{d\tau^2} = (\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{\omega}) G(\tau) - 4 \bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1 (1-\bar{\omega}) T(\tau) - 2 \bar{\alpha}_2 (\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_2^2) e^{-\bar{\beta}_2 \tau} \tag{4-123}$$

(4-117) 式を (4-123) 式に代入して $T(\tau)$ についての式をつくると ($\bar{\omega} \neq 1$ の場合)

$$\begin{aligned} \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} \frac{d^4 T(\tau)}{d\tau^4} - \left[4 + \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} (i\omega') + (\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{\omega}) \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} \right] \frac{d^2 T}{d\tau^2} \\ + \left[4(\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{\omega}) + (\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{\omega}) \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} (i\omega') - 4\bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1 (1-\bar{\omega}) \right] T = 2\bar{\alpha}_2 (\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_2^2) e^{-\bar{\beta}_2 \tau} \end{aligned} \quad (4-124)$$

これを (4-119)(4-120) 式の下に解けばよい。(4-122) 式も用いる)

(7) 解

(4-124) 式の解は

$$T(\tau) = A_1 e^{-\eta_1 \tau} + A_2 e^{-\eta_2 \tau} + A_3 e^{-\bar{\beta}_2 \tau} \quad (4-125)$$

ここで

$$\left\{ \begin{aligned} A_1 &= \frac{-A_3 D_3 + A_3 D_2 - D_2}{D_1 - D_2}, & A_2 &= \frac{D_1 - A_3 D_1 + A_3 D_3}{D_1 - D_2} \\ A_3 &= \frac{2\bar{\alpha}_2 (\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_2^2)}{a_1 (-\bar{\beta}_2 - \eta_1) (-\bar{\beta}_2 + \eta_1) (-\bar{\beta}_2 - \eta_2) (-\bar{\beta}_2 + \eta_2)} \end{aligned} \right. \quad (4-126)$$

$$\left\{ \begin{aligned} D_1 &= \frac{1}{-\eta_1 + \bar{\beta}_1} \left\{ 4(1-\bar{\omega}) + \bar{\omega} \left[4 - \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} (\eta_1^2 - i\omega') \right] \right\} \\ D_2 &= \frac{1}{-\eta_2 + \bar{\beta}_1} \left\{ 4(1-\bar{\omega}) + \bar{\omega} \left[4 - \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} (\eta_2^2 - i\omega') \right] \right\} \\ D_3 &= \frac{1}{-\bar{\beta}_2 + \bar{\beta}_1} \left\{ 4(1-\bar{\omega}) + \bar{\omega} \left[4 - \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} (\bar{\beta}_2^2 - i\omega') \right] \right\} \end{aligned} \right. \quad (4-127)$$

η_1, η_2 は次の特性方程式

$$a_1 \eta^4 - a_2 \eta^2 + a_3 = 0 \quad (4-128)$$

$$\left\{ \begin{aligned} a_1 &= \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}}, & a_2 &= 4 + \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} (i\omega') + (\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{\omega}) \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} \\ a_3 &= 4(\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{\omega}) + (\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{\omega}) \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} (i\omega') - 4\bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1 (1-\bar{\omega}) \end{aligned} \right. \quad (4-129)$$

の根である。

$$\eta = \begin{cases} \pm \eta_1 = \pm \sqrt{\frac{1}{2a_1} (a_2 + \sqrt{a_2^2 - 4a_1 a_3})} \\ \pm \eta_2 = \pm \sqrt{\frac{1}{2a_1} (a_2 - \sqrt{a_2^2 - 4a_1 a_3})} \end{cases} \quad (\text{Re}(\eta_1), \text{Re}(\eta_2) \geq 0) \quad (4-130)$$

(8) $\bar{\omega} = 1$ の場合 (射出の無い場合) の解

この場合、基礎式 (4-117)(4-119)(4-120)(4-123) 式は次式となる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 T}{d\tau^2} = i\omega' \cdot T \end{array} \right. \quad (4-131)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 G}{d\tau^2} = (\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1) G - 2\bar{\alpha}_2 (\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_2^2) e^{-\bar{\beta}_2 \tau} \end{array} \right. \quad (4-132)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T(0) = 1, \quad T(\infty) = \text{有限} \end{array} \right. \quad (4-133)$$

よって、 $T(\tau)$ は普通の熱伝導の解となり

$$T(\tau) = \exp \left[-\sqrt{\frac{\omega'}{2}} (1+i) \tau \right] \quad (4-134)$$

但し、輻射熱流は境界から発生するものが存在し、これが吸収・射出が無い為に減衰しないで材料中を伝わることになる。

(9) 熱流

無次元化された値を求める。伝導熱流 q^c は $4n^2 \bar{\sigma} T_m^4$ で割って

$$Q^c = \frac{q^c}{4n^2 \bar{\sigma} T_m^4} = -\frac{\lambda}{4n^2 \bar{\sigma} T_m^4} \frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{\lambda \beta}{4n^2 \bar{\sigma} T_m^3} \frac{\partial T}{\partial \tau} = -\bar{N} \frac{\partial T}{\partial \tau} \quad (4-135)$$

これに(4-125)式を代入して

$$Q^c = \bar{N} [A_1 \eta_1 e^{-\eta_1 \tau} + A_2 \eta_2 e^{-\eta_2 \tau} + A_3 \bar{\beta}_2 e^{-\bar{\beta}_2 \tau}] \quad (4-136)$$

輻射熱流 q^r は、

$$Q^r = \frac{q^r}{4n^2 \bar{\sigma} T_m^4} = \frac{1}{4n^2 \bar{\sigma} T_m^4} 2\pi \int_{-1}^1 \psi(\tau, \mu, \xi) \mu d\mu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \psi(\tau, \mu, \xi) \mu d\mu \quad (4-137)$$

これに(4-113)式を代入し整理すると

$$Q^r = \frac{1}{2} \int_{\tau}^{\infty} S(\tau') d\tau' \int_1^0 e^{-\frac{\tau-\tau'}{\mu}} d\mu + \frac{1}{2} \int_0^{\tau} S(\tau') d\tau' \int_0^1 e^{-\frac{\tau-\tau'}{\mu}} d\mu + 2 \int_0^1 \mu e^{-\frac{\tau}{\mu}} d\mu \quad (4-138)$$

つまり

$$Q^r = -\frac{1}{2} \int_{\tau}^{\infty} S(\tau') E_2(\tau'-\tau) d\tau' + \frac{1}{2} \int_0^{\tau} S(\tau') E_2(\tau-\tau') d\tau' + 2E_3(\tau) \quad (4-139)$$

(4-111)式を $S(\tau)$ に対して代入し、(4-125)(4-117)式及び次の近似

$$E_2(x) \simeq \bar{\alpha}_2 e^{-\bar{\beta}_2 x} = \frac{3}{4} e^{-\frac{3}{2}x}, \quad E_3(x) \simeq \bar{\alpha}_3 e^{-\bar{\beta}_3 x} = \frac{1}{2} e^{-\frac{3}{2}x} \quad (4-140)$$

を用いて整理すると

$$Q^r = \frac{\bar{\alpha}_2}{2} F_1 \left(\frac{1}{-\eta_1 - \bar{\beta}_2} + \frac{1}{-\eta_1 + \bar{\beta}_2} \right) e^{-\eta_1 \tau} + \frac{\bar{\alpha}_2}{2} F_2 \left(\frac{1}{-\eta_2 - \bar{\beta}_2} + \frac{1}{-\eta_2 + \bar{\beta}_2} \right) e^{-\eta_2 \tau} \\ + \frac{\bar{\alpha}_2}{2} \left(\frac{F_3}{-2\bar{\beta}_2} + F_3 \tau - \frac{F_1}{-\eta_1 + \bar{\beta}_2} - \frac{F_2}{-\eta_2 + \bar{\beta}_2} \right) e^{-\bar{\beta}_2 \tau} + 2\bar{\alpha}_3 e^{-\bar{\beta}_3 \tau} \quad (4-141)$$

ここで

$$F_1 = A_1 [4(1-\bar{\omega}) + \bar{\omega} D_4], \quad F_2 = A_2 [4(1-\bar{\omega}) + \bar{\omega} D_5], \quad F_3 = A_3 [4(1-\bar{\omega}) + \bar{\omega} D_6] \quad (4-142)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} D_4 = 4 - \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} (\eta_1^2 - i\omega'), \quad D_5 = 4 - \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} (\eta_2^2 - i\omega') \\ D_6 = 4 - \frac{\bar{N}}{1-\bar{\omega}} (\bar{\beta}_2^2 - i\omega') \end{array} \right. \quad (4-143)$$

4-5-4 等価熱伝導率近似

§4-5-2, §4-5-3 では輻射と伝導とを分けて扱ったが、輻射を等価な熱伝導に置きかえる方法がある。⁸⁶⁾⁸⁸⁾

この近似が今考えている系において十分な精度をもつものであれば取扱いは著しく簡易化され実用的には非常に便利である。ここでは、この近似の代表的なものとして Rosseland 近似を取り上げる。Rosseland 近似の導出は文献 88 に詳しい。光学厚さが十分厚い場合に良く合うとされており、建築材料の場合には一致の良いことが期待される。ただ、境界の影響の大きい領域については一般に一致は良くない。ここで考えている、表面に周期的な温度変動を与える場合、温度変動は表面の近くのみが大きいから、この近似がどの程度まで妥当かはそれ程明らかではないと思われる。妥当性の検討は §4-5-6 の数値例で行なう。

(1) 輻射の等価熱伝導率 λ_r

輻射の等価熱伝導率 λ_r は次式で定義される。

$$q^r = -\lambda_r \frac{dT}{dx} \quad (4-144)$$

$$\lambda_r = \frac{16n^2\bar{\sigma}T^3}{3\beta_R} \quad (4-145)$$

ここで

$$\frac{1}{\beta_R} = \int_{\nu=0}^{\infty} \frac{1}{\beta_\nu} \frac{dI_{\nu b}(T)}{dI_b(T)} d\nu \quad (4-146)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nu = \text{振動数}, \quad \beta_\nu = \text{振動数 } \nu \text{ における消散係数 (1/m)} \\ I_{\nu b} = \frac{2\bar{h}\nu^3}{c_\ell^2 [\exp(\frac{\bar{h}\nu}{\bar{\sigma}T}) - 1]}, \quad I_b = \int_{\nu=0}^{\infty} I_{\nu b}(T) d\nu \\ c_\ell = \text{光速}, \quad \bar{h} = \text{Planck 定数}, \quad \bar{\sigma} = \text{Boltzmann 定数} \end{array} \right.$$

灰色体の場合には $\beta_\nu = \text{const.} = \beta$ であるから

$$\frac{1}{\beta_R} = \frac{1}{\beta} \int_{\nu=0}^{\infty} \frac{dI_{\nu b}(T)}{dI_b(T)} d\nu = \frac{1}{\beta} \frac{d}{dI_b(T)} \int_{\nu=0}^{\infty} I_{\nu b}(T) d\nu = \frac{1}{\beta} \quad (4-147)$$

$$\therefore \lambda_r = \frac{16n^2\bar{\sigma}T^3}{3\beta} \quad (4-148)$$

(2) 周期法に対する解

λ_r を用いた場合の熱収支の式は

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\lambda + \frac{16n^2\bar{\sigma}T^3}{3\beta} \right) \frac{\partial T}{\partial x} \right] \quad (4-149)$$

無次元化を行なうと

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\left(1 + \frac{4}{3\bar{N}} T^3 \right) \frac{\partial T}{\partial \tau} \right] \quad (4-150)$$

§4-5-2, 4-5-3 の解析に対応させて線形化を行ない、同じ周期入力の場合を考えると、温度・熱流は次式となる。

$$T(\tau, \xi) = \exp \left[-\sqrt{\frac{\omega'}{2\lambda'_e}} (1+i)\tau \right] e^{i\omega'\xi} = e^{-\eta'\tau} \cdot e^{i\omega'\xi} \quad (4-151)$$

$$q = -\left(\bar{N} + \frac{4}{3}\right) \frac{\partial T}{\partial \tau} = \left(\bar{N} + \frac{4}{3}\right) \eta' e^{-\eta'\tau} \cdot e^{i\omega'\xi} \quad (4-152)$$

ここで

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda'_e = 1 + \frac{4}{3\bar{N}} \\ \eta' = \sqrt{\frac{\omega'}{2\lambda'_e}} (1+i) \end{array} \right. \quad (4-153)$$

4-5-5 解の性質

§4-5-2, 4-5-3 で得られた S-S 近似及び等方散乱の場合の解を用いて、輻射熱移動の特性を調べる。まず、測定された物性値のオーダーに基づき、解の近似式を導く。

(1) オーダー判定に用いた数値

以下の数値を代表として用いる。¹⁰⁵⁾ S-S 近似に対しては

$$P = 24, \quad N = 2400, \quad M = 2424, \quad \lambda = 0.05, \quad c = 0.24, \quad \rho = 240,$$

$$T_m = 273.16 + 20, \quad \omega = 240\pi, \quad \epsilon_0 = 0.9, \quad \bar{\sigma} = 4.88 \times 10^{-8}$$

等方散乱に対しては実測例が無いので上の数値より推定して以下の値とした。⁸⁸⁾

$$\sigma = N = 2400, \quad \beta = \frac{1}{2}(M + \sigma) = 2412, \quad n = 1, \quad \bar{N} = \frac{\lambda\beta}{4n^2\bar{\sigma}T_m^3} = 25.6$$

$$\omega' = \omega \frac{c\rho}{\lambda\beta^2} = 0.0099, \quad \bar{\omega} = \frac{\sigma}{\beta} = 0.995, \quad \bar{\alpha}_1 = \bar{\beta}_1 = 2^{144}), \quad \bar{\alpha}_2 = \frac{3}{4}, \quad \bar{\beta}_2 = \frac{3}{2}$$

(2) S-S 近似の場合の近似解

(1)の数値のオーダーを考慮すると以下のように近似される。(4-69)(4-71)式は

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_1 = \alpha_1' + i\alpha_1'' \doteq \sqrt{2\lambda \left(1 - \frac{8P\bar{\sigma}T_m^3}{\omega c \rho}\right)} + i \sqrt{2\lambda \left(1 + \frac{8P\bar{\sigma}T_m^3}{\omega c \rho}\right)} \\ \alpha_2 \doteq \sqrt{M^2 - N^2} \left(1 + i \frac{4P\bar{\sigma}T_m^3}{\omega c \rho}\right) \end{array} \right. \quad (4-154)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_1 \doteq 1 - \frac{\varepsilon_0}{P} \frac{\alpha_2^2 - M^2 + N^2}{-2\alpha_2 + \varepsilon_0(\alpha_2 - M - N)} \doteq 1 + i \frac{4P\bar{\sigma}T_m^3}{\omega c \rho} \\ T_2 \doteq \frac{\varepsilon_0}{P} \frac{\alpha_2^2 - M^2 + N^2}{-2\alpha_2 + \varepsilon_0(\alpha_2 - M - N)} \doteq -i \frac{4P\bar{\sigma}T_m^3}{\omega c \rho} \end{array} \right. \quad (4-155)$$

従って、解(4-66)式は

$$z = \frac{4P\bar{\sigma}T_m^3}{\omega c \rho} \quad (4-156)$$

と書くと

$$T(x, t) = \left\{ (1+iz) \exp \left[-\sqrt{\frac{\omega c \rho}{2\lambda(1-2z)}} - i \sqrt{\frac{\omega c \rho}{2\lambda(1+2z)}} \right] x \right. \\ \left. - iz \cdot \exp \left[-\sqrt{M^2 - N^2}(1+iz)x \right] \right\} e^{i\omega t} \quad (4-157)$$

(3) 等方散乱の場合の近似解

(4-130)式は次と近似される。

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \eta_1' + i\eta_1'' \doteq \sqrt{2 \left[1 - \frac{4(1-\bar{\omega})}{N\omega'} \right]} + i \sqrt{2 \left[1 + \frac{4(1-\bar{\omega})}{N\omega'} \right]} \\ &= \frac{1}{\beta} \sqrt{2\lambda \left[1 - \frac{16n^2\bar{\sigma}\beta T_m^3(1-\bar{\omega})}{\omega c \rho} \right]} + i \frac{1}{\beta} \sqrt{2\lambda \left[1 - \frac{16n^2\bar{\sigma}\beta T_m^3(1-\bar{\omega})}{\omega c \rho} \right]} \end{aligned} \quad (4-158)$$

$$\eta_2 \doteq \sqrt{\beta_1^2 - \beta_1 \bar{\alpha}_1 \bar{\omega}}$$

よって

$$z' = \frac{8n^2\bar{\sigma}\beta T_m^3(1-\bar{\omega})}{\omega c \rho} \quad (4-159)$$

とおくと、解(4-125)式は、

$$T(x, t) = \left\{ A_1 \exp \left[-\sqrt{\frac{\omega c \rho}{2\lambda(1-2z')}} - i\sqrt{\frac{\omega c \rho}{2\lambda(1+2z')}} \right] x \right. \\ \left. + A_2 \exp \left[-\sqrt{\beta_1^2 - \bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{\omega}} \cdot \beta x \right] + A_3 e^{-\beta_2 \beta x} \right\} e^{i\omega t} \quad (4-160)$$

(4) 輻射熱移動の性質

i) α, η の値、及び伝導のみの場合の解が

$$T(x, t) = \exp \left[-\sqrt{\frac{\omega c \rho}{2\lambda}} (1+i)x \right] \cdot e^{i\omega t} \quad (4-161)$$

となることより判断すると、(4-157)(4-160)式の指数第1項は主に伝導を、第2, 3項は輻射成分を表わしていると考えられる。第2, 3項の指数はほぼ実数であり、各位置 x における位相が等しい。これは輻射熱移動に時間遅れの無いことを示している。

ii) z, z' が小さくなると(これは \bar{N} が大きくなることに対応)、指数第1項が支配的となり伝導のみの解に近づく。これは、 \bar{N} が大きくなると輻射に対する伝導の比率が大きくなることに対応している。

iii) z, z' が大なる場合、すなわち伝導に比して輻射熱移動が大きな材料においては、指数第1項に比して第2, 3項が大きくなる。従って、熱伝導率測定において、熱移動は伝導のみによると考えて測定値より熱伝導率を決定すると、真値 λ からの誤差は大きくなる。

iv) 輻射による熱伝導率への寄与は平均温度 T_m^3 に関係する(指数第1項の指数部)。しかし、(4-161)式と比較すると、単純に λ を増加させるという性質のものでないことが分る。従って、輻射熱移動が大きくなると、輻射を等価な熱伝導率に置換えることは基本的にはできない。

v) $n=1$, $\beta(1-\bar{\omega}) = \beta - \sigma = \frac{1}{2}(M-N) = \frac{1}{2}P$ を考慮すると、(4-156)式の z と(4-159)式の z' は一致する。従って、S-S近似と等方性散乱では解の形はよく似ている。又、指数第2項についても同じ近似を用いれば $\sqrt{M^2 - N^2} = 2\beta\sqrt{1-\bar{\omega}} = \sqrt{\beta_1^2 - \bar{\beta}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{\omega}} \cdot \beta$ となり一致する。従って、S-S近似でも散乱の影響はかなり把握し得るものと思われる。

vi) 輻射定数を前もって知っておく必要はあるが、§4-5-2, 4-5-3の結果を用いることにより、内部で輻射熱移動が生じる材料の熱伝導率を測定することが可能となる。

4-5-6 計算例

§4-5-2~§4-5-4での結果を具体的な計算例に適用し、輻射熱移動の大きさ・変化の様子、S-S近似と等方散乱との比較、等価熱伝導率(Rosseland近似)についての検討を行なう。用いる式は、S-S近似については(4-66)(4-72)(4-73)式、等方散乱については(4-125)(4-136)(4-141)式、Rosseland近似については(4-151)(4-152)式である。

(1) 計算に用いた定数

S-S 近似については、文献 105 より以下の値を用いた。

i) Fiber-glass A (200°F = 93.3°Cでの値)

$$N = 2400 (1/m), \quad P = 24 (1/m), \quad M = N + P = 2424 (1/m), \quad \lambda = 0.035 (\text{kcal/mh}^\circ\text{C})$$

$$\rho = 8.4 (\text{kg/m}^3), \quad c = 0.20 (\text{kcal/kg}^\circ\text{C})$$

ii) Styrofoam - 22 (112°F = 44.4°Cでの値)

$$N = 100 (1/m), \quad P = 300 (1/m), \quad M = 400 (1/m), \quad \lambda = 0.0326 (\text{kcal/mh}^\circ\text{C})$$

$$\rho = 30.24 (\text{kg/m}^3), \quad c = 0.20 (\text{kcal/kg}^\circ\text{C})$$

又、

$$\bar{\sigma} = 4.88 \times 10^{-8}, \quad T_m = 273.16 + 20 (\text{K}), \quad \omega = 240\pi (\text{rad/h}), \quad \epsilon_0 = 1.0$$

等方散乱については測定値が無いので上の値より次の様に推定した。⁸⁸⁾

i) Fiber-glass A

$$\sigma = N = 2400 (1/m), \quad \kappa = \frac{P}{2n^2} = 12 (1/m), \quad \beta = \frac{1}{2}(M + \sigma) = 2412 (1/m)$$

$$\bar{\omega} = \frac{\sigma}{\beta} = 0.99502, \quad \text{他の定数は S-S 近似と同じ}$$

ii) Styrofoam - 22

$$\sigma = N = 100 (1/m), \quad \kappa = \frac{P}{2n^2} = 150 (1/m), \quad \beta = \frac{1}{2}(M + \sigma) = 250 (1/m)$$

$$\bar{\omega} = \frac{\sigma}{\beta} = 0.4 \quad \text{他の定数は S-S 近似と同じ}$$

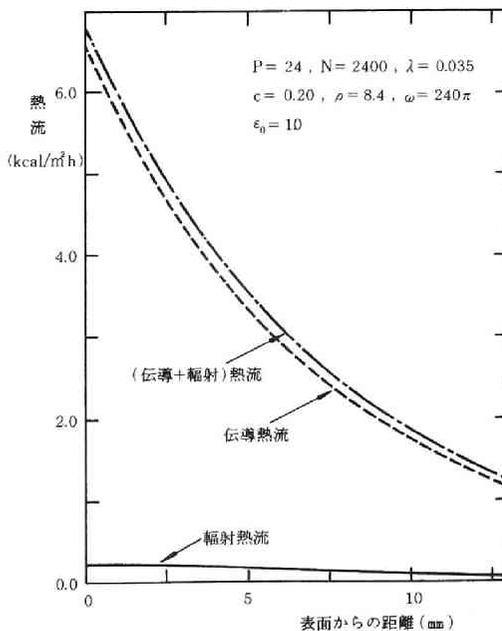


図 4-14 ファイバークラスにおける伝導及び輻射熱流 (S-S 近似)

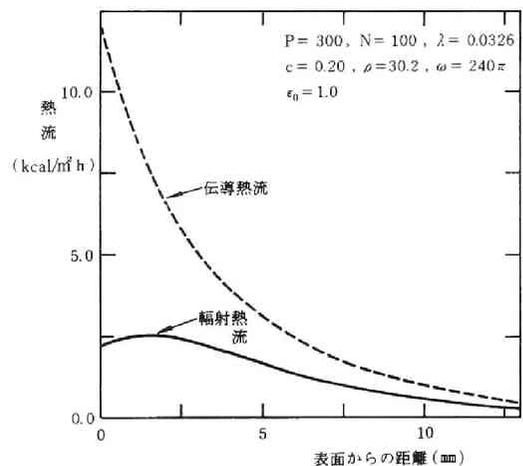


図 4-15 スタyroフォームにおける伝導及び輻射熱流 (S-S 近似)

(2) 計算結果

S-S近似を用いた場合の結果を図4-14から図4-17に示す。図4-14には、Fiber-glassにおける

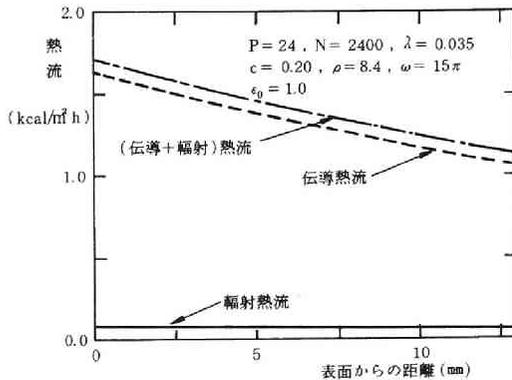


図4-16 ファイバークラスにおける伝導及び輻射熱流 (S-S近似)

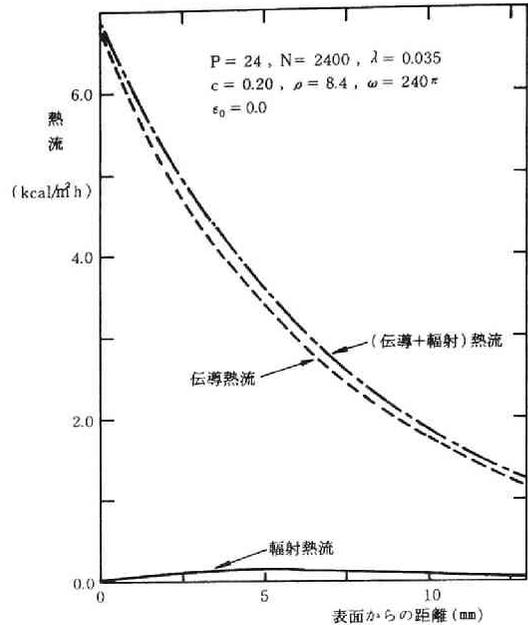


図4-17 ファイバークラスにおける伝導及び輻射熱流 (S-S近似)

輻射熱流 q^r と伝導熱流 q^c それぞれの振幅を示した。図4-15はStyrofoamに対する結果である。輻射熱流 q^r の全熱流に占める割合は位置により変化し、Fiber-glassでは3~10%，Styrofoamでは30~40%にもなる。位置により q^r の割合が異なるのは伝導と輻射の減衰率が異なる為であり、これには入力温度波の周期も関係する。 q^r の曲線には表面近くでの散乱・吸収の結果である極大値が明瞭にみられる。

各パラメータの影響をみるために、 $\omega = 15\pi$ とした場合の結果を図4-16に、又、 $\epsilon_0 = 0.0$ とした場合の結果を図4-17に示す。角速度 ω の変化により q^r と q^c の比率も変化することが図4-16と図4-14の比較より分る。又、 $\epsilon_0 = 0.0$ とした場合(図4-17)、表面での輻射熱流 q^r は0となり、近傍の値も $\epsilon_0 = 1$ の場合(図4-14)に比して小さいが、内部に向うほど両者の差は小さくなる。これらの結果は熱伝導率測定により得られる値の解釈には十分注意する必要があることを示している。

等方散乱の場合の結果を図4-18から図4-20に示す。図4-18はFiber-glassに対する、図4-19はStyrofoamに対する結果である。又、図4-18にはRosseland近似による全熱流も示す(等方散乱のそれにほぼ一致している)。これらの熱流はS-S近似の場合とほぼ同様の傾向を示している。図4-20はStyrofoamの場合の温度分布を、Rosseland近似による解とともに示している。

まず、Fiber-glassについて検討する。同じ条件下でのS-S近似による結果(図4-14)と等方散乱の結果(図4-18)を比較すると、散乱の結果と思われる極大値が等方散乱の輻射熱流でより顕著である点を除くと、両者の一致はかなり良いと言えよう。つまり、この場合には、散乱形態の違いが結果に大

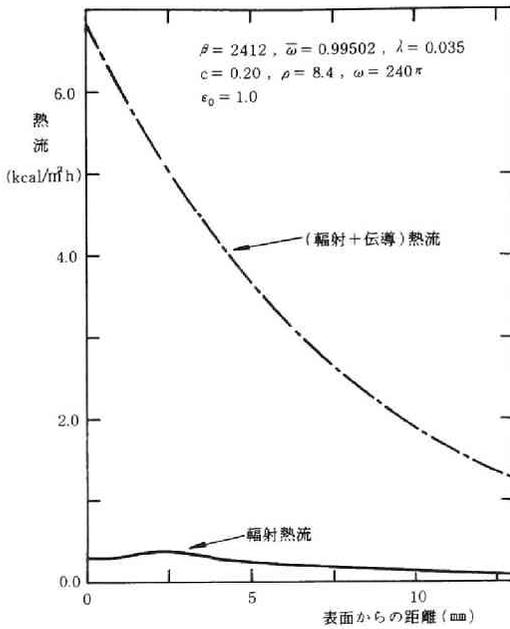


図 4-18 ファイバークラスにおける伝導及び輻射熱流(等方散乱)

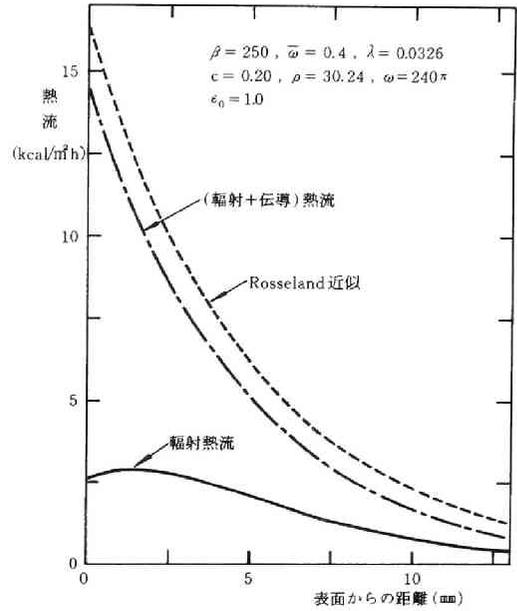


図 4-19 スタyroフォームにおける伝導及び輻射熱流(等方散乱)

きく効いていず、簡易なS-S近似で十分内容が把握されていると言える。但し、この比較には、等方散乱の計算に用いる係数をS-S近似での値から推定するという近似もすでに含まれている。

次に、等方散乱の解とRosseland近似による解が良く一致していることから(図4-18)、Fiber-glassにおいては等価熱伝導率による扱いが十分有効であると言える。従って、熱伝導率($\lambda + \lambda_r$)の平均温度による変化についても、輻射を含めて(4-153)式の λ'_e より推定し得ると考えられる。

次に、Fiber-glassに比して消散係数 β がかなり小さいStyrofoamについて検討する。Fiber-glassの場合と同様に、図4-15のS-S近似に対する結果と図4-19の等方散乱に対する結果は比較的良く一致しており、S-S近似のかなり有効なことが分る。

しかし、図4-19に示される如く、Rosseland近似と等方散乱の間にはかなりの差が見られる。伝導と輻射を合せた全熱流と比較すると、表面で12%、 $x = 13\text{mm}$ で47%もの差が生じており、Styrofoam程度に消散係数が小さくなると、Rosseland近似はあまり良い近似とは言えない。これは、周期法では

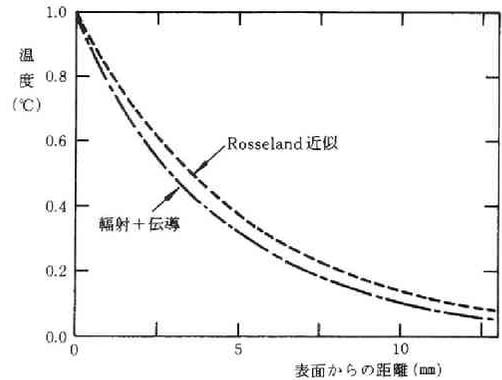


図 4-20 温度分布(スタyroフォーム)

表面近傍に大きな温度変化の生じることが関係していると推定される。(等方散乱の場合の解の導出には指数核の近似が含まれており、従ってこの比較により Rosseland 近似の良し悪しの評価は本来できない。しかし、S-S 近似については散乱形態が前方と後方のみの特種なものであるが、そのような散乱特性をもつものとして求められた解は正確であり、これと等方散乱との一致の良いことを考えると、上の比較は正確な S-S 近似と Rosseland 近似の比較をしていることになる。従って、このような比較による Rosseland 近似の評価は可能と言える)。従って、このような材料においては、§ 4-5-2, 4-5-3 での解にもどって考えるのが妥当であろう。又、熱伝導率測定立場からは内部の温度分布が問題になるが、図 4-20 に示す如く両者の差は小さいとは言えず、測定値の解釈に Rosseland 近似を用いるときには注意が必要となる。

4-6 断熱材の熱的性能に及ぼす輻射熱移動の影響

§ 4-5 までで、熱伝導率測定立場から輻射熱移動の与える影響についての検討を行なった。§ 4-5-6 の計算例で、輻射熱移動の割合は入力周期・境界面の輻射率によってもかなり影響されることが明らかにされた。従って、本節では熱伝導率測定の場合に比してかなり大きく、かつ時間的に変動する温度差にさらされる建築壁体において、材料中での輻射熱移動が断熱材の熱的性能にどのような影響を与えるかを調べる。伝導と輻射を coupling させた解析を行なう。本節では簡単な水分は考えない。但し、断熱材が Fiber-glass の様に空隙の大きいものであれば、一般に D_{θ} は小さく、液水移動は主として重力によることになる。この場合には、断熱材中の温度差が大きくても、§ 4-4-3 での内容が成立し、従って乾燥時の λ を λ^* (λ' 中の $D_{\theta_v} \equiv 0$) と置きかえることにより水分の影響は大略把握し得る。

4-6-1 計算対象

対象とする系は、図 4-21 に示す断熱材とコンクリートよりなる 2 層壁である。断熱材内部では伝導と輻射による熱移動が、コンクリートにおいては伝導による熱流のみが生じるものとする。断熱材としては § 4-5 で扱った輻射熱移動の大きい Styrofoam を用いる。

冬期を想定し、室内側 ($x=0$) の空気温を 20°C 一定に保ち、外気温を $t > 0$ で 5°C に降下させた場合の流出熱流を求める。輻射熱移動が無く伝導のみの場合、断熱材両境界の輻射率を変化させた場合につき比較検討する。

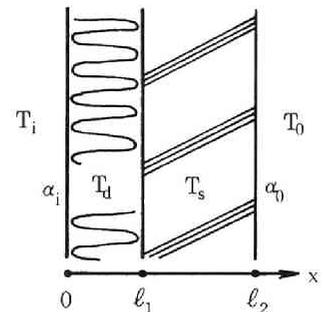


図 4-21 計算対象壁体モデル

4-6-2 定式化

輻射熱移動に対しては S-S 近似を用いる。従って、計算に用いる基礎式は § 4-2 より次となる。

断熱材中での輻射熱流

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dF^+}{dx} = -MF^+ + NF^- + P\bar{\sigma}T_d^4 \\ -\frac{dF^-}{dx} = -MF^- + NF^+ + P\bar{\sigma}T_d^4 \end{array} \right. \quad (4-162)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dF^+}{dx} = -MF^+ + NF^- + P\bar{\sigma}T_d^4 \\ -\frac{dF^-}{dx} = -MF^- + NF^+ + P\bar{\sigma}T_d^4 \end{array} \right. \quad (4-163)$$

断熱材での熱収支式

$$(c\rho)_d \frac{\partial T_d}{\partial t} = \lambda_d \frac{\partial^2 T_d}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x}(F^+ - F^-) \quad (4-164)$$

コンクリートでの熱収支式

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = a_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \quad (4-165)$$

境界条件は、輻射熱移動に対して

$$\left\{ \begin{array}{l} F^+(0, t) = \bar{\sigma}T_d^4 \varepsilon_0 + (1 - \varepsilon_0) F^-(0, t) \quad (x = 0) \\ F^-(\ell_1, t) = \bar{\sigma}T_d^4 \varepsilon_\ell + (1 - \varepsilon_\ell) F^+(\ell_1, t) \quad (x = \ell_1) \end{array} \right. \quad (4-166)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} F^+(0, t) = \bar{\sigma}T_d^4 \varepsilon_0 + (1 - \varepsilon_0) F^-(0, t) \quad (x = 0) \\ F^-(\ell_1, t) = \bar{\sigma}T_d^4 \varepsilon_\ell + (1 - \varepsilon_\ell) F^+(\ell_1, t) \quad (x = \ell_1) \end{array} \right. \quad (4-167)$$

壁体の両表面は伝達層とし

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_i(T_i - T_d) = -\lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial x} + F^+(0, t) - F^-(0, t) \quad (x = 0) \\ -\lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial x} + F^+(\ell_1, t) - F^-(\ell_1, t) = -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \quad (x = \ell_1) \end{array} \right. \quad (4-168)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_i(T_i - T_d) = -\lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial x} + F^+(0, t) - F^-(0, t) \quad (x = 0) \\ -\lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial x} + F^+(\ell_1, t) - F^-(\ell_1, t) = -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \quad (x = \ell_1) \end{array} \right. \quad (4-169)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_d = T_s \quad (x = \ell_1) \\ -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = \alpha_0(T_s - T_0) \quad (x = \ell_2) \end{array} \right. \quad (4-170)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_d = T_s \quad (x = \ell_1) \\ -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = \alpha_0(T_s - T_0) \quad (x = \ell_2) \end{array} \right. \quad (4-171)$$

ここで、 T_i 、 T_0 は室内、及び外気温度である。又、添字 d, s はそれぞれ断熱材、コンクリートを表わす。

4-6-3 計算法

温度については差分法で解き、その温度分布より輻射熱流 F^+ 、 F^- を解析的に求める。この操作を必要な時間だけ繰り返す。(4-164)式の差分は以下のようにした。

$$(c\rho)_d \frac{T_{d,i}^{j+1} - T_{d,i}^j}{\Delta t} = \lambda_d \frac{1}{2} \left[\frac{T_{d,i+1}^{j+1} - 2T_{d,i}^{j+1} + T_{d,i-1}^{j+1}}{(\Delta x_d)^2} + \frac{T_{d,i+1}^j - 2T_{d,i}^j + T_{d,i-1}^j}{(\Delta x_d)^2} \right] - \frac{\partial}{\partial x}(F^+ - F^-) \Big|_i \quad (4-172)$$

又、温度分布が求められた場合の F^+ 、 F^- は次式となる。

$$F^+(x, t) = \frac{1}{2N} \left(1 - \frac{M}{\alpha}\right) e^{\alpha x} \int_0^x g_1(t) e^{-\alpha t} dt + \frac{1}{2N} \left(1 + \frac{M}{\alpha}\right) e^{-\alpha x} \int_0^x g_1(t) e^{\alpha t} dt \\ - \frac{\alpha}{N} D_1 \left(1 - \frac{M}{\alpha}\right) e^{\alpha x} + \frac{\alpha}{N} D_2 \left(1 + \frac{M}{\alpha}\right) e^{-\alpha x} - \frac{1}{N} g_2(x) \quad (4-173)$$

$$F^-(x, t) = -\frac{1}{2\alpha} e^{\alpha x} \int_0^x g_1(t) e^{-\alpha t} dt + D_1 e^{\alpha x} \\ + \frac{1}{2\alpha} e^{-\alpha x} \int_0^x g_1(t) e^{\alpha t} dt + D_2 e^{-\alpha x} \quad (4-174)$$

ここで,

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \sqrt{M^2 - N^2} \\ g_1(x) = \frac{d}{dx} g_2(x) + (M+N) g_2(x) \\ g_2(x) = P \bar{\sigma} T_d^4 \end{array} \right. \quad (4-175)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} D_1 = \frac{1}{D_3} \left\{ D_4 \left[1 - \frac{1-\varepsilon_\ell}{N} (\alpha+M) \right] e^{-\alpha \ell_1} - D_5 \left[\frac{1}{N} (\alpha+M) - (1-\varepsilon_0) \right] \right\} \\ D_2 = \frac{1}{D_3} \left\{ D_5 \left[\frac{1}{N} (-\alpha+M) - (1-\varepsilon_0) \right] - D_4 \left[1 - \frac{1-\varepsilon_\ell}{N} (-\alpha+M) \right] e^{\alpha \ell_1} \right\} \end{array} \right. \quad (4-176)$$

但し,

$$D_3 = \begin{vmatrix} \frac{1}{N} (-\alpha+M) - (1-\varepsilon_0), & \frac{1}{N} (\alpha+M) - (1-\varepsilon_0) \\ \left[1 - \frac{1-\varepsilon_\ell}{N} (-\alpha+M) \right] e^{\alpha \ell_1}, & \left[1 - \frac{1-\varepsilon_\ell}{N} (\alpha+M) \right] e^{-\alpha \ell_1} \end{vmatrix} \quad (4-177)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} D_4 = \frac{1}{N} g_2(0) + \bar{\sigma} T_d(0)^4 \varepsilon_0 \\ D_5 = \bar{\sigma} T_d(\ell_1)^4 \varepsilon_\ell - \frac{1-\varepsilon_\ell}{N} g_2(\ell_1) + \left[\frac{1}{2\alpha} + \frac{1-\varepsilon_\ell}{2N} \left(1 - \frac{M}{\alpha}\right) \right] e^{\alpha \ell_1} \int_0^{\ell_1} g_1(t) e^{-\alpha t} dt \\ \quad + \left[-\frac{1}{2\alpha} + \frac{1-\varepsilon_\ell}{2N} \left(1 + \frac{M}{\alpha}\right) \right] e^{-\alpha \ell_1} \int_0^{\ell_1} g_1(t) e^{\alpha t} dt \end{array} \right. \quad (4-178)$$

4-6-4 計算条件

以下の数値を用いた

$$\begin{aligned} \ell_1 &= 2\text{cm}, & \ell_2 &= 12\text{cm}, & T_1 &= 20^\circ\text{C}, & T_0 &= 5^\circ\text{C}, & \text{初期温度 } &20^\circ\text{C}, \\ \alpha_1 &= 8 \text{ (kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C)}, & \alpha_0 &= 20 \text{ (kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C)}, & P &= 300 \text{ (1/m)}, & N &= 100 \text{ (1/m)} \\ M &= 400 \text{ (1/m)}, & c_d &= 0.20 \text{ (kcal/kg}^\circ\text{C)}, & \rho_d &= 30.24 \text{ (kg/m}^3\text{)}, \\ \lambda_d &= 0.03262 \text{ (kcal/mh}^\circ\text{C)}, & \lambda_s &= 1.4 \text{ (kcal/mh}^\circ\text{C)}, & a_s &= 0.00253 \text{ (m}^2\text{/h)} \\ \Delta x_d &= 5\text{mm}, & \Delta x_s &= 2\text{cm}, & \varepsilon_0 &= \varepsilon_\ell = 1 \end{aligned}$$

4-6-5 計算結果と考察

$\varepsilon_0 = \varepsilon_\ell = 1$ の場合の内部温度分布の時間変化を図 4-22 に、 $x=0$ 、 $x=\ell_1$ での全熱流、及び $x=0$ での伝導熱流を図 4-23 に示す。放射が無く、伝導のみの場合の結果（破線）も同時に記した。図 4-24 には放射熱流 ($F^+ - F^-$) の分布を示す。

断熱材中の温度分布はほぼ直線的に変化していることが図 4-22 より分る。但し図 4-24 に示される如く ($F^+ - F^-$) は境界近傍でかなり急激に減少する為、伝導熱流を増加させるべく温度勾配はわずかながら急になっている。

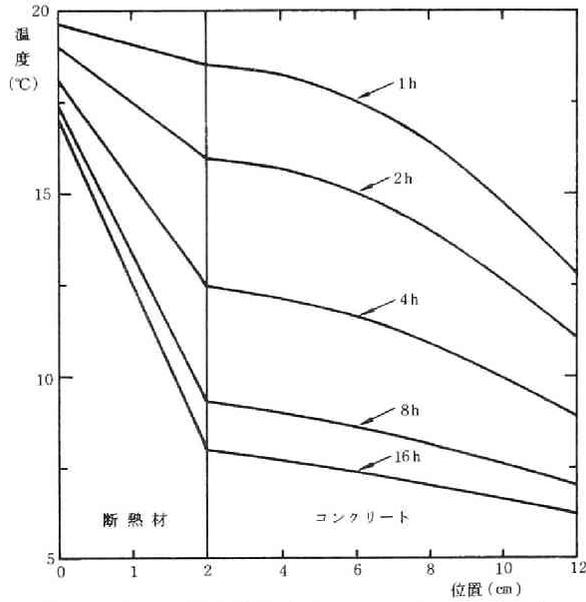


図 4-22 内部温度分布 ($\varepsilon_0 = \varepsilon_\ell = 1$, $\ell = 2\text{cm}$)

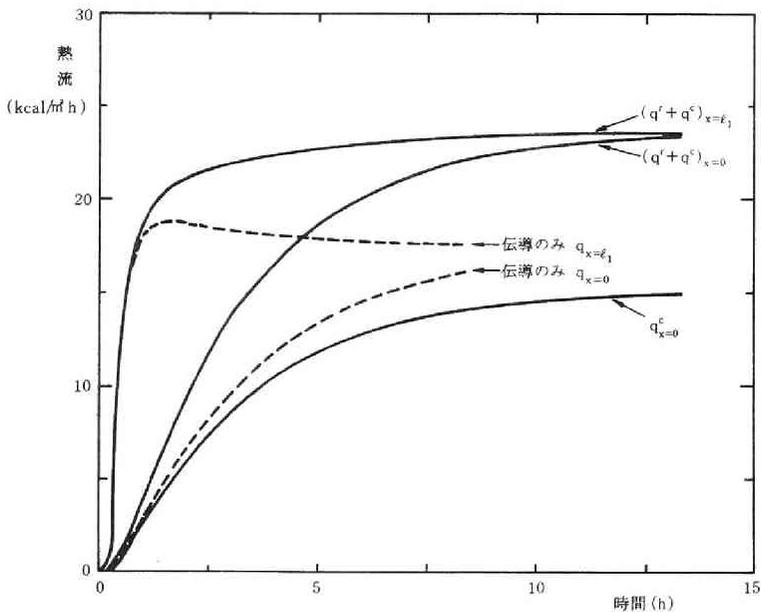


図 4-23 熱流の変化 ($\ell = 2\text{cm}$, $\varepsilon_0 = \varepsilon_\ell = 1$)

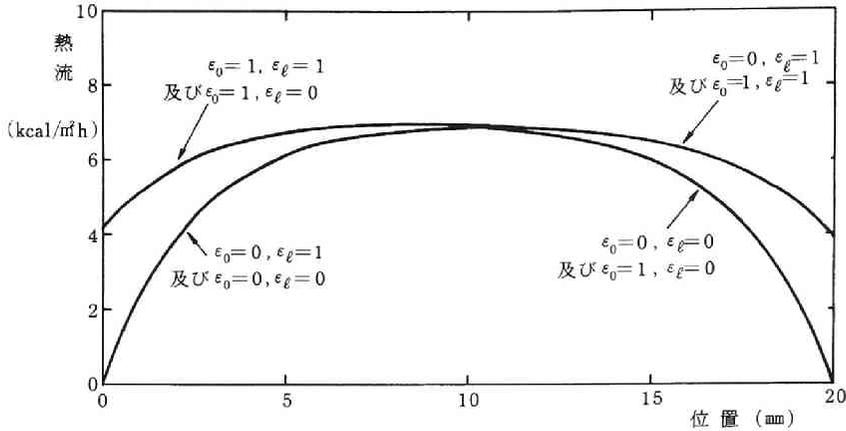


図 4-24 輻射熱流 ($F^+ - F^-$)

輻射が有る場合の $x = 0$ での全熱流と、伝導のみの場合の熱流を比べると、輻射により約 35% 熱流の増加していることが図 4-23 より分る。 $x = \ell_1$ での熱流は、時間の初期においてはコンクリートのみの影響しか現われていないので両者に差はないが、10 時間程度後になると $q_{x=0}$ と同程度の増加となっている。又、この場合は、輻射熱流があることにより断熱材の熱抵抗が見かけ上低下する為、伝導のみのときにみられる $t = 1.5 \sim 2$ (h) 前後での q_ℓ の極大が無くなっている。更に、輻射がある場合の $x = 0$ での伝導熱流は、輻射が無い場合の伝導熱流に比し小さくなっているが、これは輻射の影響ではなく数値計算上の誤差である(刻み幅を相当小さくしなければならない)。断熱材厚さが増すと断熱材の抵抗の占める割合が大きくなるから、伝導のみに比して輻射も加わることによる熱流の増加率はより大きくなる。断熱材厚さ 2 cm の場合でも輻射により全熱流は 35% も増加しており、輻射熱移動の影響は大きいと言える。

次に断熱材境界の輻射率が及ぼす影響について調べる。定常時の熱流のみについて考える。(なお、この場合は、 T^4 の項を線形化し解析解を求めて熱流を計算している)。図 4-25 は、横軸を断熱材厚さとして、縦軸に定常熱流を示している。当然のことながら、 $\epsilon_0 = \epsilon_\ell = 1$ の場合に熱流は最大であり、 $\epsilon_0 = \epsilon_\ell = 0$ の場合が最も小さい。 $\epsilon_0 = 1, \epsilon_\ell = 0$ 、及び $\epsilon_0 = 0, \epsilon_\ell = 1$ の場合はほぼ等しく、両極限の中間にある。 $\epsilon_0 = \epsilon_\ell = 1$ と $\epsilon_0 = \epsilon_\ell = 0$ の場合の熱流の比は、 $\ell_1 = 2$ cm で 0.96、 $\ell_1 = 5$ cm で 0.98 であり、厚さ ℓ_1 の増加とともに影響は小さくなる。従って、厚さが 5 cm 以上では境界の影響は無いとしても大きな誤差は生じない。

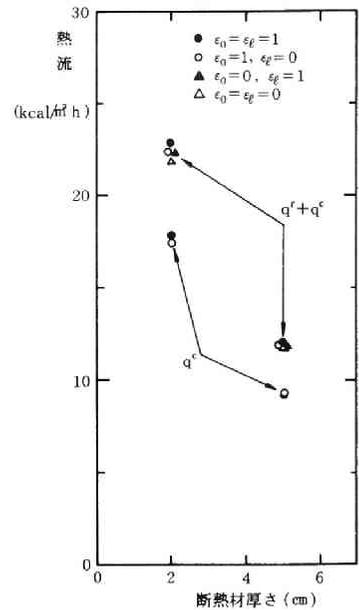


図 4-25 境界面輻射率による熱流の変化

4-7 第4章のまとめ

本章では、密度の小さい断熱材が湿った場合の断熱性能、及びその熱伝導率測定に対する材料内輻射熱移動の影響についての検討を行った。

§4-2では、多孔質材料中での、輻射熱移動をも含めた熱・水分同時移動方程式を提示した。輻射熱移動に対しては輸送方程式による定式化を行ない、次に、その近似解法としてSchuster-Schwarzschild近似について述べた。

§4-3では、伝導と輻射を考慮した§4-2の基礎式により、これまで測定されてきた断熱材の熱伝導率(輻射熱移動をも含めた値)と密度との関係が説明されることを示した。つまり、断熱材の密度を小さくしていくと、最初伝導成分の減少により熱伝導率も減少するが、更に密度を減少させると輻射成分により再び増加することが理論的に示された。又、数値計算により密度が50 kg/m³以下になると、輻射熱流の全熱流に占める割合は非常に大きく、密度の小さい断熱材の性能評価には輻射を考慮せねばならないことが分った。

§4-4では、断熱材の熱伝導率に及ぼす水分の影響について検討した。温度差の小さい場合、水分の影響は等価熱伝導率として考慮し得る。又、水分による熱伝導率の増加は0.03-0.05 (kcal/mh°C)にもなり、輻射熱移動によるものよりその影響は大きい。従って、結露発生に著しい影響を及ぼすことになる。

§4-5では、湿り材料の熱伝導率測定法として第3章で用いた周期法における輻射の影響を調べる為に、Schuster-Schwarzschild近似、輻射の輸送方程式(但し、等方散乱)及びRosseland近似を用いた解析を行なった。解析的に得られた解を用いて、伝導及び輻射熱移動の割合、その減衰の違い等、輻射熱移動の特性を明らかにした。この結果を用いることにより、内部で輻射熱移動がある材料においても、周期的測定法により熱伝導率の決定が可能となった。

又、以上の結果を、Fiber-glass、Styrofoamを例として取上げ数値的に検討した。Fiber-glassでは、輻射熱流の全熱流(伝導+輻射)に占める割合は3~10%程度であった。従って、空隙がより小さく少ない軟質繊維板のような材料においては輻射は無視することができ、第3章での伝導のみでの扱いは十分妥当なものであったと言える。しかし、Styrofoamにおいては、その割合が30~40%にもなり、輻射熱移動を考慮する必要がある。

S-S近似と等方散乱による解は良い一致を示しており、散乱形態の違いがそれ程影響していない。従って、簡易なS-S近似での解析は非常に有効と考えられる。

等価熱伝導率(Rosseland近似)による取扱いは、Fiber-glassでは有効であることが分った。しかし、吸収係数の小さいStyrofoamにおいては、S-S近似、等方散乱による結果との一致は悪い。従って、このような材料においては、等価熱伝導率の使用には注意が必要であり、§4-5-2、4-5-3での伝導と輻射を考慮した取扱いを用いて検討する必要がある。

以上の熱伝導率測定に対する輻射の影響の検討に加え、§4-6では、建築壁体に断熱材が用いられた場合の輻射の影響について調べた。伝導に加え輻射により35%程度の熱流増加が生じており、密度の小さい断熱材の使用においては輻射熱移動の検討の必要なことが分った。

第5章 湿潤時熱伝導率測定に及ぼす多孔質壁体内の対流熱移動の影響

5-1 目的

密度がかなり大きければ、多孔質材料中での対流は通常無視し得る。しかし、断熱材のように空隙の大きい建築材料では、対流及びそれに伴う熱移動が無視し得ない大きさになる。第4章で述べた如く、断熱材の密度の減少とともに伝導のみによる熱移動量は減少するが、同時に輻射・対流による熱流は大きくなる。従って、断熱材の熱的特性を正しく評価する為には、伝導に加え対流・輻射をも考慮しなければならない。本章では対流に関する検討を行なう。

熱伝導率測定の立場からは、対流による熱移動が測定値にどのような形で影響するかということが問題となる。対流を等価な熱伝導率に置きかえることができないならば、熱伝導率測定においては対流をできるだけ小さくし、材料物性値として対流を除いた値を知る必要がある。そして、この値を対流項を含んだ基礎式に用いて一般の現象を扱うのが妥当であろう。

熱伝導率を測定する場合、例えば水平試料層を用いた定常測定法においては、上面を高温に保つことにより対流を生じないようにすることができる。しかし、湿潤時熱伝導率の測定法として第3章で用いた周期法においては、温度勾配が周期的に逆転する為そのような対策を施すことができない。従って、入力振幅を小さくしたり、周期をうまく選択するということになるであろう。

次に、断熱材を建築壁体に用いた場合を考えると、材料中での対流は熱損失を増加させるばかりでなく、熱流の非均一分布により表面温の非一様性をもたらす。これにより表面結露の危険性が増加する。従って、熱損失、結露の予測には対流をも考慮した解析が必要となる。

以上のことより本章では、周期的測定法における入力条件の設定、及び建築壁体に断熱材が用いられた場合の熱損失・結露への影響についての検討を行なうことを目的とする。

§5-2においては、対流も生じる場合の多孔質材料中での熱・水分移動の基礎式を示す。第2章の基礎式において輻射の項を省略したものである。

§5-3では、一次元の対流(Bulk Flow)が周期的熱伝導率測定に及ぼす影響について検討する。

熱伝導率測定では、通常一次元性を仮定するが、流れの不安定性により二・三次元の対流が生じる可能性がある。これは熱伝導率の測定にとっては不都合なものである。§5-4においては、周期的測定法において二・三次元の対流が生じないような入力条件を求める。文献125の解析に従う。

以上は、熱伝導率測定の立場から対流の生じない条件を求めることを目的としたものであるが、実際の建築壁体では対流の生じる可能性は非常に大きい。よって、§5-5では、壁体の一部として用いられた断熱材中に生じる対流が、熱損失・結露に及ぼす影響について検討する。

5-2 対流熱移動がある場合の熱水分同時移動方程式

本章では、多孔質材料中に対流が生じる場合を扱う。用いる基礎方程式は、第2章の基礎式において輻射の項を除いたものである。従って

湿り空気の式

$$\frac{\partial(\phi \rho_{ma})}{\partial t} + \nabla \cdot \phi \rho_{ma} \mathbf{v}_{ma} = W \quad (5-1)$$

水蒸気収支の式

$$\frac{\partial(\phi \rho_m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \rho_m \mathbf{v}_m) = W \quad (5-2)$$

液水収支の式

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \nabla \cdot \theta \mathbf{v}_w = -W \quad (5-3)$$

熱収支式

$$\begin{aligned} c_T \frac{\partial T}{\partial t} + \phi (v_m \rho_m c_{pm} + v_a \rho_a c_{pa}) \cdot \nabla T + \theta v_w c_{pL} \cdot \nabla T \\ = W(H_L - H_m) + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \end{aligned} \quad (5-4)$$

平衡含水率曲線

$$\theta = f(P_F, T) \quad (5-5)$$

ここで

$$\left\{ \begin{aligned} \rho_m &= \frac{P_m}{R_m T} \\ \rho_{ma} &= \frac{P_{ma}}{\mathcal{R} T} M_{ma} \\ M_{ma} &= \frac{P_m}{P_{ma}} (M_m - M_a) + M_a \end{aligned} \right. \quad (5-6)$$

又、 v_{ma} , v_m , v_w は

$$\left\{ \begin{aligned} v_{ma} &= -\frac{K_a}{\phi} (\nabla P_{ma} + \rho_{ma} \mathbf{g}) = -\frac{k}{\mu_{ma} \phi} (\nabla P_{ma} + \rho_{ma} \mathbf{g}) \end{aligned} \right. \quad (5-7)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \rho_m (v_m - v_{ma}) &= -\frac{C_{ma}^2}{\rho_{ma}} \cdot M_m M_a D_{ma} \nabla \frac{P_m}{P_{ma}} \end{aligned} \right. \quad (5-8)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \theta v_w &= -\frac{\rho_w k}{\mu_w} (\nabla P_{ma} + \rho_w \mathbf{g}) - D_{T\ell} \nabla T - D_{\theta\ell} \nabla \theta \end{aligned} \right. \quad (5-9)$$

で与えられる。

5-3 対流による熱移動

5-3-1 概要

ここでは、周期的熱伝導率測定において対流による熱移動がどのような性質をもっているかを、一次元の場合について§ 5-2の基礎式を用いて調べる。対流のみの影響を検討するため、水分が無い場合を扱う。移動係数は一定とする。摂動法による解析を行なう。

5-3-2 定式化

一次元でz軸方向に半無限の材料を対象とする。水分の無い場合を考えるので、湿り空気の式(5-1)は乾燥空気の式となる(添字maがaになる)。又、熱収支の式(5-4)、状態方程式(5-6)式及び(5-7)式より以下の式が得られる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_0 \frac{\partial \rho_a}{\partial t} - K_a \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_a \left(\frac{\partial P_a}{\partial z} + \rho_a g \right) \right] = 0 \quad (5-10) \\ c_T \frac{\partial T}{\partial t} - K_a \rho_a c_{pa} \left(\frac{\partial P_a}{\partial z} + \rho_a g \right) \frac{\partial T}{\partial z} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (5-11) \\ \rho_a = \frac{P_a M_a}{\mathcal{R} T} \quad (5-12) \end{array} \right.$$

境界条件は、 $z=0$ の面に正弦波温度変動を与えるものとする。又、境界は非透気性、従って流速は0とする。よって

$$\left\{ \begin{array}{l} T = T_m + I_0 e^{i\omega t} \quad (z=0) \quad (5-13) \\ \frac{\partial P_a}{\partial z} + \rho_a g = 0 \quad (z=0) \quad (5-14) \end{array} \right.$$

ここで、 T_m は平均温度である。

5-3-3 摂動方程式

次の形の解

$$\left\{ \begin{array}{l} T = T_0 + I_0 T_1 + I_0^2 T_2 + \dots \\ P_a = P_{a0} + I_0 P_{a1} + I_0^2 P_{a2} + \dots \\ \rho_a = \rho_{a0} + I_0 \rho_{a1} + I_0^2 \rho_{a2} + \dots \end{array} \right. \quad (5-15)$$

を代入し、 I_0 の等巾の係数を等置して以下の摂動方程式を得る。

(1) I_0 の0次の項

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_0 \frac{\partial \rho_{a0}}{\partial t} - K_a \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_{a0} \left(\frac{\partial P_{a0}}{\partial z} + \rho_{a0} g \right) \right] = 0 \quad (5-16) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} c_T \frac{\partial T_0}{\partial t} - K_a c_{pa} \rho_{a0} \left(\frac{\partial P_{a0}}{\partial z} + \rho_{a0} g \right) \frac{\partial T_0}{\partial z} = \lambda \frac{\partial^2 T_0}{\partial z^2} \end{array} \right. \quad (5-17)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{a0} = \frac{M_a P_{a0}}{\mathcal{R} T_0} \end{array} \right. \quad (5-18)$$

$$T_0 = T_m \quad (z=0) \quad (5-19)$$

$$\frac{\partial P_{a0}}{\partial z} + \rho_{a0} g = 0 \quad (z=0) \quad (5-20)$$

(2) I_0 の 1 次の項

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_0 \frac{\partial \rho_{a1}}{\partial t} - K_a \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_{a1} \left(\frac{\partial P_{a0}}{\partial z} + \rho_{a0} g \right) + \rho_{a0} \left(\frac{\partial P_{a1}}{\partial z} + \rho_{a1} g \right) \right] = 0 \end{array} \right. \quad (5-21)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} c_T \frac{\partial T_1}{\partial t} - K_a c_{pa} \rho_{a0} \left[\left(\frac{\partial P_{a0}}{\partial z} + \rho_{a0} g \right) \frac{\partial T_1}{\partial z} + \left(\frac{\partial P_{a1}}{\partial z} + \rho_{a1} g \right) \frac{\partial T_0}{\partial z} \right] \\ - K_a c_{pa} \rho_{a1} \left(\frac{\partial P_{a0}}{\partial z} + \rho_{a0} g \right) \frac{\partial T_0}{\partial z} = \lambda \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \end{array} \right. \quad (5-22)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{a1} = \frac{M_a}{\mathcal{R}} \frac{P_{a0}}{T_0} \left(\frac{P_{a1}}{P_{a0}} - \frac{T_1}{T_0} \right) \end{array} \right. \quad (5-23)$$

$$T_1 = e^{i\omega t} \quad (z=0) \quad (5-24)$$

$$\frac{\partial P_{a1}}{\partial z} + \rho_{a1} g = 0 \quad (z=0) \quad (5-25)$$

(3) I_0 の 2 次の項

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_0 \frac{\partial \rho_{a2}}{\partial t} - K_a \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_{a0} \left(\frac{\partial P_{a2}}{\partial z} + \rho_{a2} g \right) + \rho_{a1} \left(\frac{\partial P_{a1}}{\partial z} + \rho_{a1} g \right) + \rho_{a2} \left(\frac{\partial P_{a0}}{\partial z} + \rho_{a0} g \right) \right] = 0 \end{array} \right. \quad (5-26)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} c_T \frac{\partial T_2}{\partial t} - K_a c_{pa} \left\{ \rho_{a0} \left[\left(\frac{\partial P_{a0}}{\partial z} + \rho_{a0} g \right) \frac{\partial T_2}{\partial z} + \left(\frac{\partial P_{a1}}{\partial z} + \rho_{a1} g \right) \frac{\partial T_1}{\partial z} + \left(\frac{\partial P_{a2}}{\partial z} + \rho_{a2} g \right) \frac{\partial T_0}{\partial z} \right] \right. \\ \left. + \rho_{a1} \left[\left(\frac{\partial P_{a0}}{\partial z} + \rho_{a0} g \right) \frac{\partial T_1}{\partial z} + \left(\frac{\partial P_{a1}}{\partial z} + \rho_{a1} g \right) \frac{\partial T_0}{\partial z} \right] + \rho_{a2} \left(\frac{\partial P_{a0}}{\partial z} + \rho_{a0} g \right) \frac{\partial T_0}{\partial z} \right\} \\ = \lambda \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \end{array} \right. \quad (5-27)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{a2} = \frac{M_a}{\mathcal{R}} \frac{P_{a0}}{T_0} \left[\frac{P_{a2}}{P_{a0}} - \frac{T_2}{T_0} - \left(\frac{P_{a1}}{P_{a0}} - \frac{T_1}{T_0} \right) \frac{T_1}{T_0} \right] \end{array} \right. \quad (5-28)$$

$$T_2 = 0 \quad (z=0) \quad (5-29)$$

$$\frac{\partial P_{a2}}{\partial z} + \rho_{a2} g = 0 \quad (z=0) \quad (5-30)$$

5-3-4 振動解

I_0 の 0 次の項を解くと

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{a0} = P_{a00} \cdot e^{-az} \quad \left(a = \frac{M_a g}{\mathcal{R} T_m} \right) \\ \rho_{a0} = \frac{M_a}{\mathcal{R} T_m} P_{a0} \\ T_0 = T_m \end{array} \right. \quad (5-31)$$

ここで P_{a00} は $z=0$ での P_{a0} の値である。上式は、等温で流れの無い場合の解を与えている。解(5-31)式を I_0 の 1 次の項に用いると

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_0 \frac{\partial \rho_{a1}}{\partial t} - K_a \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_{a0} \left(\frac{\partial P_{a1}}{\partial z} + \rho_{a1} g \right) \right] = 0 \end{array} \right. \quad (5-32)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} c_T \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \end{array} \right. \quad (5-33)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{a1} = \frac{M_a}{\mathcal{R} T_m} P_{a0} \left(\frac{P_{a1}}{P_{a0}} - \frac{T_1}{T_0} \right) \end{array} \right. \quad (5-34)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_1 = e^{i\omega t} \quad (z=0) \end{array} \right. \quad (5-35)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial P_{a1}}{\partial z} + \rho_{a1} g = 0 \quad (z=0) \end{array} \right.$$

となる。つまり、熱伝導の式は圧力の式とは独立に解くことができ、その解を(5-32)(5-34)式に用いて圧力変化が求められる。

同様に I_0 の 2 次の項は次の様になる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_0 \frac{\partial \rho_{a2}}{\partial t} - K_a \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_{a0} \left(\frac{\partial P_{a2}}{\partial z} + \rho_{a2} g \right) + \rho_{a1} \left(\frac{\partial P_{a1}}{\partial z} + \rho_{a1} g \right) \right] = 0 \end{array} \right. \quad (5-36)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} c_T \frac{\partial T_2}{\partial t} - K_a c_{Pa} \rho_{a0} \left(\frac{\partial P_{a1}}{\partial z} + \rho_{a1} g \right) \frac{\partial T_1}{\partial z} = \lambda \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \end{array} \right. \quad (5-37)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{a2} = \frac{M_a}{\mathcal{R} T_m} P_{a0} \left[\frac{P_{a2}}{P_{a0}} - \frac{T_2}{T_0} - \left(\frac{P_{a1}}{P_{a0}} - \frac{T_1}{T_0} \right) \frac{T_1}{T_0} \right] \end{array} \right. \quad (5-38)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_2 = 0 \quad (z=0) \end{array} \right. \quad (5-39)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial P_{a2}}{\partial z} + \rho_{a2} g = 0 \quad (z=0) \end{array} \right.$$

従って、 I_0 の 1 次の項の解 P_{a1} , ρ_{a1} , T_1 を代入することにより、 T_2 についての式が ρ_{a2} , P_{a2} とは独立に解ける。

5-3-5 対流による熱移動と伝導

§ 5-3-4 の結果から分るように、対流の影響は振動第 1 項の熱移動の式(5-33)式には入ってこず、

第2項以降に生じる。擾動第2項における対流の項は、温度変動により生じる密度差による流れである。その流れ自身、及びそれに伴う熱移動は、表面が非透気性の一次元の系では非常に小さい。又、擾動の第1項と第2項の形より分るように、対流を等価な熱伝導率におきかえることはできないが、上述の如くその大きさが小さいので一般には問題にならない。

5-4 周期法による熱伝導率測定に及ぼす対流熱移動の影響

5-4-1 目的

湿潤時熱伝導率の測定においては、通常非通気性の境界によって囲まれた試料表面に温度変化を与える。この場合に生じる一次元の流れは、§5-3で示した如く非常に小さいと考えられる。特に定常測定法においては温度の時間的変化が無い為、一次元の対流は無い。(但し、マイクロな空隙内での二・三次元的な流れは非常に小さいと考えられるので、ここでは考えていない)。

一方、試料表面にはほぼ様な温度分布を与えても、微小なかく乱により二・三次元の対流の生じる可能性がある。定常測定法における対流の影響は、主としてこれによるものと言える。一次元から二・三次元への変化の限界は、流れの安定性理論により取扱われる。¹¹⁶⁾ 二・三次元の流れが生じると、それに伴う熱流は一次元の系とは一般に大きく異なり、熱伝導率のような物性値の測定においては好ましくない。よって、対流の生じないような測定条件を明らかにする必要がある。

ここでは、周期的測定法における測定条件を求める。対象は水平平板試料である。上側境界は一定温度、下側境界は上側境界と平均値の等しい周期的温度変動をするものとする。第4章までで扱った半無限試料に対しては、試料厚さが十分大なる場合に対する本章の結果を用いればよい。なお、周期成分の無い定常の場合に対する多孔質材料中の流れの安定性については、Horton, Rogers¹²²⁾が論じている。

5-4-2 概要

ここでは、B. Chhuon, J. P. Caltagirone¹²⁵⁾に従い、流れの安定性に関する解析を行なう。

上下境界面を断湿された、厚さ l の水平多孔質材料層を考える(図5-1)。上面の温度は T_A 、下面の温度は平均 T_A で振幅が I_0 であるような単弦変動を行なうものとする。前述の論文では、上下面の平均温度が等しくない場合を解析している。

このような系に対して、多孔質材料中での流れの安定性の限界を線形理論に基づき求める。最終的には、周期波の振幅・周波数の関数として臨界Rayleigh数 R_A^* が与えられる。熱伝導率の測定においては、この R_A^* を越えないように測定条件を設定することになる。但し、線形理論による為、ここで得られる限界は不安定性の十分条件であり、より正確にはエネルギー法による取扱いが必要となろう。

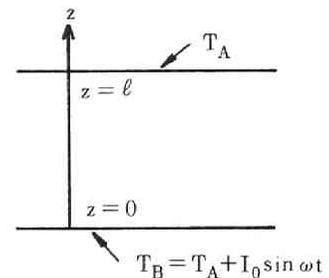


図5-1 水平多孔質材料層のモデル

5-4-3 定式化

ここでは、空隙が全て乾燥空気或いは液水で満されている場合のみを扱う。本来知りたい中間の場合

は、これらに対する結果から推定し得よう。

(1) 基礎式

i) 乾燥空気の場合 (水分無し)

この場合、湿り空気の式 (5-1) は乾燥空気についての式となり

$$\frac{\partial(\phi \rho_a)}{\partial t} + \nabla \cdot \phi \rho_a \mathbf{v}_a = 0 \quad (5-40)$$

ϕ は一定値 ϕ_0 となるから

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_a \mathbf{v}_a = 0 \quad (5-41)$$

(5-41) 式は密度変化もある場合の連続の式である。

熱収支の式は、(5-4) 式において $v_m = v_w = 0$ として

$$c_T \frac{\partial T}{\partial t} + \phi_0 \rho_a c_{pa} \mathbf{v}_a \cdot \nabla T = \lambda \nabla^2 T \quad (5-42)$$

となる。流速 \mathbf{v}_a を与える式は (5-7) 式より

$$\mathbf{v}_a = -\frac{k}{\mu_a \phi_0} (\nabla P_a + \rho_a \mathbf{g}) \quad (5-43)$$

ここで、(2-29) (2-31) 式より

$$c_T = \phi_0 \rho_a c_{pa} + \rho_S c_{pS}, \quad \lambda = \phi_0 \lambda_G + (1 - \phi_0) \lambda_S \quad (5-44)$$

但し、 λ_S は固体実質部の熱伝導率である。

(5-43) 式を (5-41) (5-42) 式に代入すると、B. Chhuon らの用いている連続の式及びエネルギー式となる。(5-43) 式は流体のみの場合の運動の式に代わるものである。ここでは材料中での流速の小さい場合、すなわち Darcy 則の成立する範囲のみを考えている。より一般的な場合の基礎式については、Y. Katto, T. Matsuoka¹⁴⁵⁾ が検討を行なっている。

ii) 液水の場合

液水移動の式 (5-3) で、湿り空気の相が無い場合には

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \nabla \cdot \theta \mathbf{v}_w = 0 \quad (5-45)$$

ここで

$$\theta = \rho_w \phi = \rho_w \phi_0 \quad (5-46)$$

を用いると

$$\frac{\partial \rho_w}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_w \mathbf{v}_w = 0 \quad (5-47)$$

熱収支式は (5-4) 式において湿り空気相が無い場合であり

$$c_T \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_w \phi_0 v_w c_{pL} \cdot \nabla T = \lambda \nabla^2 T \quad (5-48)$$

但し

$$\begin{cases} c_T = \rho_L c_{pL} + \rho_S c_{pS} = \phi_0 \rho_w c_{pL} + \rho_S c_{pS} & (5-49) \\ \lambda = \phi_0 \lambda_w + (1 - \phi_0) \lambda_S & (5-50) \end{cases}$$

ここで、 λ_w は液水の熱伝導率である。

(5-9)式は、右辺の拡散項は消えるので、

$$\theta v_w = \phi_0 \rho_w v_w = -\frac{\rho_w k}{\mu_w} (\nabla P_w + \rho_w g) \quad (5-51)$$

これより

$$v_w = -\frac{k}{\mu_w \phi_0} (\nabla P_w + \rho_w g) \quad (5-52)$$

ここで、 P_w は水圧である。

(5-47)(5-48)(5-52)式は、乾燥空気の場合の式(5-41)(5-42)(5-43)式に対応している。

iii) 両方の場合に共通に次と書く。

$$\text{連続の式} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho v = 0 \quad (5-53)$$

エネルギー式

$$(\rho c) \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \nabla^2 T + (\rho c)_f v \phi_0 \cdot \nabla T = 0 \quad (5-54)$$

運動の式

$$\nabla P + \rho g + \frac{\mu \phi_0}{k} v = 0 \quad (5-55)$$

又、状態方程式は

$$\rho = \rho_A [1 - \bar{\beta}(T - T_A)] \quad (5-56)$$

ここで

$$\bar{\beta} = \text{熱膨張係数 (1/}^\circ\text{C)}, \quad \rho_A = \text{温度 } T_A \text{ での密度 (kg/m}^3\text{)}$$

境界条件は

$$\text{上面温度} \quad T = T_A \quad (z = \ell) \quad (5-57)$$

$$\text{下面温度} \quad T = T_B = T_A + I_0 \sin \omega t \quad (z = 0) \quad (5-58)$$

$$\text{上下面流速} \quad v_z = 0 \quad (z = 0, \ell) \quad (5-59)$$

但し、 v_z は v の垂直方向成分である。

又、(5-53) ~ (5-55) 式における各変数と、乾燥空気の場合及び液水の場合におけるそれらとの対応は表5-1のようになる。

表5-1 基礎式における各変数の内容

	乾燥空気の場合	液水の場合
ρc	$\Phi_0 \rho_a c_{pa} + \rho_S c_{pS}$	$\Phi_0 \rho_w c_{pL} + \rho_S c_{pS}$
ρ	ρ_a	ρ_w
v	v_a	v_w
$(\rho c)_f$	$\rho_a c_{pa}$	$\rho_w c_{pL}$
λ'	$\Phi_0 \lambda_G + (1 - \Phi_0) \lambda_S$	$\Phi_0 \lambda_w + (1 - \Phi_0) \lambda_S$
μ	μ_a	μ_w

(2) 無次元化

i) まず圧力を絶対圧から静止外気(水)圧基準に変換する。すなわち

$$\nabla P_0 + \rho_A g = 0 \quad (5-60)$$

を(5-55)式から引くと

$$\nabla(P - P_0) + (\rho - \rho_A) g + \frac{\mu \Phi_0}{k} v = 0 \quad (5-61)$$

($P - P_0$) を改めて P と書くと

$$\nabla P + (\rho - \rho_A) g + \frac{\mu \Phi_0}{k} v = 0 \quad (5-62)$$

ii) 以下の量を用いて無次元化を行なう。'記号は無次元量を表わす。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{長さは } \ell \text{ 基準, } x = \ell x', \quad y = \ell y', \quad z = \ell z' \\ \text{時間は } (\rho c) \frac{\ell^2}{\lambda} \text{ 基準, } t = (\rho c) \frac{\ell^2}{\lambda} t' \\ \text{速度は } \frac{\lambda}{\ell (\rho c)_f} \text{ 基準, } v = \frac{\lambda}{\ell (\rho c)_f \Phi_0} v' \\ \text{圧力は } \frac{\lambda \mu}{k (\rho c)_f} \text{ 基準, } P = \frac{\lambda \mu}{k (\rho c)_f} P' \\ \text{温度は } \Delta T = I_0 \text{ 基準, } T = T_A + I_0 T' \end{array} \right. \quad (5-63)$$

以上を用いて(5-53) ~ (5-59) 式を無次元化する。ここで、Boussinesq近似を用いる。すなわち、浮力項以外の ρ は一定 ($= \rho_A$) とする。

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{v}' = 0 \\ \frac{\partial T'}{\partial t'} - \nabla^2 T' + \mathbf{v}' \cdot \nabla T' = 0 \\ \nabla P' - R_A e_z T' + \mathbf{v}' = 0 \end{array} \right. \quad (5-64)$$

ここで,

$$e_z = \text{垂直方向の単位ベクトル} (g = -|g|e_z)$$

$$R_A = \frac{g \beta (\rho_c)_f I_0 \ell k}{\lambda \bar{\nu}} : \text{Rayleigh 数} \quad (5-67)$$

$$\bar{\nu} = \text{動粘性係数} (\text{m}^2/\text{s})$$

である。境界条件は

$$\left\{ \begin{array}{l} T' = 0 \quad (z' = 1) \\ T' = \sin \omega' t' \quad (z' = 0) \\ v'_z = 0 \quad (z' = 0, 1) \end{array} \right. \quad (5-68)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T' = \sin \omega' t' \quad (z' = 0) \\ v'_z = 0 \quad (z' = 0, 1) \end{array} \right. \quad (5-69)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v'_z = 0 \quad (z' = 0, 1) \end{array} \right. \quad (5-70)$$

ここで

$$\omega' = (\rho_c) \frac{\ell^2}{\lambda} \omega \quad (5-71)$$

5-4-4 線形安定性

まず、流れが無い場合についての解(基準状態)を求める。次に、この基準状態からの摂動を考え、その解の時間的消長により安定性を判定する。

(1) 基準状態

線形安定性理論においては微小の摂動を考えるが、その基準となる状態は、この問題では $v_0 = 0$ 、及び一次元の温度分布 $T_0(z', t')$ であり、次式を満足する。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T_0}{\partial t'} = \frac{\partial^2 T_0}{\partial z'^2} \end{array} \right. \quad (5-72)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_0 = 0 \quad (z' = 1) \end{array} \right. \quad (5-73)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_0 = \sin \omega' t' \quad (z' = 0) \end{array} \right. \quad (5-74)$$

解は次式となる。

$$\begin{aligned}
T_0(z'; t') = & \frac{1}{\bar{J}} \cos(\omega' t') \left\{ \cos m(e^{-m} - e^m) \cdot \sin(z'-1) [e^{m(z'-1)} + e^{-m(z'-1)}] \right. \\
& \left. + \sin m(e^{-m} + e^m) \cdot \cos m(z'-1) [e^{m(z'-1)} - e^{-m(z'-1)}] \right\} \\
& + \frac{1}{\bar{J}} \sin(\omega' t') \left\{ -\sin m(-e^{-m} + e^m) \cdot \sin m(z'-1) [e^{m(z'-1)} + e^{-m(z'-1)}] \right. \\
& \left. + \cos m(e^{-m} - e^m) \cdot \cos m(z'-1) [e^{m(z'-1)} - e^{-m(z'-1)}] \right\} \quad (5-75)
\end{aligned}$$

ここで

$$m = \sqrt{\frac{\omega'}{2}} \quad (5-76)$$

$$\bar{J} = \cos^2 m(e^{-m} - e^m)^2 + \sin^2 m(e^{-m} + e^m)^2 \quad (5-77)$$

なお、上下境界面の温度が異なる場合の基準温度 $T'_0(z'; t')$ は、上側境界の温度を $T'_0 = 0$ 、下側境界の温度を $T'_0 = T_A + I_0 \sin \omega' t'$ とすると

$$T'_0(z'; t') = T_A(1 - z') + I_0 T_0(z'; t') \quad (5-78)$$

で表わされる。

(2) 摂動方程式

(1)で得られた基準の速度 $v_0(=0)$ 、温度 $T_0(z'; t')$ からの摂動を考える。

$$\begin{cases} \hat{T} = T' - T_0 \\ \hat{v} = v' - v_0 \end{cases} \quad (5-79)$$

これらを(5-64)～(5-70)式に代入し、(5-72)～(5-74)式を考慮し、更に2次の項を省略すると次の(線形)摂動方程式が得られる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \hat{T}}{\partial t'} - \nabla^2 \hat{T} + \hat{v}_z \frac{\partial T_0}{\partial z'} = 0 \end{array} \right. \quad (5-80)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -R_A \left(\frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial y'^2} \right) + \nabla^2 \hat{v}_z = 0 \end{array} \right. \quad (5-81)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{T} = 0 \quad (z' = 0, 1) \end{array} \right. \quad (5-82)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{v}_z = 0 \quad (z' = 0, 1) \end{array} \right. \quad (5-83)$$

但し、 \hat{v}_z は垂直方向の流速である。上式の導出においては、連続の式を用いて圧力を消去している。

材料層は2つの無限水平面により囲まれているので、水平方向への摂動としては次の周期波を考えればよい。

$$\begin{cases} \hat{T}(x', y', z', t') = \hat{T}(z', t') \exp[i(s_x x' + s_y y')] \\ \hat{v}_z(x', y', z', t') = \hat{v}_z(z', t') \exp[i(s_x x' + s_y y')] \end{cases} \quad (5-84)$$

ここで、 s_x, s_y は x, y 方向の振動波数であり、 i は虚数単位である。これらを (5-80)~(5-83) 式に代入すると

$$\begin{cases} \frac{\partial \hat{T}}{\partial t'} = (D^2 - s^2) \hat{T} - \hat{v}_z \frac{\partial T_0}{\partial z'} \end{cases} \quad (5-85)$$

$$\begin{cases} R_A s^2 \hat{T} + (D^2 - s^2) \hat{v}_z = 0 \end{cases} \quad (5-86)$$

となる。ここで

$$D = \frac{d}{dz'}, \quad s^2 = s_x^2 + s_y^2 \quad (5-87)$$

境界条件は

$$\begin{cases} \hat{T} = 0 & (z' = 0, 1) \\ \hat{v}_z = 0 & (z' = 0, 1) \end{cases} \quad (5-88)$$

となる。

(3) 振動方程式の解

(5-85) 式は、 $\hat{v}_z \frac{\partial T_0}{\partial z'}$ の項が時間 t' を含む為、変数分離解が得られない。よって、ここでは Galerkin 法を用いる。すなわち、次の形の解

$$\begin{cases} \hat{T}(z', t') = \sum_{k=1}^N a_k(t') \theta_k(z') \\ \hat{v}_z(z', t') = \sum_{k=1}^N b_k(t') W_k(z') \end{cases} \quad (5-89)$$

を仮定し、これが (5-85)~(5-88) 式を満足するように $a_k(t')$, $b_k(t')$ を決定する。 $\theta_k(z'), W_k(z')$ は試行関数である。

a_k, b_k に関する式を求める。試行関数 θ_k, W_k としては、境界条件 (5-88) 式を満足するものとして

$$\theta_k(z') = W_k(z') = \sin(k\pi z') \quad (5-90)$$

を用いる。(5-85)(5-86) 式に (5-89) 式を代入し、それぞれ θ_ℓ, W_ℓ , ($\ell = 1, \dots, N$) を乗じて $\int_0^1 dz'$ すると

$$\begin{cases} \sum_{k=1}^N \frac{da_k}{dt'} \int_0^1 \theta_k \theta_\ell dz' = \sum_{k=1}^N a_k \int_0^1 (D^2 - s^2) \theta_k \theta_\ell dz' - \sum_{k=1}^N b_k \int_0^1 W_k \theta_\ell \frac{\partial T_0}{\partial z'} dz' \end{cases} \quad (5-91)$$

$$\begin{cases} R_A s^2 \sum_{k=1}^N a_k \int_0^1 \theta_k W_\ell dz' + \sum_{k=1}^N b_k \int_0^1 (D^2 - s^2) W_k W_\ell dz' = 0 \end{cases} \quad (5-92)$$

$$(\ell = 1, \dots, N)$$

これは次のように行列の形で書かれる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{k=1}^N A_{\ell k} \frac{da_k}{dt'} = \sum_{k=1}^N B_{\ell k} a_k + \sum_{k=1}^N C_{\ell k} b_k \end{array} \right. \quad (5-93)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_A \sum_{k=1}^N D_{\ell k} a_k + \sum_{k=1}^N E_{\ell k} b_k = 0 \quad (\ell = 1, \dots, N) \end{array} \right. \quad (5-94)$$

ここで

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{\ell k} = \frac{1}{2} \delta_{\ell k} \\ B_{\ell k} = -\frac{1}{2} (k^2 \pi^2 + s^2) \delta_{\ell k} \\ C_{\ell k} = -\int_0^1 W_k \Theta_\ell \frac{\partial T_0}{\partial z'} dz' = P_{\ell k} \sin(\omega' t') + H_{\ell k} \cos(\omega' t') \\ D_{\ell k} = \frac{1}{2} s^2 \delta_{\ell k} \\ E_{\ell k} = -\frac{1}{2} (k^2 \pi^2 + s^2) \delta_{\ell k} \end{array} \right. \quad (5-95)$$

$$(k, \ell = 1, \dots, N)$$

但し、 $\delta_{\ell k}$ は Kronecker のデルタである。 $A_{\ell k}, B_{\ell k}, C_{\ell k}, D_{\ell k}, E_{\ell k}$ は正方行列の要素であり、 $C_{\ell k}$ は時間に依存し、 $\tau_0 = \frac{1}{\omega'} = \frac{2\pi}{\omega'}$ なる周期をもつ。

これらの係数を用いると、(5-93)(5-94)式は a_k のみの式に書き表わされる。

$$\frac{da_\ell}{dt'} = [-(k^2 \pi^2 + s^2) \delta_{\ell k} + R_A (R_{\ell k} \sin \omega' t' + T_{\ell k} \cos \omega' t')] a_k \quad (5-96)$$

ここで

$$R_{\ell k} = \frac{2s^2 P_{\ell k}}{k^2 \pi^2 + s^2}, \quad T_{\ell k} = \frac{2s^2 H_{\ell k}}{k^2 \pi^2 + s^2} \quad (5-97)$$

(5-96)式は次のように書かれる。

$$\frac{da_\ell}{dt'} = F_{\ell k} a_k, \quad F_{\ell k}(\tau_0) = F_{\ell k}(0) \quad (5-98)$$

つまり

$$\frac{d}{dt'} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_{11}, & F_{12}, & \dots & F_{1N} \\ F_{21}, & F_{22}, & \dots & F_{2N} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ F_{N1}, & F_{N2}, & \dots & F_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_N \end{pmatrix} \quad (5-99)$$

(5-99)式のN個の独立な解 $a_{\ell 1}, a_{\ell 2}, \dots, a_{\ell N}$ ($\ell = 1, \dots, N$) が分れば、一般解はその線形結合で与えられる。¹⁴⁶⁾ $a_{\ell m}$ は解の基本系を定義している。(5-99)式を適当な初期条件のもとに解けば a_{ℓ} は求められる。

(4) 安定性の判定

以上で、流れの安定性は常微分方程式(5-98)式の解の安定性、つまり時間とともに解が増大するか否かに置きかえられた。周期係数をもつ方程式の安定性の判定には次の Floquet の定理¹⁴⁶⁾¹⁴⁷⁾を用いる。すなわち、 A を周期系(5-98)式の基本行列とすると、 τ_0 を周期とする非特異周期行列 A_1 と定数行列 A_2 とを適当に選んで

$$A(t') = A_1(t') e^{t' A_2} \quad (5-100)$$

とすることができる。行列 $A_3 = \exp(\tau_0 A_2)$ の特性根 m_1, \dots, m_N を Floquet の乗数 ($F_{\ell k}$ に同伴する定数)、行列 A_2 の特性根 n_1, \dots, n_N を特性指数と呼ぶ。乗数 m_i と特性指数 n_i との間には、 $m_i = \exp(\tau_0 n_i)$ という関係がある。

$\operatorname{Re}(n_i) < 0$ のとき、つまり $|m_i| < 1$ のとき、(5-98)式の解は $t' \rightarrow \infty$ に対して指数的に減衰する。(5-100)式より

$$A(\tau_0) = A(0) \exp(\tau_0 A_2) \quad (5-101)$$

なので、乗数 m_i は行列 $A^{-1}(0) A(\tau_0)$ の特性根として得られる。 $A(0) = U$ (単位行列) とすると、 m_i は $A(\tau_0)$ の特性根となる。

以上より、安定性判定の為の計算手順は以下のようになる。つまり、初期条件

$$a_{\ell k}(0) = \delta_{\ell k} \quad (5-102)$$

の下に(5-98)式を解く。解 $a_{\ell k}(\tau_0)$ の固有値が乗数 m_1, \dots, m_N であり

$$m_j = \exp(n_j \tau_0) \quad (5-103)$$

より Floquet の指数 n_j が求められる。 n_j の正負より安定性が判定される。

5-4-5 臨界Rayleigh数

§5-4-4の結果より、各摂動波数 s に対して安定、不安定の限界を与える R_A 数、すなわち臨界Rayleigh数 R_A^* が、指数 n_j の実数部の正負の判定より求められる。(5-96)式の解は数値計算によるが、先ず解の性質について検討する。

(1) 解の特性

- i) (5-96)式はパラメータとして、摂動波数 s 、無次元角速度 ω' 、Rayleigh数 R_A を含む。従って、 s と ω' (或いは f') の全ての組み合わせに対して臨界Rayleigh数 R_A^* が求められなければならない。(5-96)式、或いは(5-99)式の対角項のみを取り出して書くと

$$\begin{aligned} \frac{da_\ell}{dt'} &= [-(\ell^2\pi^2 + s^2) + R_A(R_{\ell\ell} \sin \omega' t' + T_{\ell\ell} \cos \omega' t')] a_\ell \\ &= [-(\ell^2\pi^2 + s^2) + R_A \left(\frac{2s^2}{\ell^2\pi^2 + s^2} \right) (P_{\ell\ell} \sin \omega' t' + H_{\ell\ell} \cos \omega' t')] a_\ell \end{aligned} \quad (5-104)$$

となる。第1項は常に負であるから a_ℓ を減衰させる作用をする。従って、 R_A が減少していくと、第1項に比して第2項は無視され得ようになり、系は安定に向う。 $s \rightarrow +\infty$ 、及び $s \rightarrow 0$ も同様の作用を及ぼし、系は安定に向う。又、 f' が大きくなると $P_{\ell\ell}, H_{\ell\ell}$ の絶対値は減少するので、やはり系は安定化される。

ii) 次に、平均温度勾配が0でない従来の結果との比較を行なう。この場合、基準の温度分布は $T_0(z', t')$ ではなく (5-78) 式で与えられる $T'_0(z', t')$ 、すなわち

$$T'_0(z', t') = T_A(1 - z') + I_0 T_0(z', t') \quad (5-105)$$

となる。これに応じて後の展開で変化するのは (5-95) 式の $C_{\ell k}$ 、(5-96) 式であり、それぞれ

$$C_{\ell k} = \frac{1}{2} T_A \delta_{\ell k} + I_0 [P_{\ell k} \sin \omega' t' + H_{\ell k} \cos \omega' t'] \quad (5-106)$$

$$\frac{da_\ell}{dt'} = \left[\frac{T_A R_A s^2 - (k^2 \pi^2 + s^2)^2}{(k^2 \pi^2 + s^2)} \delta_{\ell k} + I_0 R_A (R_{\ell k} \sin \omega' t' + T_{\ell k} \cos \omega' t') \right] a_\ell \quad (5-107)$$

となる。

まず、 $I_0 = 0$ の場合、すなわち周期成分が無く定常の温度勾配のみがある場合には、Horton, Rogers¹²²⁾により与えられる如く $R_A^* = 4\pi^2$ となることが分る (注参照)。

ここで扱っている問題では、定常の温度勾配は無く ($T_A = 0$)、(5-107) 式の右辺カッコ内第1項は R_A の値にかかわらず常に負となる為、 $T_A \approx 0$ つまり負の温度勾配がある場合より安定となる。但し、無次元化の基準が異なるので R_A^* の値の単純な比較はできない。

(2) 数値計算¹²⁵⁾

(5-98) 式を数値計算により解く。積分はRunge-Kutta法による。Galerkin近似の項数 N は3とした。各無次元周波数 $f' \left(= \frac{\omega'}{2\pi} \right)$ 毎に、摂動波数 s の種々の値に対して臨界Rayleigh数 R_A^* を求めた。以下、まず解の分っている場合との比較より数値計算の検討をし、次に本問題に対する計算を行なう。

i) $T_A = 1, I_0 = 0$ の場合

これは定常の温度勾配のみがある場合であり、 $s = \pi$ のときに $R_A^* = 4\pi^2 = 39.48$ である。又、この場合、(5-96) 式 ((5-107) 式) は解析的に解けるので (注)、この解を利用してRunge-Kutta法の収束について調べる。

Runge-Kutta法の収束に影響する要因は時間分割幅 $\Delta t'$ である。周期 τ_0 を最大90分割 (よって $\Delta t' = \frac{\tau_0}{90}$) までの種々の分割をした場合の計算を行なった。用いた数値は $s = \pi, R_A = 38$ である。この場合、系は安定なのでFloquetの指数 n_i ($i = 1, 2, 3$) は全て正とならねばならない。Floquetの指数 n_i のGalerkin近似における正確値 (注、(h) 式) と数値計算による解の比較を表5-2に示す。この結果から、90分割で十分な精度が得られていると判断して以後の数値計算は90分割とした。

又、この例の場合、 $R_A = 38$ では n_i は全て正で安定であり、 $R_A = 40.0$ では不安定という結果が数値計算より得られた。理論値 $4\pi^2 (= 39.48)$ との一致は良く、項数3の Galerkin近似で十分と判断した。

表5-2 Floquet指数の比較

正確値	計算値	
	60分割	90分割
0.7392	0.7392	0.7392
41.7480	41.6019	41.7243
94.8960	78.4567	92.5489

ii) 文献125 (Chhuonら)の結果との比較

文献125の結果との比較により、周期成分がある場合の数値計算の確認を行なう。 $T_A = 1.0, I_0 = 1.0, s = \pi, f' = 1$ の場合、文献における臨界 Rayleigh 数は $R_A^* = 38.5$ であり、本計算では $R_A = 38.3$ で安定、 38.8 で不安定という結果になった。両者の一致は良いと言えよう。

iii) 周期成分のみの場合

R_A^* の s による変化を図5-2に示す。周波数 $f' = 1, 12, 24, 50$ に対する計算を行なった。 f' が12以上では、摂動波数 $s = 5 \sim 10$ に R_A^* の極小値が存在する。

$f' = 1, s = 30$ の場合には、 $R_A = 1000$ 近くまで安定な解が得られた。しかし、1周期の間における解 a_θ の変化をみると、 $R_A \geq 600$ では振幅が非常に大きくなっている。このような場合、線形近似による解析が意味をもつとは考えられないこと、又、最終的には s についての最小値 ($f' = 1$ の場合には $s = 20$ 前後)のみが必要なので、 $f' = 1$ においては $s = 30$ までの結果のみを表示している。

s に関する R_A^* の最小値を周波数 f' について示したのが図5-3である。 f' が増加すると R_A^* は増加、すなわち安定化の方向に向うことが分る。

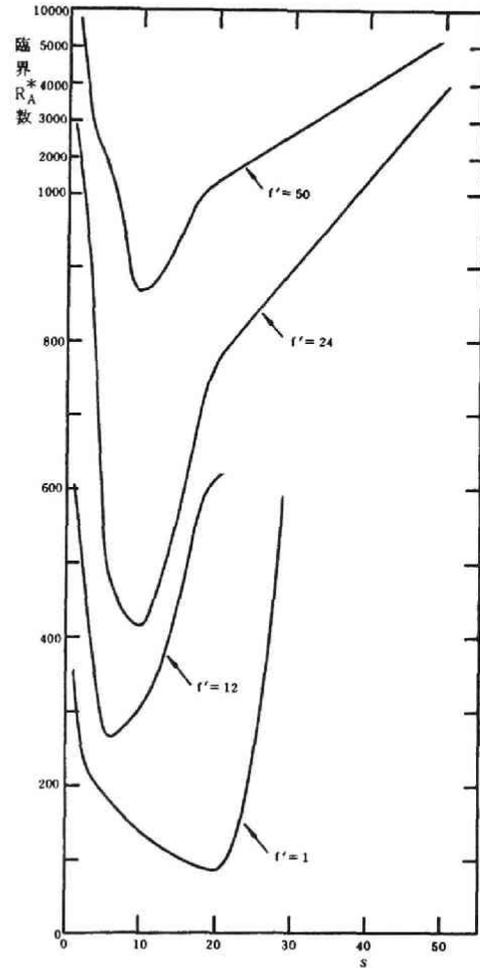


図5-2 臨界 Rayleigh 数 R_A^* の s による変化

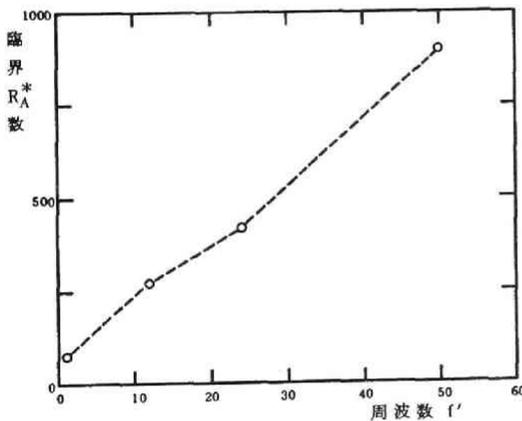


図5-3 臨界 Rayleigh 数 R_A^* の無次元周波数 f' による変化

5-4-6 熱伝導率測定における入力条件の検討

周期的熱伝導率測定法における対流生起の判定を、§ 5-4-5の結果を用いて行なう。乾燥及び完全に水で満された状態での安定性が、入力条件によりどのように変化するかを具体例で調べる。材料としては、対流の影響が比較的大きいと考えられるガラス・ウールを対象とする。

(1) 用いた数値

移動係数値を表 5-3 に示す。

表 5-3 用いた移動係数値

	λ (J/m s K)	$\frac{\lambda}{\rho c}$ (m ² /s)	k (m ²)
乾燥時	0.051 (ガラス・ウール) ¹⁴⁸⁾	2.78×10^{-7} (ガラス・ウール) ¹⁴⁸⁾	3.8×10^{-7}
飽水時	0.581 (水)	1.39×10^{-7} (水) ¹⁴⁹⁾	3.8×10^{-7}

kは文献 150の値を用いた。これは Permeability の値としては、かなり大きい部類に属する。他に用いた定数値を表 5-4 に示す。20℃での値である。¹⁴⁹⁾

表 5-4 計算に用いた定数値

	$\bar{\beta}$ (-)	ρ (kg/m ³)	c (J/kg K)	$\bar{\nu}$ (m ² /s)
水	0.00020	998	4180	1.00×10^{-6}
空 気	0.003419	1.205	1010	15.0×10^{-6}

(2) Rayleigh数 R_A と無次元周波数 f'

(1)の数値を(5-71)式

$$R_A = \frac{g\bar{\beta}(\rho c)_f \cdot I_0 \ell k}{\lambda \bar{\nu}}$$

及び

$$f' = f \frac{(\rho c) \ell^2}{\lambda} \quad (f = \text{入力周波数 (1/s)}) \quad (5-108)$$

に代入して

$$R_A = \begin{cases} 5320 I_0 \ell & (\text{飽水時}) \\ 19.8 I_0 \ell & (\text{乾燥時}) \end{cases} \quad (5-109)$$

$$f' = \begin{cases} 2000 f \ell^2 & (\text{飽水時}) \\ 1000 f \ell^2 & (\text{乾燥時}) \end{cases} \quad (5-110)$$

(3) 臨界 Rayleigh 数と入力条件

$\ell = 0.01(\text{m})$, $f = 120 (1/\text{h})$ とすると

$$\begin{cases} \text{飽水時} & f' = 24, R_A = 53.2 I_0 \\ \text{乾燥時} & f' = 12, R_A = 0.20 I_0 \end{cases}$$

となる。この R_A が R_A^* 以下となるように I_0 を選べばよい。 $f' = 24, 12$ に対応する R_A^* は、図 5-4 よりそれぞれ 410, 270 となるから

$$I_0 = \begin{cases} 7.7 \text{ (}^\circ\text{C)} & \text{(飽水時)} \\ 1350 \text{ (}^\circ\text{C)} & \text{(乾燥時)} \end{cases}$$

となり、第 3 章での軟質繊維板についての測定では対流は生じていなかったと考えられる。Permeability としてかなり大きな値を用いているにも拘らず、温度振幅として 7.7°C まで許されるという結果から判断して、周波数が $120(1/h)$ 程度に大きければ通常材料では対流は生じないと考えられる。

同様に、 $\ell = 0.01(m)$ 、 $f = 5(1/h)$ とすると、 $f' = 1$ 、 $R_A = 53.2 I_0$ (飽水時) となる。 $f' = 1$ に対応する R_A^* は 70 であるから、対流を生じさせないようにする為には $I_0 \leq 1.3(^\circ\text{C})$ でなければならない。従って低周波入力を用いた測定では注意が必要となる。

5-5 断熱材の熱的性能と結露に及ぼす材料内対流熱移動の影響

§ 5-3, 5-4 では、空隙の大きな断熱材を対象として、熱伝導率測定に及ぼす対流の影響を検討し、対流を起さない測定条件を求めた。その条件下で得られる熱伝導率は、対流を含まない値である。一方、建築壁体において断熱材の使用されている状況を考えて、対流の生じる可能性は大きい。断熱材を軽量化し熱伝導率を下げる事が行なわれているが、これは同時に対流熱移動を増大させる為、上述のことを考えるとむしろ断熱材としての特性を悪くする可能性がある。

又、材料中での対流は壁体表面温度分布の非一様性をもたらす。これは、一次元の温度分布を用いた表面結露防止設計では不十分であり、部分的に結露発生の危険性が増すことを意味している。従って、正確な温度の非一様分布を把握する必要がある。

多孔質材料中での対流による熱移動の解析は P. J. Burns ら¹⁵⁰⁾が行っており、本節の解析は主として彼らに従う。ただし、彼らの解析においては壁体表面温度を規定しているが、建築壁体においては表面温度が与えられることはほとんど無い。両者の差は、上述の表面結露に対しては大きな影響を及ぼす為、空気温を与えた解析を行なう必要がある。

以上より本節では、建築壁体として使用される状況において、断熱材中の対流が壁体の熱特性及び表面結露に及ぼす影響を、室内空気温を与えた解析により検討する。

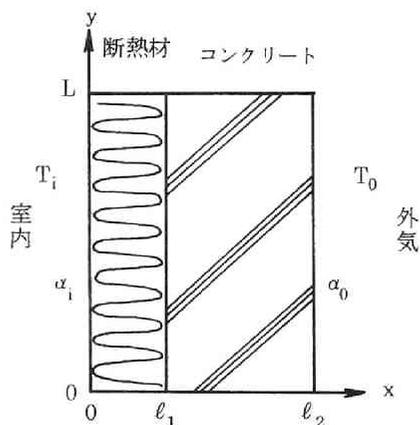


図 5-4 計算対象壁体のモデル

5-5-1 計算対象

対象とする壁体は、図 5-4 に示す断熱材とコンクリートよりなる二次元の系である。断熱材、コンク

リートはそれぞれ室内，外気に面している。水平層の場合には $x=0$ の面を天井面とする。 $y=0, L$ の面は断熱である。対流は $x=0 \sim \ell_1$ の断熱材の中でのみ生じ，コンクリート内での熱移動は伝導のみによるとする。断熱材の空隙は連続とする。独立気泡をもつ材料については別に検討を要する。水分の影響についてはここでは考えない。

5-5-2 定式化

(1) 基礎式

用いた基礎式は §5-4-3 の空気のみの場合に対するものである。

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_a v_{ax})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_a v_{ay})}{\partial y} = 0 \quad (5-111)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\Phi_0 \rho_a c_{pa}}{c_T} \cdot v_{ax} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\Phi_0 \rho_a c_{pa}}{c_T} \cdot v_{ay} \frac{\partial T}{\partial y} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (5-112)$$

$$v_{ax} = - \frac{k}{\mu_a \Phi_0} \frac{\partial P_a}{\partial x} \quad (5-113)$$

$$v_{ay} = - \frac{k}{\mu_a \Phi_0} \left[\frac{\partial P_a}{\partial y} + g(\rho_a - \bar{\rho}_a) \right] \quad (5-114)$$

(5-114) 式は静止外気圧基準で表わしている。又， $\bar{\rho}_a$ は外気温度における乾燥空気密度である。状態方程式は

$$\rho_a = \bar{\rho}_a [1 - \bar{\beta}(T - T_0)] \quad (5-115)$$

又，コンクリートにおいては

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = a_s \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} \right) \quad (5-116)$$

ここで

T_s = コンクリート温度 (°C)， a_s = コンクリートの温度伝導率 (m²/h)

(2) 境界条件

流れについては

$$\begin{cases} v_{ax} = 0 & (x=0 \text{ 及び } x=\ell_1, 0 < y < L) \\ v_{ay} = 0 & (0 < x < \ell_1, y=0 \text{ 及び } y=L) \end{cases} \quad (5-117)$$

熱については

$$\begin{cases} \alpha_i (T_i - T) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} & (x=0, 0 < y < L) \\ \frac{\partial T}{\partial y} = 0 & (0 < x < \ell_1, y=0 \text{ 及び } y=L) \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} & (x=\ell_1, 0 < y < L) \end{cases}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T = T_s \quad (x = \ell_1, 0 < y < L) \\ \frac{\partial T_s}{\partial y} = 0 \quad (\ell_1 < x < \ell_2, y = 0 \text{ 及び } y = L) \\ -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = \alpha_0 (T_s - T_0) \quad (x = \ell_2, 0 < y < L) \end{array} \right. \quad (5-118)$$

ここで

α_i, α_0 = 室内側及び外気側熱伝達率 (kcal/m² h °C)

T_i, T_0 = 室内空気温及び外気温 (°C)

λ_s = コンクリートの熱伝導率 (kcal/m h °C)

(3) 無次元化¹⁵⁰⁾

(5-111)式~(5-118)式を

$$x' = \frac{x}{\ell_1}, \quad v'_{ax} = \frac{\ell_1 \Phi_0 \rho_a c_{pa}}{\lambda} v_{ax}, \quad t' = t \frac{a}{\ell_1^2}, \quad T' = \frac{T - T_0}{T_i - T_0}, \quad P'_a = \frac{k \rho_a c_{pa}}{\lambda \mu_a} P_a \quad (5-119)$$

で無次元化する。更に Boussinesq 近似及び次の流れ関数

$$v'_{ax} = \frac{\partial \Psi}{\partial y'}, \quad v'_{ay} = -\frac{\partial \Psi}{\partial x'} \quad (5-120)$$

を用いると、これらの式は次の様になる。

$$\frac{\partial T'}{\partial t'} + v'_{ax} \frac{\partial T'}{\partial x'} + v'_{ay} \frac{\partial T'}{\partial y'} = \frac{\partial^2 T'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 T'}{\partial y'^2} \quad (5-121)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y'^2} = -R_A \frac{\partial T'}{\partial x'} \quad (5-122)$$

$$\frac{\partial T'_s}{\partial t'} = \frac{a_s}{a} \left(\frac{\partial^2 T'_s}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 T'_s}{\partial y'^2} \right) \quad (5-123)$$

ここで、 R_A は次式で定義される Rayleigh 数である。

$$R_A = \frac{g \beta \ell_1 k (T_i - T_0) \rho_a c_{pa}}{\bar{\nu} \lambda} \quad (5-124)$$

境界条件は

$$\Psi = 0 \quad (0 < x' < 1, y' = 0 \text{ 及び } y' = A_R, 0 < y' < A_R, x' = 0, 1) \quad (5-125)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_i(1 - T') = -\frac{\partial T'}{\partial x'} \quad (x' = 0, 0 < y' < A_R) \\ \frac{\partial T'}{\partial y'} = 0 \quad (0 < x' < 1, y' = 0 \text{ 及び } y' = A_R) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T'}{\partial x'} = \frac{\lambda_s}{\lambda} \frac{\partial T'_s}{\partial x'} \quad (x' = 1, 0 < y' < A_R) \\ T' = T'_s \quad (x' = 1, 0 < y' < A_R) \\ \frac{\partial T'_s}{\partial y'} = 0 \quad (1 < x' < \frac{\ell_2}{\ell_1}, y' = 0 \text{ 及 } y' = A_R) \\ \frac{\partial T'_s}{\partial x'} = -\text{Bis} \cdot T'_s \quad (x' = \frac{\ell_2}{\ell_1}, 0 < y' < A_R) \end{array} \right. \quad (5-126)$$

ここで、 A_R は Aspect Ratio, B_i , B_{is} は Biot 数である。

$$A_R = \frac{L}{\ell_1}, \quad B_i = \frac{\ell_1 \alpha_i}{\lambda}, \quad B_{is} = \frac{\ell_1 \alpha_0}{\lambda_s} \quad (5-127)$$

5-5-3 数値計算¹⁵⁰⁾

(1) 数値計算法

差分法により解いた。エネルギー式(5-121)式は前進差分により、流れの式(5-122)式は relaxation 法により解いた。(5-121)(5-122)式の差分式を以下に示す(′は省略する)。

$$\begin{aligned} & \frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}}{\Delta t} + \frac{\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j-1}}{2 \Delta y} \cdot \frac{T_{i+1,j} - T_{i-1,j}}{2 \Delta x} - \frac{\psi_{i+1,j} - \psi_{i-1,j}}{2 \Delta x} \cdot \frac{T_{i,j+1} - T_{i,j-1}}{2 \Delta y} \\ & = \frac{T_{i+1,j} - 2T_{i,j} + T_{i-1,j}}{(\Delta x)^2} + \frac{T_{i,j+1} - 2T_{i,j} + T_{i,j-1}}{(\Delta y)^2} \end{aligned} \quad (5-128)$$

$$\begin{aligned} \psi_{i,j}^{(k+1)} &= (1-e)\psi_{i,j}^{(k)} + \frac{e}{2(1+ss)} \left[\psi_{i+1,j}^{(k)} + \psi_{i-1,j}^{(k+1)} + ss(\psi_{i,j+1}^{(k)} + \psi_{i,j-1}^{(k+1)}) \right. \\ & \quad \left. + R_A \frac{\Delta x}{2} (T_{i+1,j}^{n+1} - T_{i-1,j}^{n+1}) \right] \end{aligned} \quad (5-129)$$

但し

$$ss = \frac{(\Delta x)^2}{(\Delta y)^2}$$

ここで、 i, j は位置を表わす節点番号であり、 $(n+1)$ は次の時刻を表わす。 n は省略した。又、 e は緩和パラメータ、 k は反復回数である。

(2) 計算に用いた数値

以上の式においては、 $R_A, \frac{a_s}{a}, \frac{\lambda_s}{\lambda}, B_i, B_{is}, A_R, \frac{\ell_2}{\ell_1}$ という7個のパラメータが現われる。ここでは、これらのうち R_A と A_R のみをパラメータとして残し、他は固定した。用いた数値は以下のものである。

$$\begin{aligned} \ell_1 &= 0.05 \text{ (m)}, \quad \ell_2 = 0.15 \text{ (m)}, \quad \alpha_1 = 8 \text{ (kcal/m}^2 \text{ h } ^\circ\text{C)}, \quad \alpha_0 = 20 \text{ (kcal/m}^2 \text{ h } ^\circ\text{C)} \\ \lambda_s &= 1.4 \text{ (kcal/m h } ^\circ\text{C)}, \quad \lambda = 0.030 \text{ (kcal/m h } ^\circ\text{C)}, \quad a_s = 0.0030 \text{ (m}^2 \text{/h)}, \end{aligned}$$

$$a = 0.0010 \text{ (m}^2/\text{h)}$$

5-5-4 計算結果と考察

結果の速度分布及び温度分布の時間経過 ($R_A=50$, $A_R=5$) の例を図5-5 (1)(2), 及び図5-6 に示す。図5-5(1)は $t'=0.20$, 図5-5(2)は $t'=5$ における速度分布であり, 図5-6は y' 方向の3つの断面 ($y'=0, 2.5, 5.0$) での x' 方向の温度分布を表わしている。比較の為, 伝導のみの場合の温度分布の時間経過を図5-7に示す。

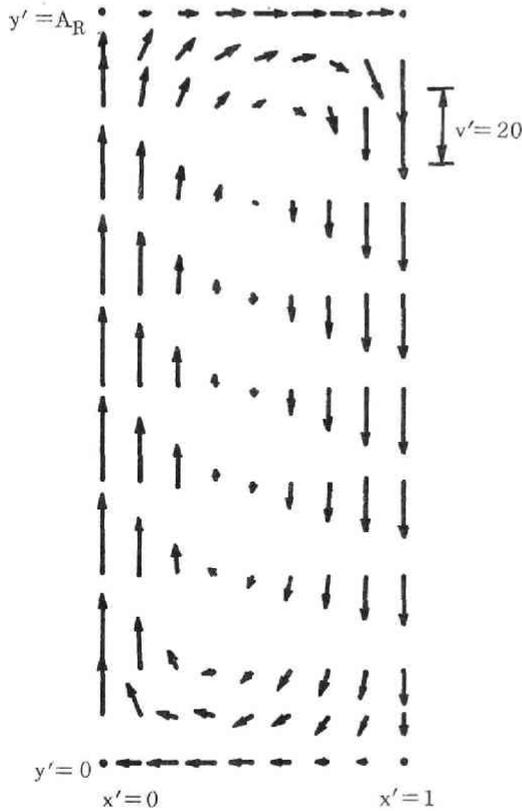


図5-5(1) 速度分布
($R_A=50$, $A_R=5$, $t'=0.2$)

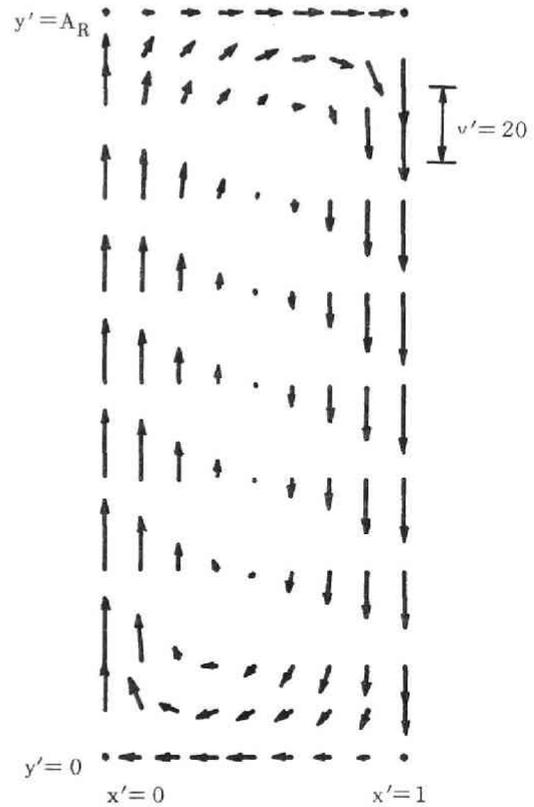


図5-5(2) 速度分布
($R_A=50$, $A_R=5$, $t'=5$)

これらから, 自然対流による循環流の生じていること, $t'=0.20$ と $t'=5$ では流れに大きな違いの無いことが分る。伝導のみの場合には, $t'=5.0$ で温度分布はほぼ直線で(図5-7)定常に近いが, 対流があると温度分布は直線からはずれ, その分布形は y' の位置によって大きく変化する。

又, 室内側表面温度は, $y'=5.0$ では0.99, $y'=0$ では0.78であり, 断熱材の下部ほど温度は低い。その差はかなり大きく, 表面結露のような現象に対しては, 断熱材中での対流により生じる表面温度の非一様性は重要な意味をもっていると言える。

室内側表面及び断熱材の外気側境界での平均熱流(面積平均)の時間経過を図5-8 (1)(2)に示す。Aspect Ratio A_R をパラメータとして表示してある。(1)(2)はそれぞれ, $R_A=50, 100$ の場合である。又,

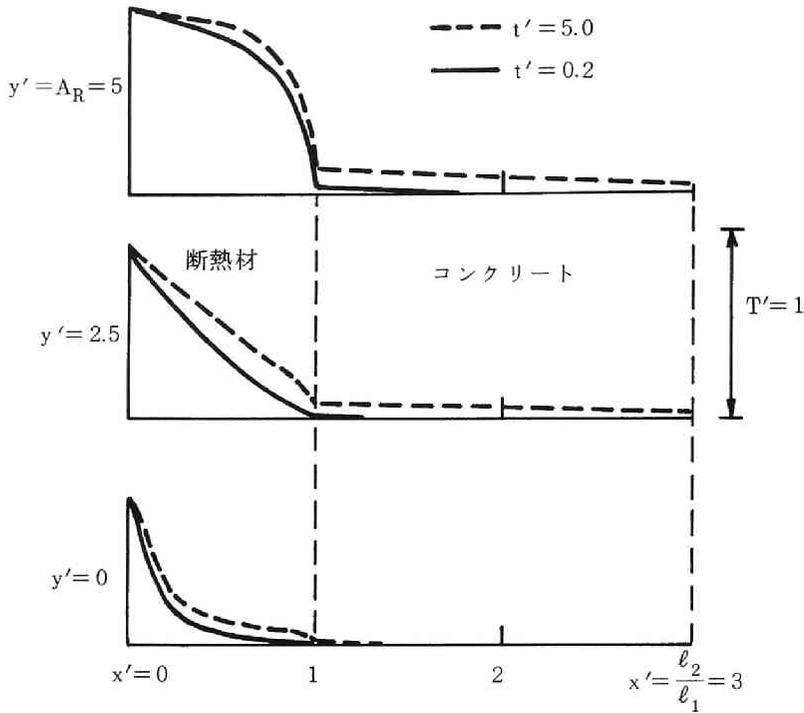


図 5-6 内部温度分布 ($R_A=50, A_R=5$)

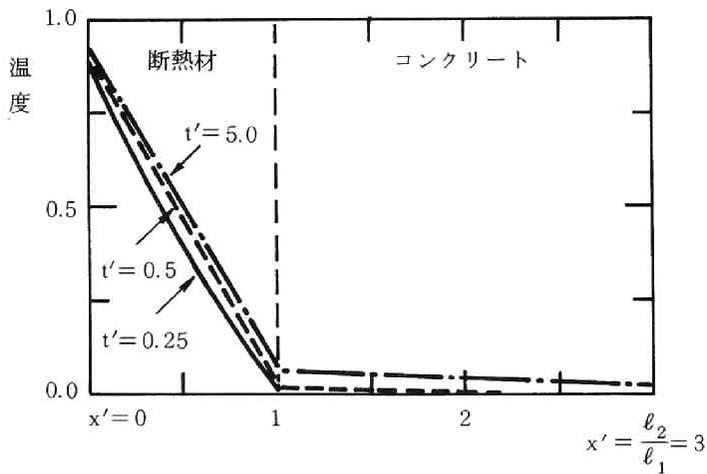


図 5-7 伝導のみの場合の内部温度分布

伝導のみの場合の熱流も同時に示す。伝導のみの場合に比して、対流がある場合、熱流は増加しその比は R_A が大なる程、 A_R が小なる程大きい。(但し、 A_R が 0 に向うと対流の影響は小さくなるので比は 1 に近づく)。

定常時の両者の比を R_A をパラメータとして A_R について示したものが図 5-9 である。 A_R が大なる程、

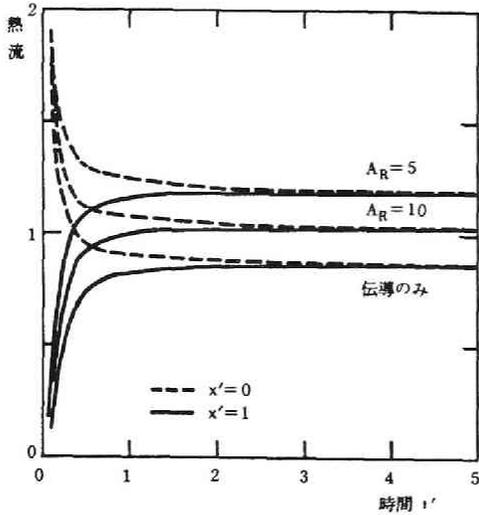


図 5-8 (1) 断熱材表面熱流 ($R_A=50$)

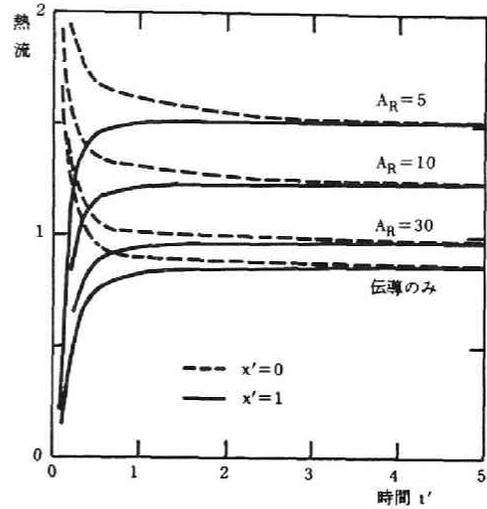


図 5-8 (2) 断熱材表面熱流 ($R_A=100$)

浮力は大きくなるが、横方向への対流が生じる領域の全体に対する割合が減少する為、全体としての熱流はむしろ小さくなる。従って、垂直に長い断熱材を分割すると熱抵抗は減少する。これは実験的¹⁵⁾にも示されている。しかし、対流の影響の比較的小さい $R_A=50$, $A_R=20$ の場合でも、伝導のみと比べると熱流は13%近く増加しており、断熱材の熱抵抗の変化は大きい。

以上は垂直壁の場合であるが、水平層(天井面)の場合の速度分布、熱流変化の計算結果を図5-10, 11に示す。この場合には、断熱材内部に振動温度として $0.05 \sin \pi x' \cdot \cos \pi y'$ をあらかじめ与えて計算した。従って、図5-11の時間の小さい場合の値にはその影響が含まれ

ている。図5-10の速度分布の図に示される如く循環流が起こり、これに応じて非一様な温度分布が生じる。図5-11は境界面での熱流を示すが、この場合にも対流により熱移動量は大きく増加し、断熱材の使用においては、対流に関する検討の重要なことが分る。

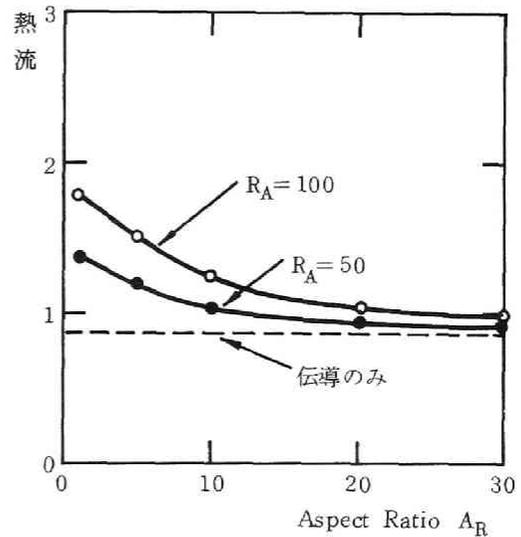


図 5-9 定常熱流の Aspect Ratio による変化

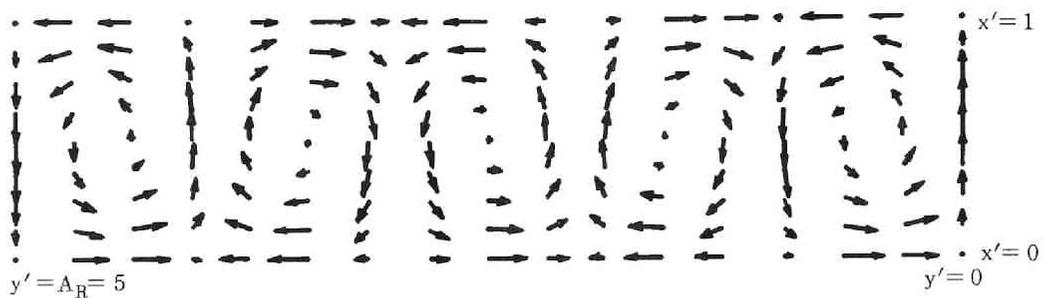


図 5-10 速度分布 ($R_A=100$, $A_R=5$, $t'=5.0$)

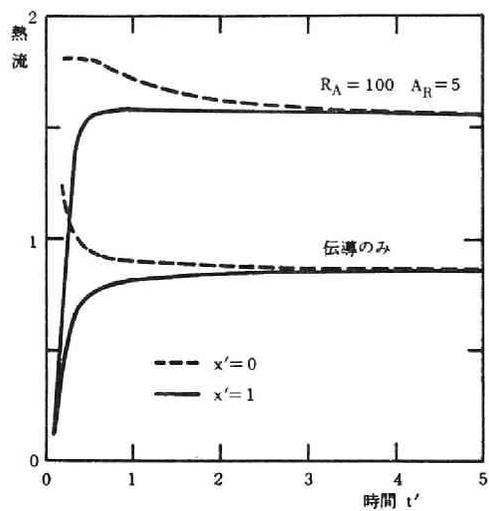


図 5-11 表面熱流の変化 ($R_A=100$, $A_R=5$)

5-6 第5章のまとめ

本章では、空隙の大きな断熱材を対象として、多孔質材料中の対流が壁体の熱的特性に及ぼす影響について検討した。

§5-2では、対流による熱移動をも考慮した多孔質材料中での熱水分同時移動方程式を提示した。

§5-3, 5-4では、湿潤時熱伝導率測定法としての周期的測定法に及ぼす対流の影響を検討した。まず、境界が非透気性の一次元半無限材料表面に周期的温度波を与えた場合、一次元の対流が熱伝導に及ぼす影響は十分小さいことを確めた。これに対して、二、三次元の流れが起きると対流による熱移動は大きくなり、熱伝導率の測定には好ましくない。このような流れを起こさない測定条件を求める為、流れの安定性を線形理論に基づき検討した。平均の温度勾配が0で、下面に周期入力がある場合の流れの安定性限界を与える臨界 Rayleigh 数を、無次元周波数 $f' = 1 \sim 50$ に対して求めた。周波数が大きくなる程安定であるという結果が得られた。この結果を利用した計算例から、周波数が $120(1/h)$ 程度ではかなり空隙の大きい材料においても、温度振幅が 8°C 程度までは流れは安定であることが分った。逆に、低周波での測定では対流の起きる可能性は高くなる為、本章での結果を適用して測定上の限界を定める必要がある。

§5-3, 5-4では熱伝導率測定の立場から対流を押えることを目的としたが、一方、建築壁体においては対流の生じる場合が多い。§5-5では、そのような場合に、対流が断熱材の熱的特性に及ぼす影響について検討した。垂直壁においては、Rayleigh数、断熱材の縦横比に応じて移動熱流は伝導のみの場合よりかなり大きくなり、又時間的変化形も異なる。これは、対流による温度分布の二次元性によるものであり、対流熱移動の影響は大きい。更に、これに伴ない室内側表面温度にはかなりの非一様性が生じ、表面結露の危険性が增大する。従って、密度の小さい断熱材の評価には、伝導ばかりでなく対流も同時に考慮する必要がある。

注 周期成分がない場合の臨界 Rayleigh 数

(1) 基本式

$I_0 = 0$, $T_A = 1$ の時、(5-107)式は、簡単の為 $N = 2$ について書くと

$$\frac{da_\ell}{dt} = \frac{R_A s^2 - (\ell^2 \pi^2 + s^2)^2}{\ell^2 \pi^2 + s^2} a_\ell \quad (\ell = 1, 2)$$

$$= z_\ell \cdot a_\ell \quad \dots\dots\dots (a)$$

という全く独立な2式となり、

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} z_1 & 0 \\ 0 & z_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (b)$$

初期条件は

$$\begin{bmatrix} a_{11}(0), & a_{12}(0) \\ a_{21}(0), & a_{22}(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1, & 0 \\ 0, & 1 \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (c)$$

(2) 解

(b)式を個別に書くと

$$\frac{da_{11}}{dt} = z_1 a_{11}, \quad \frac{da_{12}}{dt} = z_1 a_{12}, \quad \frac{da_{21}}{dt} = z_2 a_{21}, \quad \frac{da_{22}}{dt} = z_2 a_{22} \quad \dots\dots\dots (d)$$

これらを初期条件(c)の下に解くと

$$a_{11}(t) = e^{z_1 t}, \quad a_{12}(t) = a_{21}(t) = 0, \quad a_{22}(t) = e^{z_2 t} \quad \dots\dots\dots (e)$$

よって、行列 A は

$$A = [A_{km}(\tau_0)] = [a_{km}(\tau_0)] = \begin{bmatrix} a_{11}(\tau_0), & a_{12}(\tau_0) \\ a_{21}(\tau_0), & a_{22}(\tau_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{z_1 \tau_0}, & 0 \\ 0, & e^{z_2 \tau_0} \end{bmatrix} \quad \dots\dots (f)$$

(3) Floquet の乗数 m_i と指数 n_i

m_i は A の固有値であるから

$$\det(A - mU) = \begin{vmatrix} e^{z_1 \tau_0} - m, & 0 \\ 0, & e^{z_2 \tau_0} - m \end{vmatrix} = (e^{z_1 \tau_0} - m)(e^{z_2 \tau_0} - m) = 0$$

$$\therefore m_1 = e^{z_1 \tau_0}, \quad m_2 = e^{z_2 \tau_0} \quad \dots\dots\dots (g)$$

従って

$$m_i = e^{-n_i \tau_0}$$

より

$$\begin{cases} n_1 = -z_1 = -\frac{R_A s^2 - (\pi^2 + s^2)^2}{1^2 \pi^2 + s^2} \\ n_2 = -z_2 = -\frac{R_A s^2 - (2^2 \pi^2 + s^2)^2}{2^2 \pi^2 + s^2} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (h)$$

(4) 安定性の条件

解が安定であるためには $n_1, n_2 \geq 0$ でなければならない (n_1, n_2 は実数)。ところで (h) をみると正の R_A , 任意の s に対して,

$$n_2 > n_1 \quad \dots\dots\dots (i)$$

となるので n_1 を正とすれば安定となる。つまり

$$R_A s^2 - (\pi^2 + s^2)^2 \leq 0 \quad \dots\dots\dots (j)$$

$$\therefore R_A \leq \frac{(\pi^2 + s^2)^2}{s^2} = 2\pi^2 + \left(s^2 + \frac{\pi^4}{s^2} \right) \quad \dots\dots\dots (k)$$

任意の s について上式を満足する R_A^* を求めればよい。

$$s^2 + \frac{\pi^4}{s^2} \geq 2\pi^2 \quad (s^2 = \pi^2 \text{ のとき}) \quad \dots\dots\dots (1)$$

より

$$R_A^* \leq 2\pi^2 + 2\pi^2 = 4\pi^2 \quad \dots\dots\dots (m)$$

これは、従来の安定性理論の結果と一致している。

第6章 非定常測定法による湿潤時熱伝導率の測定

6-1 概 要

これまでは、湿り材料の熱伝導率 λ^* を測定する方法として周期法をとりあげ、測定に及ぼす水分の影響を熱水分同時移動方程式に基づき解析し、測定の為の理論的根拠を与えた。測定法として周期法を用いた理由は、直観的には周期的な加熱により水分移動が相殺されると思われること、及び解析が比較的容易であることであった。

しかし、周期法は一種の定常測定法である為、系の温度変化が周期的定常になるのに一定の時間を要する。第3章の測定では、水分の影響をできるだけ小さくする為に周期を短くしており、あまり測定に長時間を要しないが、他のより短時間で済む測定法があれば実用的価値も高い。又、非定常法は、一般に温度伝導率のみならず、熱容量、熱伝導率を独立に求め得るという利点をもっている。

以上のことから、本章では非定常法として、表面を断湿した半無限材料の表面に階段状の熱流を与えた場合の検討を行なう。半無限材料の仮定は、周期法では周期を短くとることにより可能であったが、この場合には短時間の測定とすることにより満足させられる。解法としては第3章同様、材料物性値を含水率と温度の一次関数で近似し、表面入力熱流 Q の巾級数解を仮定した摂動法を用いる。又、扱う系は熱と水分が coupling しているが、Henryの方法⁵²⁾を用いて2個の独立な系に分離する。小さな熱流 Q を用いれば、生じる含水率、温度の変化も小さく、従って材料物性値の一次関数近似による誤差も非常に小さくできる。このような Q の決定は、摂動解第1項に比して摂動解第2項を十分小にするということを基準にしてなされ得る。測定においては摂動解第2項が無視し得る位熱流を小さく選ぶという条件の下に、水分の影響を摂動解第1項を用いて吟味し、熱伝導率の測定方法について考察する。又、第3章での周期法における測定誤差との比較を行なう。

6-2 定式化

6-2-1 基礎式

水分移動、熱移動に関する基礎微分方程式は、§3-5と同じであり

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(D_{\theta\ell} + D_{\theta v}) \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[(D_{T\ell} + D_{Tv}) \frac{\partial T}{\partial x} \right] \quad (6-1)$$

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(\lambda + RD_{Tv}) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + R \frac{\partial}{\partial x} \left[D_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] \quad (6-2)$$

境界条件は、 $x=0$ において断湿、熱流一定より

$$(D_{\theta\ell} + D_{\theta v}) \frac{\partial \theta}{\partial x} + (D_{T\ell} + D_{Tv}) \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (x=0) \quad (6-3)$$

$$-(\lambda + RD_{Tv}) \frac{\partial T}{\partial x} - R \cdot D_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial x} = Q \quad (x=0) \quad (6-4)$$

又,

$$\theta = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \quad (6-5)$$

$$T = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \quad (6-6)$$

初期条件は

$$T = T_m, \quad \theta = \theta_m \quad (6-7) (6-8)$$

ここで、各移動係数を含水率、温度の一次関数で近似する。すなわち

$$\left\{ \begin{array}{l} D_{\theta \ell} = D_{\theta \ell}^{\circ} [1 + \eta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \eta_2(T - T_m)] \\ D_{\theta v} = D_{\theta v}^{\circ} [1 + \zeta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \zeta_2(T - T_m)] \\ D_{T \ell} = D_{T \ell}^{\circ} [1 + \beta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \beta_2(T - T_m)] \\ D_{Tv} = D_{Tv}^{\circ} [1 + \xi_1(\theta - \theta_m)] [1 + \xi_2(T - T_m)] \\ \lambda = \lambda^{\circ} [1 + r_1(\theta - \theta_m)] [1 + r_2(T - T_m)] \\ c\rho = (c\rho)^{\circ} [1 + \kappa_1(\theta - \theta_m)] \end{array} \right. \quad (6-9)$$

上付きの添字 \circ は $\theta = \theta_m, T = T_m$ での値を意味する。

これらを用いると、(6-1)~(6-8)式は以下の様になる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial x} \left\{ D_{\theta \ell}^{\circ} [1 + \eta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \eta_2(T - T_m)] \frac{\partial \theta}{\partial x} \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ D_{\theta v}^{\circ} [1 + \zeta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \zeta_2(T - T_m)] \frac{\partial \theta}{\partial x} \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ D_{T \ell}^{\circ} [1 + \beta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \beta_2(T - T_m)] \frac{\partial T}{\partial x} \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ D_{Tv}^{\circ} [1 + \xi_1(\theta - \theta_m)] [1 + \xi_2(T - T_m)] \frac{\partial T}{\partial x} \right\} \end{aligned} \quad (6-10)$$

$$\begin{aligned} (c\rho)^{\circ} [1 + \kappa_1(\theta - \theta_m)] \frac{\partial T}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \lambda^{\circ} [1 + r_1(\theta - \theta_m)] [1 + r_2(T - T_m)] \frac{\partial T}{\partial x} \right. \\ & \left. + RD_{Tv}^{\circ} [1 + \xi_1(\theta - \theta_m)] [1 + \xi_2(T - T_m)] \frac{\partial T}{\partial x} \right\} \\ & + R \frac{\partial}{\partial x} \left\{ D_{\theta v}^{\circ} [1 + \zeta_1(\theta - \theta_m)] [1 + \zeta_2(T - T_m)] \frac{\partial \theta}{\partial x} \right\} \end{aligned} \quad (6-11)$$

境界条件

$$\left\{ D_{\theta\ell}^{\circ} [1 + \eta_1 (\theta - \theta_m)] [1 + \eta_2 (T - T_m)] + D_{\theta v}^{\circ} [1 + \zeta_1 (\theta - \theta_m)] [1 + \zeta_2 (T - T_m)] \right\} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \left\{ D_{T\ell}^{\circ} [1 + \beta_1 (\theta - \theta_m)] [1 + \beta_2 (T - T_m)] + D_{Tv}^{\circ} [1 + \xi_1 (\theta - \theta_m)] [1 + \xi_2 (T - T_m)] \right\} \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (x=0) \quad (6-12)$$

$$- \left\{ \lambda^{\circ} [1 + r_1 (\theta - \theta_m)] [1 + r_2 (T - T_m)] + RD_{Tv}^{\circ} [1 + \xi_1 (\theta - \theta_m)] [1 + \xi_2 (T - T_m)] \right\} \frac{\partial T}{\partial x} - RD_{\theta v}^{\circ} [1 + \zeta_1 (\theta - \theta_m)] [1 + \zeta_2 (T - T_m)] \frac{\partial \theta}{\partial x} = Q \quad (x=0) \quad (6-13)$$

$$\theta = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \quad (6-14)$$

$$T = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \quad (6-15)$$

初期条件

$$T = T_m, \quad \theta = \theta_m \quad (t=0) \quad (6-16) \quad (6-17)$$

6-2-2 振動方程式

摂動法により(6-10)～(6-17)式を解く。次の形の解を仮定する。

$$\begin{cases} \theta = \theta_m + Q\theta_1 + Q^2\theta_2 + Q^3\theta_3 + \dots \\ T = T_m + QT_1 + Q^2T_2 + Q^3T_3 + \dots \end{cases} \quad (6-18)$$

これらを(6-10)～(6-17)式に代入し、Qの同巾の係数を等置すると以下の振動方程式が得られる。Q²の項までを考える。

(1) Qの1次の項(振動解第1項)

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \theta_1}{\partial t} &= (D_{\theta\ell}^{\circ} + D_{\theta v}^{\circ}) \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} + (D_{T\ell}^{\circ} + D_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} \end{aligned} \right. \quad (6-19)$$

$$\left\{ \begin{aligned} (c\rho)^{\circ} \frac{\partial T_1}{\partial t} &= (\lambda^{\circ} + RD_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + RD_{\theta v}^{\circ} \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} \end{aligned} \right. \quad (6-20)$$

境界条件

$$(D_{\theta\ell}^{\circ} + D_{\theta v}^{\circ}) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} + (D_{T\ell}^{\circ} + D_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial T_1}{\partial x} = 0 \quad (x=0) \quad (6-21)$$

$$(\lambda^{\circ} + RD_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial T_1}{\partial x} + RD_{\theta v}^{\circ} \frac{\partial \theta_1}{\partial x} = -1 \quad (x=0) \quad (6-22)$$

$$\theta_1 = \text{有限}, \quad T_1 = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \quad (6-23) \quad (6-24)$$

初期条件

$$T_1 = 0, \quad \theta_1 = 0 \quad (t = 0) \quad (6-25) (6-26)$$

(2) Q^2 の項 (摂動解第2項)

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta_2}{\partial t} = (D_{\theta\ell}^{\circ} + D_{\theta v}^{\circ}) \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} + (D_{T\ell}^{\circ} + D_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + f_1 \end{array} \right. \quad (6-27)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (c\rho)^{\circ} \frac{\partial T_2}{\partial t} = (\lambda^{\circ} + RD_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + RD_{\theta v}^{\circ} \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} + (c\rho)^{\circ} f_2 \end{array} \right. \quad (6-28)$$

境界条件

$$(D_{\theta\ell}^{\circ} + D_{\theta v}^{\circ}) \frac{\partial \theta_2}{\partial x} + (D_{T\ell}^{\circ} + D_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial T_2}{\partial x} + f_3 = 0 \quad (x=0) \quad (6-29)$$

$$(\lambda^{\circ} + RD_{Tv}^{\circ}) \frac{\partial T_2}{\partial x} + RD_{\theta v}^{\circ} \frac{\partial \theta_2}{\partial x} + (c\rho)^{\circ} f_4 = 0 \quad (x=0) \quad (6-30)$$

$$\theta_2 = \text{有限} \quad T_2 = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \quad (6-31) (6-32)$$

初期条件

$$\theta_2 = 0, \quad T_2 = 0 \quad (t=0) \quad (6-33) (6-34)$$

ここで,

$$\begin{aligned} f_1 = & D_{\theta\ell}^{\circ} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\eta_1 \theta_1 + \eta_2 T_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} \right] + D_{\theta v}^{\circ} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\zeta_1 \theta_1 + \zeta_2 T_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} \right] \\ & + D_{T\ell}^{\circ} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\beta_1 \theta_1 + \beta_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} \right] + D_{Tv}^{\circ} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\xi_1 \theta_1 + \xi_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} \right] \end{aligned} \quad (6-35)$$

$$\begin{aligned} f_2 = & \frac{\lambda^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} \frac{\partial}{\partial x} \left[(r_1 \theta_1 + r_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} \right] + \frac{RD_{Tv}^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\xi_1 \theta_1 + \xi_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} \right] \\ & + \frac{RD_{\theta v}^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\zeta_1 \theta_1 + \zeta_2 T_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} \right] - \kappa_1 \theta_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} \end{aligned} \quad (6-36)$$

$$\begin{aligned} f_3 = & D_{\theta\ell}^{\circ} (\eta_1 \theta_1 + \eta_2 T_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} + D_{\theta v}^{\circ} (\zeta_1 \theta_1 + \zeta_2 T_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} \\ & + D_{T\ell}^{\circ} (\beta_1 \theta_1 + \beta_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} + D_{Tv}^{\circ} (\xi_1 \theta_1 + \xi_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} \end{aligned} \quad (6-37)$$

$$\begin{aligned} f_4 = & \frac{\lambda^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} (r_1 \theta_1 + r_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} + \frac{RD_{Tv}^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} (\xi_1 \theta_1 + \xi_2 T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} + \frac{RD_{\theta v}^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} (\zeta_1 \theta_1 + \zeta_2 T_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial x} \end{aligned} \quad (6-38)$$

6-3 解

Henryの方法⁵²⁾を用いて解く。すなわち、熱と水分の連立方程式を独立な2個の熱伝導型の方程式に

変形して解を求める。まずQの1次の項を考える。

6-3-1 独立な方程式への変換

(1) 対角化

(6-19)(6-20)式において

$$A = D_{\theta\ell}^{\circ} + D_{\theta v}^{\circ}, \quad B = D_{T\ell}^{\circ} + D_{Tv}^{\circ}, \quad C = \frac{\lambda^{\circ} + RD_{Tv}^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}}, \quad D = \frac{RD_{\theta v}^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}} \quad (6-39)$$

とおき、行列で表現すると

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \theta_1 \\ T_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A, & B \\ D, & C \end{bmatrix} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \begin{bmatrix} \theta_1 \\ T_1 \end{bmatrix} \quad (6-40)$$

(6-40)式の行列を次のように対角化する。

$$\begin{bmatrix} A, & B \\ D, & C \end{bmatrix} = [\mathbf{P}] \begin{bmatrix} \pi_1, & 0 \\ 0 & \pi_2 \end{bmatrix} [\mathbf{P}]^{-1} \quad (6-41)$$

固有値 π_1, π_2 及び行列 $[\mathbf{P}]$ は次式で与えられる。

$$\pi_1, \pi_2 = \frac{1}{2} \left[(A+C) \pm \sqrt{(A-C)^2 + 4BD} \right] \quad (6-42)$$

$$[\mathbf{P}] = \begin{bmatrix} P_{11}, & P_{12} \\ P_{21}, & P_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1, & \frac{\pi_2 - C}{D} \\ \frac{\pi_1 - A}{B}, & 1 \end{bmatrix} \quad (6-43)$$

π_1, π_2 は、第3章の α_1, α_2 ((3-60)式) とは

$$\pi_1, \pi_2 = \frac{1}{\alpha_2^2}, \quad \frac{1}{\alpha_1^2} \quad (6-44)$$

なる関係がある。(6-41)式の関係を用いて、Qの1次、2次の項の対角化を行なう。

(2) Qの1次の項の対角化

(6-40)式に(6-41)式を代入し、左から $[\mathbf{P}]^{-1}$ を乗じると

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ [\mathbf{P}]^{-1} \begin{bmatrix} \theta_1 \\ T_1 \end{bmatrix} \right\} = \begin{bmatrix} \pi_1, & 0 \\ 0, & \pi_2 \end{bmatrix} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left\{ [\mathbf{P}]^{-1} \begin{bmatrix} \theta_1 \\ T_1 \end{bmatrix} \right\} \quad (6-45)$$

ここで

$$\mathbf{X}_1 = \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \end{pmatrix} = [\mathbf{P}]^{-1} \begin{pmatrix} \theta_1 \\ T_1 \end{pmatrix} \quad (6-46)$$

として、従属変数 θ_1, T_1 を X_1, X_2 に変換すると、(6-45)式は

$$\frac{\partial \mathbf{X}_1}{\partial t} = \begin{pmatrix} \pi_1, & 0 \\ 0, & \pi_2 \end{pmatrix} \frac{\partial^2 \mathbf{X}_1}{\partial x^2} \quad (6-47)$$

となる。これは、2つの独立な熱伝導方程式になっている。

同様に、(6-21)～(6-26)式も以下のような独立な式に変形される。

$$\frac{\partial \mathbf{X}_1}{\partial x} = - \begin{pmatrix} \pi_1, & 0 \\ 0, & \pi_2 \end{pmatrix}^{-1} [\mathbf{P}]^{-1} \frac{1}{(c\rho)^\circ} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (x=0) \quad (6-48)$$

$$\mathbf{X}_1 = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (a_1, a_2 \text{ は有限値}) \quad (x \rightarrow +\infty) \quad (6-49)$$

$$\mathbf{X}_1 = 0 \quad (t=0) \quad (6-50)$$

(3) Q^2 の項の対角化

Q の1次の項の場合と同様の操作を行なうと、(6-27)～(6-34)式は次式となる。

$$\frac{\partial \mathbf{X}_2}{\partial t} = \begin{pmatrix} \pi_1, & 0 \\ 0, & \pi_2 \end{pmatrix} \frac{\partial^2 \mathbf{X}_2}{\partial x^2} + [\mathbf{P}]^{-1} \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} \quad (6-51)$$

$$\frac{\partial \mathbf{X}_2}{\partial x} = - \begin{pmatrix} \pi_1, & 0 \\ 0, & \pi_2 \end{pmatrix}^{-1} [\mathbf{P}]^{-1} \begin{pmatrix} f_3 \\ f_4 \end{pmatrix} \quad (x=0) \quad (6-52)$$

$$\mathbf{X}_2 = \begin{pmatrix} a_3 \\ a_4 \end{pmatrix} \quad (a_3, a_4 \text{ は有限値}) \quad (x \rightarrow \infty) \quad (6-53)$$

$$\mathbf{X}_2 = 0 \quad (t=0) \quad (6-54)$$

ここで

$$\mathbf{X}_2 = \begin{pmatrix} X_3 \\ X_4 \end{pmatrix} = [\mathbf{P}]^{-1} \begin{pmatrix} \theta_2 \\ T_2 \end{pmatrix} \quad (6-55)$$

6-3-2 振動解第1項

(6-47) ~ (6-50) 式の解は Carslaw, Yaeger¹⁵²⁾ より

$$\left\{ \begin{aligned} X_1 &= \frac{P_{12}^{-1}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi_1 \pi}} \int_0^t e^{-\frac{x^2}{4\pi_1 \tau}} \cdot \frac{d\tau}{\tau^{\frac{1}{2}}} & (6-56) \\ X_2 &= \frac{P_{22}^{-1}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi_2 \pi}} \int_0^t e^{-\frac{x^2}{4\pi_2 \tau}} \cdot \frac{d\tau}{\tau^{\frac{1}{2}}} & (6-57) \end{aligned} \right.$$

となる。ここで、 P_{12}^{-1} , P_{22}^{-1} は $[\mathbf{P}]^{-1}$ の第 12 及び 22 要素を表わす。 θ_1, T_1 は、これを (6-46) 式に代入して得られる。

$$\theta_1 = \frac{P_{11} P_{12}^{-1}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi_1 \pi}} \int_0^t e^{-\frac{x^2}{4\pi_1 \tau}} \cdot \frac{d\tau}{\tau^{\frac{1}{2}}} + \frac{P_{12} P_{22}^{-1}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi_2 \pi}} \int_0^t e^{-\frac{x^2}{4\pi_2 \tau}} \cdot \frac{d\tau}{\tau^{\frac{1}{2}}} \quad (6-58)$$

$$T_1 = \frac{P_{21} P_{12}^{-1}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi_1 \pi}} \int_0^t e^{-\frac{x^2}{4\pi_1 \tau}} \cdot \frac{d\tau}{\tau^{\frac{1}{2}}} + \frac{P_{22} P_{22}^{-1}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi_2 \pi}} \int_0^t e^{-\frac{x^2}{4\pi_2 \tau}} \cdot \frac{d\tau}{\tau^{\frac{1}{2}}} \quad (6-59)$$

6-3-3 振動解第2項

(6-51) ~ (6-54) 式を t について Laplace 変換し、得られる x についての常微分方程式を解く。次にそれを逆 Laplace 変換して解を求める。 \mathbf{X}_2 のうちの成分 X_3 のみについて以下記述する。 X_4 についても全く同様の操作を行えばよい。

(6-51) ~ (6-54) 式より、 X_3 に関する式は以下となる。

$$\frac{\partial X_3}{\partial t} = \pi_1 \frac{\partial^2 X_3}{\partial x^2} + g_1(x, t) \quad (6-60)$$

$$\frac{\partial X_3}{\partial x} = g_2(t) \quad (x=0) \quad (6-61)$$

$$X_3 = \text{有限} \quad (x \rightarrow +\infty) \quad (6-62)$$

$$X_3 = 0 \quad (t=0) \quad (6-63)$$

ここで

$$\left\{ \begin{aligned} g_1(x, t) &= P_{11}^{-1} f_1 + P_{12}^{-1} f_2 & (6-64) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} g_2(t) &= -\frac{P_{11}^{-1}}{\pi_1} \cdot f_3 - \frac{P_{12}^{-1}}{\pi_1} \cdot f_4 & (6-65) \end{aligned} \right.$$

(6-60) ~ (6-62) 式を (6-63) 式の下に, t につき Laplace 変換すると

$$sT_3 = \pi_1 \frac{d^2 T_3}{dx^2} + G_1(x, s) \quad (6-66)$$

$$\frac{dT_3}{dx} = G_2(s) \quad (6-67)$$

$$T_3 = \text{有限} \quad (6-68)$$

ここで

$$T_3(x, s) = \int_0^\infty X_3(x, t) e^{-st} dt, \quad G_1(x, s) = \int_0^\infty g_1(x, t) e^{-st} dt \quad (6-69)$$

$$G_2(s) = \int_0^\infty g_2(t) e^{-st} dt$$

である。

(6-66) 式を (6-67)(6-68) 式の下に解くと

$$\begin{aligned} T_3(x, s) = & \frac{1}{2\sqrt{\pi_1 s}} \int_0^x e^{-\sqrt{\frac{s}{\pi_1}}(x-y)} \cdot G_1(y, s) dy + \frac{1}{2\sqrt{\pi_1 s}} \int_x^\infty e^{-\sqrt{\frac{s}{\pi_1}}(y-x)} \cdot G_1(y, s) dy \\ & + \frac{1}{2\sqrt{\pi_1 s}} \int_0^\infty e^{-\sqrt{\frac{s}{\pi_1}}(x+y)} \cdot G_1(y, s) dy - \sqrt{\frac{\pi_1}{s}} \cdot G_2(s) e^{-\sqrt{\frac{s}{\pi_1}} x} \end{aligned} \quad (6-70)$$

これに, 次の Laplace 逆変換公式¹⁵²⁾

$$L \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{k^2}{4t}} \right\} = \frac{1}{\sqrt{s}} e^{-k\sqrt{s}} \quad (6-71)$$

$$L \left\{ \int_0^t f(t-\tau)g(\tau)d\tau \right\} = F(s) \cdot G(s) \quad (6-72)$$

を用いると (L は Laplace 変換を表わす)

$$\begin{aligned} X_3(x, t) = & \frac{1}{2\sqrt{\pi_1}} \int_0^x \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} e^{-\frac{(x-y)^2}{4\pi_1\tau}} \cdot g_1(y, t-\tau) d\tau dy \\ & + \frac{1}{2\sqrt{\pi_1}} \int_x^\infty \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} e^{-\frac{(x-y)^2}{4\pi_1\tau}} \cdot g_1(y, t-\tau) d\tau dy \\ & + \frac{1}{2\sqrt{\pi_1}} \int_0^\infty \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} e^{-\frac{(x+y)^2}{4\pi_1\tau}} \cdot g_1(y, t-\tau) d\tau dy \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\sqrt{\pi_1} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4\pi_1\tau}} \cdot g_2(t-\tau) d\tau \\
& = \frac{1}{2\sqrt{\pi_1}} \int_0^\infty \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} e^{-\frac{(x-y)^2}{4\pi_1\tau}} \cdot g_1(y, t-\tau) d\tau dy \\
& \quad + \frac{1}{2\sqrt{\pi_1}} \int_0^\infty \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} e^{-\frac{(x+y)^2}{4\pi_1\tau}} \cdot g_1(y, t-\tau) d\tau dy \\
& -\sqrt{\pi_1} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4\pi_1\tau}} \cdot g_2(t-\tau) d\tau dy
\end{aligned} \tag{6-73}$$

全く同様にして

$$\begin{aligned}
X_4(t, \tau) &= \frac{1}{2\sqrt{\pi_2}} \int_0^\infty \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} e^{-\frac{(x-y)^2}{4\pi_2\tau}} \cdot g_3(y, t-\tau) d\tau dy \\
& \quad + \frac{1}{2\sqrt{\pi_2}} \int_0^\infty \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} e^{-\frac{(x+y)^2}{4\pi_2\tau}} \cdot g_3(y, t-\tau) d\tau dy \\
& -\sqrt{\pi_2} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4\pi_2\tau}} \cdot g_4(t-\tau) d\tau
\end{aligned} \tag{6-74}$$

ここで

$$\begin{cases} g_3(x, t) = P_{21}^{-1} f_1(x, t) + P_{22}^{-1} f_2(x, t) \\ g_4(t) = -\frac{P_{21}^{-1}}{\pi_2} f_3(t) - \frac{P_{22}^{-1}}{\pi_2} f_4 \end{cases} \tag{6-75}$$

θ_2, T_2 は, (6-73)(6-74)式を(6-55)式に代入して得られる。

6-4 湿潤時熱伝導率の決定

ここでは, § 6-3で得られた解を用いて非定法による湿潤時熱伝導率測定について検討する。まず, 解に現われる係数を各移動係数を用いて近似的に表現する。次に, この結果を利用して, 熱伝導率の決定法, 及び水分による誤差に関する検討を行なう。最後に, 周期法との比較を行なう。

6-4-1 解に現われる係数の近似式

§ 3-5-5 で用いた関係

$$\frac{A}{C} \ll 1, \quad \frac{BD}{AC} < 1 \quad (6-76)$$

を、ここでも採用する。この条件下では以下の近似式が得られる。

$$\begin{cases} \pi_1 = \frac{1}{2} \left[(A+C) - \sqrt{(A-C)^2 + 4BD} \right] \doteq A \left(1 - \frac{BD}{AC} \right) \\ \pi_2 = \frac{1}{2} \left[(A+C) + \sqrt{(A-C)^2 + 4BD} \right] \doteq C \left(1 + \frac{A}{C} \cdot \frac{BD}{AC} \right) \end{cases} \quad (6-77)$$

$$\sqrt{\pi_1} \doteq \sqrt{A} \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{BD}{AC} \right), \quad \sqrt{\pi_2} \doteq \sqrt{C} \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{A}{C} \cdot \frac{BD}{AC} \right) \quad (6-78)$$

$$P_{11} = 1, \quad P_{12} = \frac{\pi_2 - C}{D} \doteq \frac{B}{C}, \quad P_{21} = \frac{\pi_1 - A}{B} \doteq -\frac{D}{C}, \quad P_{22} = 1 \quad (6-79)$$

$$P_{11}P_{22} - P_{12}P_{21} \doteq 1 + \frac{A}{C} \cdot \frac{BD}{AC}$$

$$P_{12}^{-1} = \frac{-P_{12}}{P_{11}P_{22} - P_{12}P_{21}} \doteq -\frac{B}{C} \left(1 - \frac{A}{C} \cdot \frac{BD}{AC} \right), \quad P_{22}^{-1} = \frac{1}{P_{11}P_{22} - P_{12}P_{21}} \doteq 1 - \frac{A}{C} \cdot \frac{BD}{AC} \quad (6-80)$$

なお、(6-78)式は(3-71)式の $\frac{1}{\alpha_1}, \frac{1}{\alpha_2}$ に対応している。

6-4-2 熱伝導率の決定

熱伝導率の測定においては、摂動解第2項が第1項に比して省略され得るように熱流Qを十分小さく選ぶ。逆に言うと、そのようなQの選択に摂動解第2項を利用する。このとき、測定される温度は摂動解第1項、すなわち、(6-59)式の T_1 で与えられる。以下では T_1 を用いて熱伝導率を決定する。

(1) $(c\rho)^\circ (\lambda^\circ + RD_{T_v}^\circ)$ の決定

(6-59)式において $x=0$ とすると

$$\begin{aligned} T_1(0, t) &= \frac{P_{21}P_{12}^{-1}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi_1\pi}} \int_0^t \frac{d\tau}{\tau^{\frac{1}{2}}} + \frac{P_{22}P_{22}^{-1}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi_2\pi}} \int_0^t \frac{d\tau}{\tau^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{2\sqrt{t}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi}} \left(P_{21}P_{12}^{-1} \frac{1}{\sqrt{\pi_1}} + P_{22}P_{22}^{-1} \frac{1}{\sqrt{\pi_2}} \right) \end{aligned} \quad (6-81)$$

これに§ 6-4-1の近似式を用いると

$$T_1(0, t) \doteq \frac{2\sqrt{t}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{\sqrt{A}} \cdot \frac{A}{C} \cdot \frac{BD}{AC} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{BD}{AC} \right) + \frac{1}{\sqrt{C}} \left(1 - \frac{3}{2} \cdot \frac{A}{C} \frac{BD}{AC} \right) \right] \quad (6-82)$$

$$\doteq \frac{2\sqrt{t}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{C}} \cdot \left(1 + \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{C}} \frac{BD}{AC} \right) = \frac{2\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{(c\rho)^\circ (\lambda^\circ + RD_{Tv}^\circ)}} \left(1 + \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{C}} \frac{BD}{AC} \right) \quad (6-83)$$

(6-83)式を用いると、 $x=0$ での温度を1時刻 t_0 において測定することにより $(c\rho)^\circ (\lambda^\circ + RD_{Tv}^\circ)$ が決定される。熱容量 $(c\rho)^\circ$ が分っている場合には、これで熱伝導率 $\lambda^{*\circ} = \lambda^\circ + RD_{Tv}^\circ$ が求められることになる。

$(c\rho)^\circ$ が分っていない場合には次項に従う。 $(c\rho)^\circ (\lambda^\circ + RD_{Tv}^\circ)$ の決定に対する誤差は(6-83)式を2乗して $2 \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{C}} \cdot \frac{BD}{AC}$ となる。なお、(6-82)式の形より、(6-59)式の第1項目の積分は主として水分移動に、第2項は主として熱伝導に関係していることが分る。

(2) $(\lambda^\circ + RD_{Tv}^\circ)$ の決定

(6-59)式を

$$s_i = \frac{x}{2\sqrt{\pi_i \tau}} \quad (i=1, 2) \quad (6-84)$$

で変数変換すると

$$T_1(x, t) = \frac{P_{21} P_{12}^{-1} x}{(c\rho)^\circ \pi_1 \sqrt{\pi}} \int_{\frac{x}{2\sqrt{\pi_1 t}}}^{\infty} \frac{e^{-s^2}}{s^2} ds + \frac{P_{22} P_{22}^{-1} x}{(c\rho)^\circ \pi_2 \sqrt{\pi}} \int_{\frac{x}{2\sqrt{\pi_2 t}}}^{\infty} \frac{e^{-s^2}}{s^2} ds \quad (6-85)$$

更に、次の関係式¹⁵²⁾

$$\int_y^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi = \frac{e^{-y^2}}{2y} - \frac{1}{2} \int_y^{\infty} \frac{e^{-\xi^2}}{\xi^2} d\xi \quad (6-86)$$

を(6-85)式に用いると

$$T_1(x, t) = \frac{P_{21} P_{12}^{-1} 2\sqrt{t}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi_1 \pi}} \left[e^{-\frac{x^2}{4\pi_1 t}} - 2 \cdot \frac{x}{2\sqrt{\pi_1 t}} \cdot \int_{\frac{x}{2\sqrt{\pi_1 t}}}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi \right] + \frac{P_{22} P_{22}^{-1} 2\sqrt{t}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi_2 \pi}} \left[e^{-\frac{x^2}{4\pi_2 t}} - 2 \cdot \frac{x}{2\sqrt{\pi_2 t}} \cdot \int_{\frac{x}{2\sqrt{\pi_2 t}}}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi \right] \quad (6-87)$$

(6-87)式の第1項の係数は第2項のそれに比して小さい((6-82)式)。又、 $\pi_2 > \pi_1$ よりカッコ内についても第1項の方が小さい。更に $\frac{x}{\sqrt{t}}$ の選択により十分小となしえる。従って、この場合

$$T_1(x, t) \doteq \frac{P_{22} P_{22}^{-1} 2\sqrt{t}}{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi_2 \pi}} \left[e^{-\frac{x^2}{4\pi_2 t}} - 2 \frac{x^2}{2\sqrt{\pi_2 t}} \int_{\frac{x}{2\sqrt{\pi_2 t}}}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi \right] \quad (6-88)$$

これに、§ 6-4-1 の近似式を用いると

$$\frac{\sqrt{(c\rho)^{\circ}(\lambda^{\circ}+RD_{T_v^{\circ}})\pi}}{2\sqrt{t}} T_1(x, t) \doteq \left(1 - \frac{3}{2} \cdot \frac{A}{C} \frac{BD}{AC}\right) \left[e^{-y^2} - 2y \int_y^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi \right] \quad (6-89)$$

ここで

$$y = \frac{x}{2\sqrt{\pi_2 t}} \quad (6-90)$$

(6-89)式において、任意の時刻 t_0 、位置 x_0 における温度測定値 $T_1(x_0, t_0)$ が与えられれば左辺は計算される。右辺は、 $\frac{3}{2} \frac{A}{C} \frac{BD}{AC}$ を無視するならば y のみの関数なので (6-89) 式を満足するような y_0 を決定することができる。これを用いると

$$\pi_2 \doteq C \left(1 + \frac{1}{2} \frac{A}{C} \frac{BC}{AC}\right) = \frac{x_0^2}{4t_0 y_0^2}$$

つまり

$$C \doteq \frac{x_0^2}{4t_0 y_0^2} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{A}{C} \frac{BD}{AC}\right) \quad (6-91)$$

より C 、従って $i)$ を利用して $(\lambda^{\circ}+RD_{T_v^{\circ}})$ が決定される。この場合の誤差は y_0 決定時における $\frac{3}{2} \frac{A}{C} \frac{BD}{AC}$ 項の省略、(6-91) 式の $\frac{1}{2} \frac{A}{C} \frac{BD}{AC}$ 、及び (1) の結果に含まれる誤差よりなる。又、 x_0, t_0 は (6-87) 式から (6-88) 式への近似が満足されるように選ばねばならない。なお、(6-89) 式カッコ内の関数形を図 6-1 に示す。最大値 1 の単調減少関数である。

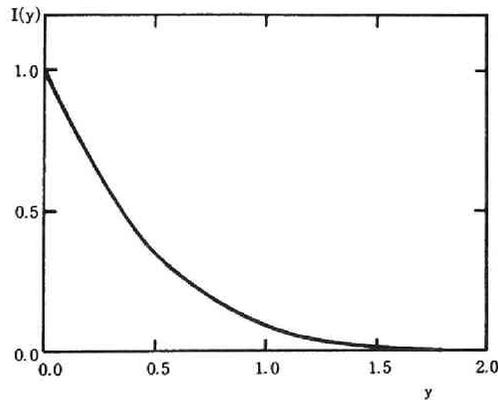


図 6-1 $I(y)$ の変形

6-4-3 周期法との比較

(1) 測定誤差

周期法においては、熱容量 $(c\rho)^\circ$ は分っているとして熱伝導率を求めているので、比較の為、ここでも $(c\rho)^\circ$ は利用し得るものとする。このとき(6-88)式は次の様に変形される。

$$\frac{(c\rho)^\circ \sqrt{\pi}}{2\sqrt{t}} T_1(x, t) \doteq \left(1 - \frac{A}{C} \frac{BD}{AC}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi_2}} \left[e^{-\frac{x^2}{4\pi_2 t}} - 2 \frac{x}{\sqrt{\pi_2 t}} \int_{\frac{x}{2\sqrt{\pi_2 t}}}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi \right] \quad (6-92)$$

今、 $T_1(x_0, t_0)$ が測定されたならば左辺は求められる。右辺の $\frac{A}{C} \frac{BD}{AC}$ を無視するならば、右辺は π_2 についての式となるので正確に π_2 の値が決定される。よって、(6-78)式を用いて

$$C \doteq \pi_2 \left(1 - \frac{A}{C} \frac{BD}{AC}\right) \quad (6-93)$$

より C が誤差 $\frac{A}{C} \frac{BD}{AC} = \frac{BD}{C^2}$ をもって決定される。これは周期法における誤差に等しい((3-76)式)。

従って、本章での非定常法を用いると(6-92)式の $\frac{A}{C} \frac{BD}{AC}$ の省略の分だけの誤差が周期法のそれに加わることになる。

これを(6-83)式に基づいて考えると、 $2 \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{C}} \frac{BD}{AC}$ の誤差が C の決定に対して生じることになる。 $\frac{A}{C} \ll 1$ であるから、この値は周期法における誤差 $\frac{AB}{C^2}$ より大きい。これは、周期法では(3-65)式の第2項(主として水分移動に対応する項)を省略し得るような測定を仮定している為である。

(2) 他の要因の比較

測定誤差は上述の如く周期法より大きい。しかし、熱容量と熱伝導率を同時に求められること、測定時間が短いという利点をもっており実用的な方法として利用価値は高いと考えられる。

6-5 第6章のまとめ

本章では非定常法による熱伝導率測定について、多孔質材料中での熱水分同時移動方程式に基づき検討を行なった。対象とする系は表面を断湿された半無限材料の表面に階段状の熱流を与えるものである。解析方法は摂動法による線形化と熱と水分を decoupling するというものである。得られた解を利用して、測定値から熱伝導率と熱容量を決定する方法、及びその決定に伴う誤差を明らかにした。これにより非定常法による測定が可能になった。又、周期法との比較を行ない、誤差の増加程度を明らかにするとともに、短時間測定、熱伝導率と熱容量の同時決定という利点をもつこと、従って実用的な測定法としての可能性のあることを述べた。

第7章 第1部のまとめ

第1部においては、壁体の内部結露を妥当な精度で予測する場合に不可欠な多孔質材料の湿潤時熱伝導率に関する検討を行なった。

第1章では、多孔質材料の熱伝導率及び材料中での熱・水分移動に関する研究のレビューを行なった。断熱材のような空隙の大きい建築材料についての検討をも行なう為、材料中での輻射・対流に関する研究についてもふれた。

第2章では、本論文で用いた多孔質材料中での熱水分同時移動の基礎方程式を記述している。これらの式は、輻射・対流による熱と水分の移動も考慮したものであり、そのまま解析するのは難しい。従って、各成分間の関連、オーダーを検討し、熱伝導率測定の観点からは decoupling した扱いが近似的に可能なことを示した。以後の各章ではこの decoupling された基礎式を用いた。

第3章では、壁体内部結露の予測に対して妥当な精度の熱伝導率を測定することを目的として、多孔質材料の湿潤時熱伝導率に関する検討を行なった。まず、多孔質材料中での熱・水分同時移動方程式に基づき、結露の解析に対して適当な湿り材料の熱伝導率を定義した。次に、測定法として周期法をとりあげ、その測定に及ぼす水分の影響を摂動法により解析し、測定誤差を与える式を求めるとともに測定上の事項につき検討した。以上の結果に基づき、結露において通常生じる温度・含水率範囲について、軟質繊維板の熱伝導率を測定した。測定より得られた熱伝導率の精度の検討、及び含水率による熱伝導率変化の影響をみるため、測定値を用いた内部結露の解析を行なった。結果は実験値と良く一致し、本測定法の妥当性が得られるとともに、これまでなされていなかった十分な精度での内部結露の解析が可能となった。

建築壁体には、熱負荷の減少、結露防止を目的として断熱材が用いられる。断熱材中に水分が浸透することは好ましくなく、防湿層・防水層により水分の浸入をできるだけ押えるようにしているが、実際の施工を考えると完全とは言えない。従って、断熱材が含水した状態での挙動も把握しておく必要がある。断熱材においては、更に材料中での輻射・対流による熱移動が生じる。断熱材の熱伝導率が非常に小さい為、これらの要因の影響は他の一般材料に対する場合よりはるかに大きく、断熱材の熱的性能を正しく評価するにはこれらについての検討が必要となる。以上のことから、第4,5章では断熱材における水分、及び輻射・対流熱移動についての検討を行なった。

第4章では、水分と輻射熱移動に関する考察を行なっている。まず、これまで定性的にしか説明されていなかった断熱材密度の減少に伴う熱伝導率の増加という現象が、伝導と輻射を coupling して扱うことにより定量的に把握できることを示した。次に、水分移動により熱伝導率は2倍近くまで増加する可能性のあることを解析的に示した。従って、断熱材の熱的性能に対して水分の影響の非常に大きいことが明らかとなった。更に、湿潤時熱伝導率測定法としての周期法に及ぼす輻射の影響を、伝導と輻射を考慮して調べた。この結果より輻射熱移動もある場合の熱伝導率測定が可能となった。

第5章では材料中での対流の及ぼす影響について検討した。まず、周期的熱伝導率測定法において、対流の影響を含まない熱伝導率を測定する為の入力の振幅・周波数に関する条件を、流れの安定性理論に基づき決定した。又、建築壁体に断熱材を用いた場合の対流の影響を数値計算により検討した。その結果、対流が断熱材の熱的性能を悪化させること、材料中での対流が室内側表面温度分布の非一様性をもたらす表面結露の危険性の増加することが明らかとなった。従って断熱材を使用する場合、熱負荷ばかりでなく、結露の観点からも材料中での対流を極力小さくする必要がある。

第6章では、第3章で扱った周期法が測定に比較的時間を要することから、より短時間で済む非定常測定法について水分の影響を検討した。周期法に比して水分による誤差は大きくなるものの、熱容量と熱伝導率が独立に求められ実用的な測定法として価値のあることが明らかにされた。

第 1 部 の 記 号

$A = D_{\theta}^{\circ}$, (3-61)式, (m^2/h)
 $A_R = \text{Aspect Ratio}$ (-)
 $a = \text{温度伝導率}$ (m^2/h)
 $a_s = \text{コンクリートの温度伝導率}$ (m^2/h)
 $B = D_T^{\circ}$, (3-61)式, ($\text{kg}/\text{m h}^{\circ}\text{C}$)
 $B_i, B_{is} = \text{Biot 数}$ (-)
 $B_a = \text{散乱放射のうち後方半球に散乱される割合}$
 (-)
 $C = \frac{\lambda^{\circ} + R D_{T_v}^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}}$, (3-61)式, (m^2/h)
 $c = \text{(一般材料の)比熱}$ ($\text{kcal}/\text{kg}^{\circ}\text{C}$),
 $c_{\ell} = \text{光速}$ (m/s)
 $C_m, C_a, C_{ma} = \text{水蒸気, 乾燥空気, 湿り空気の}$
 モル濃度 ($\text{mol}/\text{m}^3 - \text{空隙}$)
 $c_K = \text{換算係数}$ (kcal/J)
 $c_{pL}, c_{pS}, c_{pm}, c_{pa} = \text{液水, 固体, 水蒸気, 乾}$
 燥空気の定圧比熱 ($\text{kcal}/\text{kg}^{\circ}\text{C}$)
 $c_s, c_w = \text{材料実質部, 水の比熱}$ ($\text{kcal}/\text{kg}^{\circ}\text{C}$)
 $c_T = \phi(\rho_m c_{pm} + \rho_a c_{pa}) + \rho_L c_{pL} + \rho_S c_{pS}$, 材料
 の熱容量 ($\text{kcal}/\text{m}^3^{\circ}\text{C}$)
 $D = \frac{RD_{\theta_v}^{\circ}}{(c\rho)^{\circ}}$, (3-61)式, (m^2/h)
 $D = \frac{d}{dz}$ (5章のみ)
 $D_{ma} = \text{水蒸気-乾燥空気の拡散係数}$ (m^2/s)
 $D_{\theta\ell}, D_{\theta_v} = \text{含水率勾配に対する水分拡散係数の}$
 それぞれ液水, 水蒸気成分 (m^2/h)
 $D_{T\ell}, D_{T_v} = \text{温度勾配に対する水分拡散係数の液}$
 水, 水蒸気成分 ($\text{kg}/\text{m h}^{\circ}\text{C}$)
 $D_{\theta} = \text{含水率勾配に対する水分拡散係数}$ (m^2/h)
 $D_T = \text{温度勾配に対する水分拡散係数}$ ($\text{kg}/\text{m h}^{\circ}\text{C}$)
 $D_{\theta\ell}^{\circ}, D_{\theta_v}^{\circ}, D_{T\ell}^{\circ}, D_{T_v}^{\circ} = D_{\theta\ell}, D_{\theta_v}, D_{T\ell}, D_{T_v}$ の
 $\theta = \theta_m, T = T_m$ における値

$E, E_1, E_2 = \text{(3-59)式で定義}$
 $E_n(x) = \text{指数積分関数}$
 $e_z = \text{垂直方向の単位ベクトル}$
 $F^+, F^- = \text{前方及び後方輻射束}$ ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{h}$)
 $f = \text{振動数}$ ($1/\text{s}$)
 $f' = \text{無次元振動数}$ (-)
 $G(\tau) = \text{入射輻射束}$ ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{h}$)
 $G^* = \text{無次元入射輻射束}$ (-)
 $g = \text{重力の加速度}$ (m/s^2)
 $H_a, H_m, H_{ma} = \text{乾燥空気, 水蒸気, 湿り空気の}$
 エンタルピー (kcal/kg)
 $H_s, H_L = \text{固体, 液水のエンタルピー}$ (kcal/kg)
 $H_F = \text{実質部(固体+液水)のエンタルピー}$
 (kcal/kg)
 $h = \text{相対湿度}$ (-)
 $\bar{h} = \text{Planck 定数}$ (J/s)
 $I(x) = \text{輻射強度}$ ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{h str}$)
 $I^+, I^- = \text{前方及び後方への輻射強度}$
 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{h str}$)
 $I_{\nu} = \text{振動数}\nu\text{における輻射強度}$ ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{h str}$
 s^{-1})
 $I_b = \text{黒体の輻射強度}$ ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{h str}$)
 $I_{\nu b} = \text{振動数}\nu\text{における黒体の輻射強度}$
 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{h str s}^{-1}$)
 $I_0 = \text{入力表面温度の振幅}$ ($^{\circ}\text{C}$)
 $i = \text{虚数単位}$
 $K_a = \text{透気率}$ ($\text{m}^2/\text{m s N}/\text{m}^2$)
 $K_s = \text{空隙の散乱係数}$ (-)
 $k = \text{specific permeability}$ (m^2)
 $k' = \text{水蒸気移動に対する湿気伝導率}$ (s)
 $k_v = \text{(3-7)式で定義}$
 $L = \text{y 方向への材料長さ}$ (m)

ℓ = 試料厚さ (m)
 ℓ_1, ℓ_2, ℓ_3 = コンクリート, 断熱材等の境界の位置 (m)
 M = 材料単位体積当りの Interception 断面積 (1/m)
 M_a, M_m, M_{ma} = 乾燥空気, 水蒸気, 湿り空気のグラム分子量 (kg/mol)
 m_1, \dots, m_N = 行列 A_3 の特性根
 N = 単位体積当りの後方散乱断面積 (1/m)
 \bar{N} = conduction to radiation パラメータ (-)
 n = 屈折率 (-)
 n' = 単位体積当りの散乱粒子の数 (個/m³)
 n_1, \dots, n_N = 行列 A_2 の特性根
 P = 単位体積当りの吸収断面積 (1/m) (4章のみ)
 P = 圧力 (N/m²)
 $P(\mu, \phi; \mu', \phi')$ = 散乱関数 (-)
 P_a, P_m, P_{ma} = 乾燥空気, 水蒸気, 湿り空気の圧力 (N/m²)
 P_w = 水圧 (N/m²)
 P_F = 材料内実質部表面の水蒸気圧 (N/m²)
 P_{ms} = 飽和水蒸気圧 (N/m²)
 P_0 = 静止外気 (水) 圧 (N/m²)
 \mathbf{P} = 行列, (6-43)式
 Q = 材料表面への入力熱流 (kcal/m² h)
 Q^r = 無次元正味輻射熱流束 (-), (4-84)式で定義
 $q = q^c + q^r$ (kcal/m² h)
 q^c = 伝導 (及び対流) による熱流 (kcal/m² h)
 $q^r = q_g^r + q_F^r$, 全輻射熱流 (kcal/m² s)
 q_g^r, q_F^r = 気相及び実質部 (液水+固体) における輻射熱流 (kcal/m² s)
 q_g^c = 気相における伝導熱流 (kcal/m² s)
 q_v^r = 振動数 ν における輻射熱流束 (kcal/m² s⁻¹)

q_h = 熱流束 (kcal/m² h)
 q_v = 水蒸気流束 (kg/m² s)
 R = 吸着熱 (蒸発潜熱) (kcal/kg)
 \mathcal{R} = 気体定数 (kcal/kg-mol k)
 R_A = Rayleigh 数 (-)
 R_a, R_m = 乾燥空気, 水蒸気の気体定数 (kcal/kg k)
 R_A^* = 臨界 Rayleigh 数 (-)
 r = 断熱材中の空隙半径 (m)
 r_w = 水のかたまっている最大毛細管半径 (m)
 \hat{r} = 位置ベクトル
 $S(\tau)$ = 源関数 (kcal/m² h)
 S_a, S_s = 1 散乱粒子当りの吸収, 散乱断面積 (m²/個)
 S_F = 材料単位体積当りの実質部表面積 (m²/m³材料)
 s = Laplace 変換パラメータ
 s, s_x, s_y = 振動波数 (第4章)
 T = (一般材料の) 温度 (°C, k)
 T = 無次元温度, (4-84)式
 T_A, T_B = 材料の両側表面温度 (°C)
 T_i, T_0 = 室内空気温及び外気温 (°C)
 $T_0(z, t)$ = 基準 (対流なしの場合) の温度分布 (°C)
 T_m = 平均 (初期) 温度 (°C)
 T_d, T_s = 断熱材, コンクリートの温度 (°C)
 T_1, T_2 = 振動解第 1, 2 項の温度
 t = 時間 (s, h)
 t_0 = 入力温度波の周期 (s)
 U_a, U_m, U_{ma} = 乾燥空気, 水蒸気, 湿り空気の内部エネルギー (kcal/kg)
 U = 単位行列
 v = (一般の) 速度 (m/s)
 v_a, v_m = 乾燥空気, 水蒸気の空隙内速度 (m/s)
 v_{ma} = 湿り空気 (質量中心) 速度 (m/s)

v_w = 液水の移動速度 (m/s)
 v_x, v_y, v_z = 速度の x, y, z 方向成分 (m/s)
 $v_0(z, t)$ = 基準 (対流の無い場合の) 速度 (-)
 W = 脱着水分量 (kg/s m² 材料)
 X = 材料内空隙の絶対湿度 (kg/kg')
 X_P = 材料内実質部表面の絶対湿度 (kg/kg')
 X_i = 室内空気の絶対湿度 (kg/kg')
 x = 座標 (m)
 y = 座標 (m)
 \bar{y} = (4-32) 式で定義
 z = 座標 (m)
 α_i, α_0 = 室内及び外気側熱伝達率 (kcal/m² h °C)
 α'_i = 室内側湿気伝達率 (kg/m² h kg/kg')
 α'_w = 材料内実質部表面の湿気伝達率 (kg/m² s N/m²)
 α'_P = 材料内実質部表面の湿気伝達率 (kg/m² s kg/kg') (= $\alpha'_w \frac{M_a}{M_m} P_{ma}$)
 α_1, α_2 = (3-60) 式で定義
 $\bar{\alpha}_1, \bar{\alpha}_2, \bar{\alpha}_3$ = 指数積分 $E_n(x)$ の指数関数近似の係数
 β = 消散係数 (1/m)
 β_ν = 振動数 ν における消散係数 (1/m)
 $\bar{\beta}$ = 熱膨張係数 (1/°C)
 β_s = 固体実質部の消散 (吸収) 係数 (1/m)
 β_R = (4-146) 式で定義 (1/m)
 $\bar{\beta}_1, \bar{\beta}_2, \bar{\beta}_3$ = 指数積分 $E_n(x)$ の指数関数近似の係数
 δ = tortuosity (-)
 δ_{lk} = Kronecker の記号
 Δt = 差分における時間刻み (h)
 Δx = 差分における位置刻み (m)
 ΔT = 温度差 (°C)
 ϵ, ϵ_a = 誤差, (3-81)(3-84) 式で定義
 $\epsilon_0, \epsilon_\ell$ = 境界面の emissivity (-)
 ζ = 2 点 x_1, x_2 での温度波の位相差 (rad)
 η = 振幅減衰率 (-)

θ = 材料単位体積当りの水分重量 (kg/m³ 材料)
 θ_m = 平均 (初期) 含水量 (kg/m³ 材料)
 θ_1, θ_2 = 摂動解第 1, 2 項の含水量
 Θ, Θ' = 輻射の入射角 (rad)
 κ = 真の吸収係数 (1/m)
 κ_ν = 振動数 ν における真の吸収係数 (1/m)
 λ = 熱伝導率 (一般材料の) (kcal/m h °C)
 $= \phi \lambda_{ma} + (1-\phi) \lambda_P$, 湿った材料の等価熱伝導率 (水分移動無し) (kcal/m h °C)
 λ' = 定常熱伝導率測定法により得られる熱伝導率 (kcal/m h °C)
 λ'_0 = 定常熱伝導率測定法で温度差を無限小にした場合に得られる熱伝導率 (kcal/m h °C)
 λ^* = $\lambda + R D_{T_v}$ (kcal/m h °C)
 λ_r = 輻射に対する等価熱伝導率 (kcal/m h °C)
 λ_c = 伝導 (+ 対流) の熱伝導率 (kcal/m h °C)
 λ_e = 等価熱伝導率 (kcal/m h °C)
 $\lambda_{ma}, \lambda_P, \lambda_S$ = 湿り空気, 実質部 (液水 + 固体), 固体実質部の熱伝導率 (kcal/m s °C)
 λ_G = 空気の熱伝導率 (kcal/m h °C)
 $\lambda_s, \lambda_d, \lambda_w$ = コンクリート, 断熱材, 水の熱伝導率 (kcal/m h °C)
 μ = 粘性係数 (kg/m s)
 $\mu, \mu' = \cos \theta, \cos \theta'$
 μ_a, μ_{ma}, μ_w = 乾燥空気, 湿り空気, 水の粘性係数 (kg/m s)
 ν = 振動数 (1/s)
 $\bar{\nu}$ = 動粘性係数 (m²/s)
 ξ = 無次元時間 (-), (4-84) 式で定義
 π_1, π_2 = (6-42) 式で定義
 ρ = (一般の) 密度 (kg/m³)
 $\rho_a, \rho_m, \rho_{ma}$ = 乾燥空気, 水蒸気, 湿り空気の密度 (kg/m³)
 ρ_s, ρ_L, ρ_P = 固体実質部, 液水, 実質部 (固体 + 液水) のみかけ比重量 (kg/m³ 材料)

ρ_w = 水(液水)の密度 (kg/m³)
 ρ_G = 気体の密度 (kg/m³)
 ρ_{ms} = 飽和水蒸気の密度 (kg/m³)
 ρ_c = (一般の)材料の熱容量 (kcal/m³°C)
 $(\rho_c)_f$ = (一般の)流体の熱容量 (kcal/m³°C)
 σ = 散乱係数 (1/m)
 σ_ν = 振動数 ν における散乱係数 (1/m)
 σ_w = 水の表面張力 (N/m)
 $\bar{\sigma}$ = Stefan-Boltzmann 定数 (kcal/m²s K⁴)
 τ = 光学厚さ (-)
 τ_ν = 振動数 ν における光学厚さ (-)
 $\bar{\tau}$ = 剪断力テンソル (N/m²)
 τ_0 = 無次元周期 (-)

ϕ = 気相の体積分率 (m³/m³ 材料)
 ϕ_0 = 空隙率 (m³/m³ 材料)
 ϕ, ϕ' = 輻射の方位角 (rad)
 Ψ = 流れ関数 (m²/h)
 Ψ_w = Suction Pressure (m)
 ψ = 無次元輻射強度 (-), (4-84)式で定義
 ψ^+, ψ^- = 無次元化された前方及び後方輻射強度
 (-)
 $\hat{\Omega}$ = 放射束ベクトルの方向
 ω = 入力正弦波温度の角速度 (rad/h)
 ω' = 無次元角速度 (-)
 $\bar{\omega}$ = 散乱のアルベド

第1部 引用文献

- 1) 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 21, pp 186-187, (1953)
- 2) 前田敏男, 結露防止計画, 日本建築学会研究報告 38, (1957)
- 3) 松本 衛, 建築壁体における熱・水分の同時移動および水分蓄積に関する研究, 博士論文, (1978)
- 4) 池田哲朗, 結露障害防止に関する基礎的研究, 博士論文, (1979)
- 5) 大谷茂盛, 粒子層の乾燥機構, 化学工学, 第36巻第2号, pp 126-128, (1972)
- 6) 粕淵辰昭, 土壌の熱伝導機構に関する諸問題, 総説, 農業気象, 第29巻第3号, pp 201-207, (1973)
- 7) 関 信弘, 混合物質の熱伝導率に関する最近の研究, 第1回日本熱物性シンポジウム, pp 125-128, (1980)
- 8) 建築設計資料集成1 環境, 丸善, (1978)
- 9) 日本建築学会環境工学委員会, 第4回熱シンポジウム, 熱定数小委員会報告, §6, (1974)
- 10) 渡辺要編, 建築計画原論Ⅱ, 第6章, (1965), 丸善
- 11) 斎藤 岡垣, 湿った物質の伝熱特性, 日本機械学会誌, 第62巻第484号, pp 75-81, (1959)
- 12) 松本, 前田, 結露蒸発の生じない場合の壁の吸放湿の基礎式について, 空気調和衛生工学会近畿支部環境工学委員会資料 11, pp 1-11, (1967)
- 13) Van der Kooi, Moisture Transport in Cellular Concrete Roofs, Diss. Eindhoven, Uitgeverij Waltman Delft, (1971)
- 14) 前田敏男, 吸放湿のある場合の多数室の湿気計算法, 日本建築学会近畿支部熱分科会, (1962)
- 15) 堀江, 江口, 室内気候に関与する材料の吸放湿について, 日本建築学会論文集 69, pp 53-56, (1961)
- 16) Swartzendurber, D., Flow through Porous Media, Chp. 6, The Flow of Water Unsaturated Soils, (1969), edited. R. J. M. De Wiest, Academic Press
- 17) Philip, J. R., De Vries, D. A., Moisture Movement in Porous Materials under Temperature Gradient, Trans. Ameri. Geoph. Union, Vol. 38, pp222-232, (1957)
- 18) Luikov, A. V., Transporterscheinungen in Kapillar-porösen Körpern, Akademie Verlag, (1958)
- 19) Luikov, A. V., Mikhailov, Yu. A., Theory of Energy and Mass Transfer, Prentice Hall, Englewood Cliffs, (1961)
- 20) Prigogine, I., Introduction to Thermodynamics of Irreversible Process, Springfield, Thomas, (1955)
- 21) de Groot, S. R., Mazur, P., Non-equilibrium Thermodynamics, North Holland, Amsterdam,

- (1962)
- 22) Krischer, O., Die Wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungs Technik, 2 Auf, Springer V., (1963)
 - 23) Cary, J. W., Taylor, S. A., The Interaction of Simultaneous Diffusions of Heat and Water Vapour, Soil Sci. Soc. Amer. Proc., Vol. 26, pp413-416, (1962)
 - 24) Cary, J. W., Onsager's Relation and the Non-isothermal Diffusion of Water Vapour, J. Phy. Chem., Vol. 67, pp126-129, (1963)
 - 25) Cary, J. W., An Evaporation Experiment and its Irreversible Thermodynamics, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 7, pp531-538, (1964)
 - 26) Cary, J. W., Taylor, S. A., Linear Equation in Porous Material under Temperature Gradient, Soil Sci. Soc. Amer. Proc., Vol. 28, pp167-171, (1964)
 - 27) 松本 衛, 気液同時移動の場合の熱水分の移動方程式, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 計画系, pp 17-20, (1974)
 - 28) 松本 衛, 結露蒸発のある壁体の熱水分移動の方程式とそれによる結露過程の計算, 日本建築学会環境工学第6回熱シンポジウム, 湿気, 6, pp 15-27, (1976)
 - 29) R. P. Tye (ed.), Thermal Conductivity, Academic Press, (1969)
 - 30) Y. S. Touloukian, Thermophysical Properties of Matter, IFI/PLENUM, Vol. 1,2,3,10, (1970)
 - 31) Kersten, M. S., Thermal Properties of Soil, Univ. of Minnesota, Eng. Expt. Sta. Bull. 28, (1949)
 - 32) A. F. Chudnovskii, Heat Transfer in the Soil, Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, (1962)
 - 33) W. O. Smith, Soil Temperature: Thermal Conductivities in Moist Soils, Soil Sci. Soc. Amer. Proc., Vol. 4, pp32-40, (1939)
 - 34) R. D. Jackson, D. Kirkham, Method of Measurement of the Real Thermal Diffusivity of Moist Soil, Soil Sci. Soc. Amer. Proc., Vol. 22, pp479-482, (1958)
 - 35) A. W. Pratt, J. M. E. Ball, Thermal Conductivity of Building Materials: Methods of Determination and Results, J. Int. Heat. Vent. Eng., Vol. 24, pp201-226, (1956)
 - 36) H. B. Jespersen, Thermal Conductivity of Moist Materials And its Measurement, J. Int. Heat. Vent. Eng., Vol. 21, pp157-174, (1953)
 - 37) 小原, 古沢, 各種建築材料の熱定数測定例, 日本建築学会論文報告集・号外, p 490, (1967)
 - 38) 西, 黒坂, 人工軽量骨材コンクリートの熱伝導率, 特に含水を異にする場合, 日本建築学会論文報告集・号外, p 37, (1966)
 - 39) 木村 允, 湿った充填層の有効熱伝導度, 化学工学, 第23巻第8号, pp 502-505, (1959)
 - 40) 棚澤 泰, 湿れる物質(特に土砂)の熱定数測定法(第1報), 日本機械学会誌, 第35巻 第181号, pp 390-399, (1932)

- 41) 棚澤 泰, 湿れる物質の熱常数測定法(第2報), 機械学会論文集, 第1巻第3号, pp 217-226, (1935)
- 42) K. G. Gupta, M. J. Laubitz, A. Feingold, An Apparatus to Measure the Effect of Moisture Content of Granular Materials on Their Thermal Conductivity, Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 5, pp89-97, (1978)
- 43) Krischer, O., H. Esdorn, Die Wärmeübertragung in feuchten, porigen Stoffen verschiedener Struktur, Forsch. Ing.-Wes., Band 22, pp1-8, (1956)
- 44) A. H. Nissan, D. Hansen, J. L. Walker, Heat Transfer in Porous Media Containing a Volatile Liquid, Chemical Engineering Progress Symposium Series, No. 41, Vol. 59, pp114-121, (1963)
- 45) 大谷, 山川, 遠藤, 湿った粒子層の有効熱伝導度の測定, 第7回熱測定討論会要旨集, pp 62-63, (1971)
- 46) 遠藤, 佐々木, 岡田, 大谷, 閉じた湿り粒子層内における熱と物質移動, 第7回日本伝熱シンポジウム講演論文集, pp 149-152, (1970)
- 47) 大谷, 鈴木, 前田, 湿った粒状物質内における水分移動の機構-温度勾配をあたえた場合の水分分布による検討-, 化学工学, 第28巻第8号, pp 642-648, (1964)
- 48) 絵内, 荒谷, 温度伝導率, 熱伝導率, 比熱の同時測定法と湿潤材料への適用結果について, 北大工学部研究報告, 第75号, pp 10-21, (1975)
- 49) D. A. De Vries, A. J. Peck, On the Cylindrical Probe Method of Measuring Thermal Conductivity with Special Reference to Soils, I Extension of Theory and Discussion of Probe Characteristics, Austral. J. Physics, Vol. 11, pp255-271, (1958)
- 50) D. A. De Vries, A. J. Peck, On the Cylindrical Probe Method of Measuring Thermal Conductivity with Special Reference to Soils, II Analysis of Moisture Effects, Austral. J. Physics, Vol. 11, pp409-423, (1958)
- 51) D. A. De Vries, Simultaneous Transfer of Heat and Moisture in Porous Media, Trans. Amer. Geophys. Union, Vol. 39, No. 5, pp909-916, (1958)
- 52) P. S. H. Henry, Diffusion in Absorbing Media, Proc. Roy. Soc. 171A, pp215-241, (1939)
- 53) 森田矢次郎, 水分を含む保温材の熱伝達定数の計測, 日本機械学会誌, 第63巻第500号, pp 53-59, (1960)
- 54) Maxwell, C., Treatise on Electricity and Magnetism I, Oxford, p365, (1873)
- 55) Burger, H. C., Das Leitvermögen Verdünnter Mischkristallfreier Legierungen, Phys. Zs., Vol. 20, pp73-75, (1919)
- 56) Eucken, A., Die Wärmeleitfähigkeit Keramischer Feuerfester Stoffe, Ihre Berechnung aus der Wärmeleitfähigkeit der Bestandteile, VDI Forschungsheft, 353, pp1-16, (1932)
- 57) Bruggeman, D. A. G., Berechnung Verschiedener Physikalischer Konstanten von Heterogenen

- Substanzen, *Ann. der Phys.* V, Vol. 24, pp636–679, (1935)
- 58) D. A. De Vries, *Het Warmtegeleidingsvermogen van Grond*, *Mededelingen van de Landbouwhogeschool te Wageningen*, 52, (1952)
- 59) P. J. Wierenga, D. R. Nielsen, R. M. Hagan, *Thermal Properties of a Soil Based upon Field and Laboratory Measurements*, *Soil Sci. Soc. Amer. Proc.*, Vol. 33, pp354–360, (1969)
- 60) P. H. Cochran, L. Boersma, C. T. Youngberg, *Thermal Properties of a Pumice Soil*, *Soil Sci. Soc. Amer. Proc.*, Vol. 31, pp 454–459, (1967)
- 61) W. Woodside, J. B. Cliffe, *Heat and Moisture Transfer in Closed Systems of Two Granular Materials*, *Soil Sci.*, Vol. 87, pp75–82, (1959)
- 62) W. Woodside, M. A. De Bruyn, *Heat Transfer in a Moist Clay*, *Soil Sci.*, Vol. 87, pp166–173, (1959)
- 63) H. Fricke, *A Mathematical Treatment of the Electric Conductivity and Capacity of Disperse Systems I. The Electrical Conductivity of a Suspension of Homogeneous Spheroids*, *The Physical Review*, Vol. 24, pp575–587, (1924)
- 64) R. L. Hamilton, O. K. Crosser, *Thermal Conductivity of Heterogeneous Two-component Systems, I & EC Fundamentals*, Vol. 1, pp187–191, (1962)
- 65) 熊田俊明, 分散物質の熱伝導率(測定および分散体の形状効果の検討), *日本機械学会論文集(第2部)*, 第41巻第344号, pp 1209-1218, (1975)
- 66) 粕淵辰昭, 土壤の熱伝導機構について, *農業土木学会誌*, 第42巻第8号, pp 525-526, (1974)
- 67) G. T. N. Tsao, *Thermal Conductivity of Two-Phase Materials*, *IEC*, Vol. 53, No. 5, pp395–397, (1961)
- 68) S. C. Cheng, R. I. Vachon, *The Prediction of the Thermal Conductivity of Two and Three Phase Solid Heterogeneous Mixtures*, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 12, pp249–264, (1969)
- 69) S. C. Cheng, R. I. Vachon, *A Technique for Predicting the Thermal Conductivity of Suspensions, Emulsions, and Porous Materials*, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 13, pp537–546, (1970)
- 70) 矢木, 国井, 充填層の有効熱伝導度に関する研究, *化学工学*, 第18巻第12号, pp 576-585, (1954)
- 71) D. Kunii, J. M. Smith, *Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks*, *A. I. Ch. E. Journal*, Vol. 6, No. 1, pp71–78, (1960)
- 72) S. Yagi, D. Kunii, *Studies on Effective Thermal Conductivities in Packed Beds*, *A. I. Ch. E. Journal*, Vol. 3, No. 3, pp373–381, (1957)
- 73) 岡崎守男, 湿った粒子層の有効熱伝導度, 乾燥に関するシンポジウム要旨集, pp 6-10, (1971)
- 74) 桐栄, 岡崎, 伊藤, 岡本, 湿り粒子層の有効熱伝導度の計算, 第7回熱測定討論会要旨集, pp

64-65, (1971)

- 75) T. B. Jefferson, O. W. Witzell, W. L. Sibbitt, Thermal Conductivity of Graphite-Silicone Oil and Graphite-Water Suspensions, I & EC, Vol. 50, pp1589-1592, (1958)
- 76) 斎藤, 下村, 不均質混合材料の熱伝導に関する研究(第1報, 平行な線状素材が不規則に混入した不均質混合材料の見かけの熱伝導率), 日本機械学会論文集(第2部), 第40巻第335号, pp 2012-2019, (1974)
- 77) 山田, 高橋, サスペンションの有効熱伝導率(第1報, 電解槽実験による影響因子の分析), 日本機械学会論文集(第2部), 第40巻第335号, pp 2027-2035, (1974)
- 78) 山田, 高橋, サスペンションの有効熱伝導率(第2報, コーティングと粒子の分散状態の影響), 日本機械学会論文集(第2部), 第44巻第381号, pp 1644-1652, (1978)
- 79) 三枝, 若尾, 飯田, 橋口, 固体粒子懸濁液の熱伝導度, 化学工学, 第36巻第2号, pp 193-197, (1972)
- 80) A. Sugawara, Y. Yoshizawa, An Investigation on the Thermal Conductivity of Porous Materials and its Application to Porous Rock, Aust. J. Phys., Vol. 14, pp469-480, (1961)
- 81) Z. Hashin, S. Shtrikman, A Variational Approach to the Theory of the Effective Magnetic Permeability of Multiphase Materials, J. Appl. Phys., Vol. 33, No. 10, pp3125-3131, (1962)
- 82) M. Beran, Use of the Variational Approach to Determine Bounds for the Effective Permittivity in Random Media, Nuovo Cimento, Vol. 38, pp771-778, (1965)
- 83) S. Prager, Improved Variational Bounds on Some Bulk Properties of a Two-Phase Random Medium, J. Chem. Phys., Vol. 50, No. 10, pp4305-4312, (1969)
- 84) N. E. Hager, Jr., R. C. Steere, Radiant Heat Transfer in Fibrous Thermal Insulation, J. Appl. Phys., Vol. 8, No. 12, pp4663-4668, (1967)
- 85) H. M. Strong, F. P. Bundy, H. P. Bovenkerk, Flat Panel Vacuum Thermal Insulation, J. Appl. Phys., Vol. 31, No. 1, pp39-50, (1960)
- 86) J. D. Verschoor, P. Greebler, Manville, N. J., Heat Transfer by Gas Conduction and Radiation in Fibrous Insulations, Trans. ASME, Vol. 74, pp961-968, (1952)
- 87) Chandrasekhar, S., Radiative Transfer, Dover Pub., (1960)
- 88) Özisik, M. N., Radiative Transfer and Interactions with Conduction and Convection, John Wiley & Sons, (1973)
- 89) 中村泰人, 熱放射, 建築学便覧, 3編環境工学, pp.911-922, (1980)
- 90) 上宇都, 越後, 長谷川, 繊維媒体中におけるふく射輸送(第1報, 等方散乱の場合(積分方程式による解析)), 日本機械学会論文集(B編), 第45巻第390号, pp 261-269, (1979)
- 91) 国友, 寺本, 牧野, 塗装膜における反射特性の Gauss 求積法による解析, 第13回日本伝熱シンポジウム講演論文集, pp 136-138, (1976)
- 92) R. Viskanta, Heat Transfer by Conduction and Radiation in Absorbing and Scattering

- Materials, *J. Heat Transfer*, Vol. 87, pp143–150, (1965)
- 93) R. Viskanta, R. J. Grosh, Heat Transfer by Simultaneous Conduction and Radiation in an Absorbing Medium, *J. Heat Transfer*, Vol. 84, pp63–72, (1962)
- 94) R. Viskanta, R. J. Grosh, Effect of Surface Emissivity on Heat Transfer by Simultaneous Conduction and Radiation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 5, pp729–734, (1962)
- 95) N. D. Eryou, L. R. Glicksman, An Experimental and Analytical Study of Radiative and Conductive Heat Transfer in Molten Glass, *J. Heat Transfer*, Vol. 94, pp224–230, (1972)
- 96) E. E. Anderson, R. Viskanta, W. H. Stevenson, Heat Transfer through Semitransparent Solids, *J. Heat Transfer*, Vol. 95, pp179–186, (1973)
- 97) Y. P. Chang, C. S. Kang, Transient and Steady Heat Transfer in Conducting and Radiating Medium, *AIAA Journal*, Vol. 8, No. 4, pp609–614, (1970)
- 98) C. C. Lii, M. N. Özisik, Transient Radiation and Conduction in an Absorbing, Emitting, Scattering Slab with Reflective Boundaries, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 15, pp1175–1179, (1972)
- 99) K. C. Weston, J. L. Hauth, Unsteady, Combined Radiation and Conduction in an Absorbing, Scattering, and Emitting Medium, *J. Heat Transfer*, Vol. 95, pp357–364, (1973)
- 100) A. S. Hazzah, J. V. Beck, Unsteady Combined Conduction-Radiation Energy Transfer Using a Rigorous Differential Method, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 13, pp517–522, (1970)
- 101) D. G. Doormink, R. G. Hering, Transient Combined Conductive and Radiative Heat Transfer, *J. Heat Transfer*, Vol. 94, pp473–478, (1972)
- 102) Y. P. Chang, R. S. Smith, Jr., Steady and Transient Heat Transfer by Radiation and Conduction in a Medium Bounded by Two Coaxial Cylindrical Surfaces, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 13, pp69–80, (1970)
- 103) 栗山, 片山, 田熊, 長谷川, 大坂, 赤外透過性カルコゲンガラスの温度場の解析, *日本機械学会論文集(第2部)*, 第41巻第342号, pp 607-614, (1975)
- 104) W. Lick, Transient Energy Transfer by Radiation and Conduction, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 8, pp119–127, (1965)
- 105) B. K. Larkin, S. W. Churchill, Heat Transfer by Radiation through Porous Insulations, *A.I.Ch.E. Journal*, Vol. 5, No. 4, pp467–474, (1959)
- 106) C. K. Chan, C. L. Tien, Radiative Transfer in Packed Spheres, *J. Heat Transfer*, Vol. 96, pp52–58, (1974)
- 107) B. K. Larkin, S. W. Churchill, Scattering and Absorption of Electromagnetic Radiation by Infinite Cylinders, *J. Opt. Soc. Amer.*, Vol. 49, No. 2, pp188–190, (1959)
- 108) J. C. Chen, S. W. Churchill, Radiant Heat Transfer in Packed Beds, *A.I.Ch.E. Journal*, Vol. 9, No. 1, pp35–41, (1963)

- 109) J. B. Bergquam, R. A. Seban, Heat Transfer by Conduction and Radiation in Absorbing and Scattering Materials, *J. Heat Transfer*, Vol. 93, pp236–239, (1971)
- 110) W. Geffcken, Zur Fortleitung der Wärme in Glas bei hohen Temperaturen. 1. Teil, *Glastech. Ber.*, 25, pp392–396, (1952)
- 111) E. A. Allcut, An Analysis of Heat Transfer through Thermal Insulating Materials, *J. Amer. Soc. Mech. Eng.*, Vol. 73, pp232–235, (1951)
- 112) G. B. Wilkes, Thermal Conductivity, Expansion and Specific Heat of Insulators at Extremely Low Temperatures, *Refrigerating Engineering*, Vol. 52, pp37–42, (1946)
- 113) Luikov, A. V., Heat and Mass Transfer in Capillary Porous Bodies, Pergamon, Oxford, (1966)
- 114) Harmathy, T. Z., Simultaneous Moisture and Heat Transfer in Porous Systems with Particular Reference to Drying, *I & EC Fundamentals*, Vol. 8, No. 1, pp92–103, (1969)
- 115) 前田, 松本, 半硬質繊維板の吸放湿量におよぼす温度上昇による空隙内空気の流動の影響, *日本建築学会近畿支部研究報告集*, pp 21-24, (1978)
- 116) Chandrasekhar, S., Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Oxford University Press, (1961)
- 117) 巽, 後藤, 流れの安定性理論, 産業図書, (1976)
- 118) I. G. Currie, The Effect of Heating Rate on the Stability of Stationary Fluids, *J. Fluid Mech.*, Vol. 29, Part 2, pp337–347, (1967)
- 119) G. Venezian, Effect of Modulation on the Onset of Thermal Convection, *J. Fluid Mech.* Vol. 35, Part 2, pp243–254, (1969)
- 120) S. Rosenblat, D. M. Herbert, Low-Frequency Modulation of Thermal Instability, *J. Fluid Mech.*, Vol. 43, part 2, pp385–398, (1970)
- 121) S. H. Davis, The Stability of Time-Periodic Flows, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 8, pp57–74, (1976)
- 122) C. W. Horton, F. T. Rogers, Jr., Convection Currents in a Porous Medium, *J. Appl. Phys.*, Vol. 16, pp367–370, (1945)
- 123) E. R. Lapwood, Convection of a Fluid in a Porous Medium, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, Vol. 44, pp508–521, (1948)
- 124) J. E. Weber, Convection in Porous Medium with Horizontal and Vertical Temperature Gradients, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 17, pp241–248, (1974)
- 125) B. Chhuon, J. P. Caltagirone, Stability of a Horizontal Porous Layer with Timewise Periodic Boundary Conditions, *Trans. ASME*, Vol. 101, pp244–248, (1979)
- 126) S. Rosenblat, G. A. Tanaka, Modulation of Thermal Convection Instability, *Phys. Fluids*, Vol. 14, No. 7, pp1319–1322, (1971)
- 127) M. Muskat, The Flow of Homogeneous Fluids through Porous Media, J. W. Edwards,

- Michigan, (1946)
- 128) R. B. Bird, W. E. Stewart, E. N. Lighthoot, *Transport Phenomena*, Wiley, (1960)
- 129) 銚井, 堀江, 池田, 多孔質材料の水分拡散係数について, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 計画系, pp 73-76, (1977)
- 130) 松本, 鳥越, ALC板における水分伝導率および温度勾配による水分伝導率の測定 (中含水率の場合), 日本建築学会近畿支部研究報告集, 計画系, pp 81-84, (1977)
- 131) M. Matsumoto, *Simultaneous Heat and Moisture Transfer in Porous Wall and Analysis of Internal Condensation, Energy Conservation in Heating, Cooling, and Ventilating Buildings*, Vol. 1, ed. C. J. Hoogendoorn, N. H. Afgan, pp45-58, (1978)
- 132) 銚井, 堀江, 池田, 湿り材料の熱伝導率とその測定法について, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 計画系, pp 73-76, (1978)
- 133) 銚井, 堀江, 池田, 湿り材料の熱伝導率とその測定法について—周期法による測定と測定値の分離, 及び定常測定法—, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 計画系, pp 53-56, (1980)
- 134) 竹越, 井村, 精広, 平沢, 含水した多孔質断熱材の有効熱伝導率に関する研究, 第1回日本熱物性シンポジウム, pp 133-136, (1980)
- 135) O. Krischer, *Der Einfluss von Feuchtigkeit, Körnung und Temperatur auf die Wärmeleitfähigkeit Körniger Stoffe*, Beih. Gesundh.-Ing., Nr. 33, Reihe I, pp1-26, (1934)
- 136) 銚井, 堀江, 池田, 湿り材料の熱伝導率とその測定法について (周期的温度伝導率測定法), 日本建築学会学術講演梗概集, 計画系, pp 615-616, (1979)
- 137) 銚井, 堀江, 池田, 湿り材料の熱伝導率とその測定法について (周期的温度伝導率測定法), 日本建築学会近畿支部研究報告集, 計画系, pp 1-4, (1979)
- 138) 松本, 赤山, ALC板の結露過程と熱水分同時移動方程式による解析 その1: 結露過程の実験と基礎方程式, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 計画系, pp 85-88, (1977)
- 139) M. Ciment, R. A. Sweet, *Mesh Refinement for Parabolic Equations*, *J. Comp. Phys.*, Vol. 12, pp513-525, (1973)
- 140) 佐藤泰夫, 弾性波動論, pp 145-153, 岩波書店, (1978)
- 141) 建築設計資料集成2, p 77, 日本建築学会編, (1960)
- 142) 池田, 堀江, 銚井, 温度勾配のある場合の片面断湿空隙材料内における水分蓄積について (結露過程における実験と熱・水分同時移動方程式の比較 その2), 日本建築学会近畿支部研究報告集, 計画系, pp 5-8, (1979)
- 143) 銚井修一, 湿り材料の熱伝導率とその測定法について (輻射熱移動の影響), 日本建築学会近畿支部研究報告集, 計画系, pp 121-124, (1981)
- 144) B. F. Armaly, T. T. Lam, *A Note on the Exponential Kernel Approximation*, *J. Quant. Spectry. Radiative Transfer*, Vol. 14, pp651-656, (1974)
- 145) Y. Katto, T. Matsuoka, *Criterion for the Onset of Convective Flow in a Fluid in a Porous*

- Medium, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 10, pp297–309, (1967)
- 146) コディントン, レヴィンソン, 常微分方程式論, 吉岡書店, (1955)
- 147) L. Cesari, *Asymptotic Behavior and Stability Problems*, Springer Verlag, Berlin, p55, (1963)
- 148) 建築設計資料集成 1, 環境, p 119, 丸善, (1978)
- 149) 理科年表, 丸善, (1977)
- 150) P. J. Burns, L. C. Chow, C. L. Tien, Convection in a Vertical Slot Filled with Porous Insulation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 20, pp919–926, (1977)
- 151) C. G. Bankvall, *Natural Convective Heat Transfer in Insulated Structures*, Lund Inst. of Tech. Report, 38, (1972)
- 152) H. S. Carslaw, J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, Oxford Clarendon Press, pp75–76, (1959)

第 2 部

湿潤時における建物外壁の熱的挙動の解析と
湿潤による省エネルギー効果

第1章 第2部序論

1-1 はじめに

第1部では、建築壁体における内部結露を主たる対象として、壁体が湿ることによる影響を材料熱伝導率の含水による変化という点から検討した。第2部では、室への流入熱流に対する影響に注目し、外壁が湿った場合の熱的性状の解析を熱水分同時移動問題として取扱う。

屋根、外壁が雨や地盤からの吸水により含水したり、表面が濡れると、熱伝導率増加による影響に加え、蒸発による壁体の冷却の為、熱負荷が変化する。これは夏期においては、室内側への流入熱流を減少させる作用をもつ。

この熱負荷減少効果は、より積極的に利用することができる。吸水性の外壁に雨をしみ込ませたり、屋上に水を溜め、その蒸発潜熱により夏期の日射による熱流入を減少させ省エネルギーに利用するというものである。低中層の建物においては、一般に夏期の屋根面を通しての日射による流入熱が冷房負荷のかなりの割合を占める。又、日中高温になった屋根面からの夜間の室内側への熱放出は、室内側表面温度上昇と相俟って室内の居住環境を悪化させている。従って、散水により外壁の温度低下が可能ならばその利用価値は大きいですが、これまで定量的な検討は十分にはなされていない。

以上より、本論文では、外壁が湿ることの影響を、冷房負荷減少を目的とした散水の可能性という観点、すなわち省エネルギーの立場から検討する。ここでは問題を解決する為、壁体表面が湿った場合のみならず、屋根面に水膜がある場合及び表面において水分蒸発がある場合の熱的性状の一般的な解析法の提示、及び特性の解析を行なう。

まず、壁体への水の浸透が無い場合について、現象に支配的な水膜内での輻射をも考慮して定量的な解析を行ない、散水による熱負荷軽減の可能性を検討する。この結果は、これまで考慮されていない雨で濡れた外壁に対する熱負荷計算の基礎的資料ともなる。

一般に、水は材料中に浸透し、従って正確な取扱いをする為には、含水による熱伝導率変化等を考慮した検討が必要となる。この現象をむしろ積極的に利用したものとして、屋根スラブ（防水層）上に吸水性の多孔質材料を置き、蒸発させる方式が考えられる。この方式は、水を溜める場合に比べ、屋上の利用、防水層の保護という点で優れ、更に熱的效果という観点からも有利になる場合もある。又、降雨を蓄えて利用するならばよりその有効性は高まる。これに関する研究はこれまで全く行なわれていない。ここでは、第1部で用いた多孔質材料中での熱水分同時移動を考慮した解析を行ない、熱的特性を調べることにより、省エネルギーへの利用可能性に関する基礎的検討を行なう。

散水効果の評価は、種々の効率、価格をも含めた Total な形でなされる必要があるが、ここでは、その評価の基礎として外壁を通しての室への流入熱流のみを考える。又以後の解析では、一般性が失なわれないので対象を屋根面に限る。

1-2 従来の研究

壁体が湿った場合の熱的特性に関する研究としては、浸透の無い場合については、Mitalas¹⁾による実用的解析、及びそれを利用した石川・木村の研究^{2) 3)}がある。Mitalasは、Response Factor法により水膜からの蒸発をも考慮した熱負荷計算法を提示している。これは数値計算を対象としたものであり、解を陽に表示するには適していない。更に結果に大きな影響を及ぼす水膜内での輻射の影響は取扱われていず、用いられている近似についての検討が必要である。石川らは、この方法を用いて具体的に屋根における熱流の計算を行なっているが、ほとんど線形で表わされる系にも拘わらず非線形計算をしており工学的に適当でないこと、又実験との対比を行なっているが関係するパラメータが多く十分な検討になっていないという欠点をもっている。Sodhaら⁴⁾は飽和水蒸気圧曲線を直線近似することにより系を線形化し、散水の影響を周波数応答で解析している。これは系の特性把握の点で優れているが、Mitalas同様水膜の影響については考慮されていない。地表面を対象として、同様の線形化が森山・松本ら⁵⁾によっても用いられている。散水の実験的検討はA. Steele,⁶⁾ F. F. Stevenson⁷⁾らが行なっているが、ほとんどが厚い水層のみを対象としており、又理論的解析はなされていない。

本論文では、現象に大きく影響する水膜での輻射熱移動と伝導を考慮し、水分蒸発がある場合の熱的性状について検討する。

以上は壁体への水の浸透が無い場合である。浸透をも含めた散水の熱的効果に関する研究は全くなされていない。本論文では、第1部での材料中の熱水分同時移動の基礎式を用いた解析を行ない、その特性を把握するとともに省エネルギーへの利用可能性を検討する。

1-3 第2部の研究概要

第2章では、屋根スラブへの水の浸透が無く、水を溜める場合の散水効果についての検討を行なう。§2-2では、平屋建の建築物において水を溜めた場合及び散水無しの状態での屋根スラブ上下表面の温度を測定し、実際の外気条件下における散水による冷却効果を調べる。§2-3では、蒸発による影響を考慮した熱計算により散水の効果を調べるとともに、断熱材を用いた場合の断熱効果との比較を行なう。この計算には飽和水蒸気圧曲線が入る為、本来非線形の系であるが、特性の把握には線形化されることが望ましい。よって線形近似の可能性について検討する。以上の計算では、水分蒸発の項がある為従来の水分無しの熱負荷計算に比して取扱いがやや複雑となる。§2-4では、線形化された方程式を利用して、散水がある場合の等価熱伝達率、相当外気温を導入し、従来の水分が無い場合の熱計算の式に変形し得ることを示す。又、この変形の基礎となる線形化についての検討を行なう。§2-5では、散水効果の簡易な評価を目的として、定常の場合における断熱効果を等価断熱材厚さで表示する。これらの計算においては、水膜とスラブ(防水層)表面全体が形成する日射吸収率が重要な要素となる。従って§2-6では、水膜中での輻射熱移動を考慮してその評価を行なう。同時に水分蒸発量に対して大きな影響を持つ水膜内温度分布に関する検討を、水膜中での伝導と輻射による熱移動を考慮して行なう。

第3章においては、屋根スラブの上に吸水性の多孔質材料を置き、その吸水蒸発により熱負荷がどの程度軽減されるかを検討する。まず、§3-2では、多孔質材料に吸水させた場合の蒸発による冷却を自然

条件下で測定する。乾燥した試料と湿った試料を同じ条件下に置くことにより、その効果を比較検討する。§ 3-3 では、材料中での熱水分同時移動の基礎式に基づく解析を行ない、材料が湿潤蒸発する場合の熱的挙動及び水分移動の解析を行なう。蒸発による冷却効果が室内流入熱流に及ぼす影響を調べ、吸水材料を用いた場合の散水及び雨の利用の可能性について検討する。材料中での水分移動を考慮した解析は、熱水分の移動係数が含水率、温度により大きく変化する為非線形となり、実用的な計算及び特性把握には適さない。従って、方程式の線形近似の可能性についての検討を § 3-4 で行なう。

第2章 壁体に水分の浸透が無い場合の伝熱特性

2-1 概 要

本章では、スラブ中への水の浸透が無い場合の散水による冷却効果についての検討を行なう。

浸透が無い場合の散水効果に関する実験は、A. Steele,⁶⁾ F. F. Stevenson,⁷⁾ J. Molnar⁸⁾らが行なっている。コストをも考慮した上でなおその効果の大きいことを確かめているが、理論解析はなされていない。理論的な検討としては、石川・木村^{2) 3)}の研究がある。Mitalas¹⁾による数値解法を散水に適用したものであり、非線形計算による解析を行なっている。水膜での輻射吸収についての検討は無い。

本章では、散水による冷却効果を実験的及び理論的に調べ、省エネルギー的壁体設計の為の基礎的な検討を行なう。まず、実物建物についての測定より冷却効果のオーダーを把握し、次に数値モデルによる解析を行なう。基礎式の線形化、断熱材との比較についても検討する。より簡易な評価を目的として、散水の効果を等価な断熱材厚さで表示した図表を作成する。計算において水膜及びスラブの日射吸収率としてどの様な値を用いるべきかを、水膜内での輻射の吸収を考慮して検討する。又、基礎式で用いる水温が一樣という仮定の妥当性についても考察する。

2-2 散水による蒸発冷却効果の測定

屋根材料中への浸透が無い場合の散水効果を調べる為、実際の建物における測定を行なった。精度の良い測定とは言えないが、散水効果の大略が理解できる。

2-2-1 測定概要

(1) 測定日時 昭和55年7月23日～8月25日

(2) 測定項目

i) 屋根外表面温度 2点

一点(A点)は散水時に水の溜る箇所であり、他の一点(B点)は散水時も乾燥している場所である。散水時に水の溜る場所と水が溜らず乾燥している部分ができるのは、屋根面の勾配による。又、これら2点の位置はそれぞれ、間仕切で仕切られた下の2室にほぼ対応している。

ii) 天井面温度

C点(A点直下)とD点(B点直下)の2点で測定。

iii) 室内空気温度

E点(C点の15cm下)とF点(D点より2m位水平位置のずれた天井面より15cm下の点)の2点で測定。

iv) 外気温

アルミ円筒で被い、屋上の手すりに取付けた。

(3) 測定場所・対象

場所は、京都大学建築学教室中庭内のアトリエである。建物は、1階建、鉄筋コンクリート造であり、屋根スラブはコンクリート厚ほぼ15cmの上に厚さ2cmの防水モルタルで、室内側に断熱材は無い。周囲建物の為、測定を行なった7、8月では直達日射はほぼ7時から18時までである。

(4) 散水形式

1階の居住室の水道からホースを延ばし、屋上に散水・排水するという形式である。屋根の勾配の関係で散水時A点は水に浸るが、B点には水は達しない。

2-2-2 測定結果と考察

一般的にみて、昭和55年度は、雨、外気温の低い日が多く、散水効果をみるのに適した気候とは言えなかった。全測定データの中から比較的日射があり、気温の高い日の結果について検討する。

まず、散水がある部分の下の部屋と、無い部分の下の部屋との比較の基準として、散水を行なわなかった日(8月2日)の両室の外表面及び天井面温度を図2-1に示す。両室は間仕切りにより仕切られているが、ドアはほぼ開けはなれた状態になっている。この日は、在室者が無く、測定値における両室の差は、室の熱的構造、日射・気温の影響の違いによるものと言えよう。図2-1によると、午後はC点の方がD点より約1.5℃高くなっている。これを散水が無い場合の両室に固有の温度差とみなす。

次に、散水を行なった場合の結果として、8月12日の記録を図2-2に示す。この日は昼過ぎまでは散

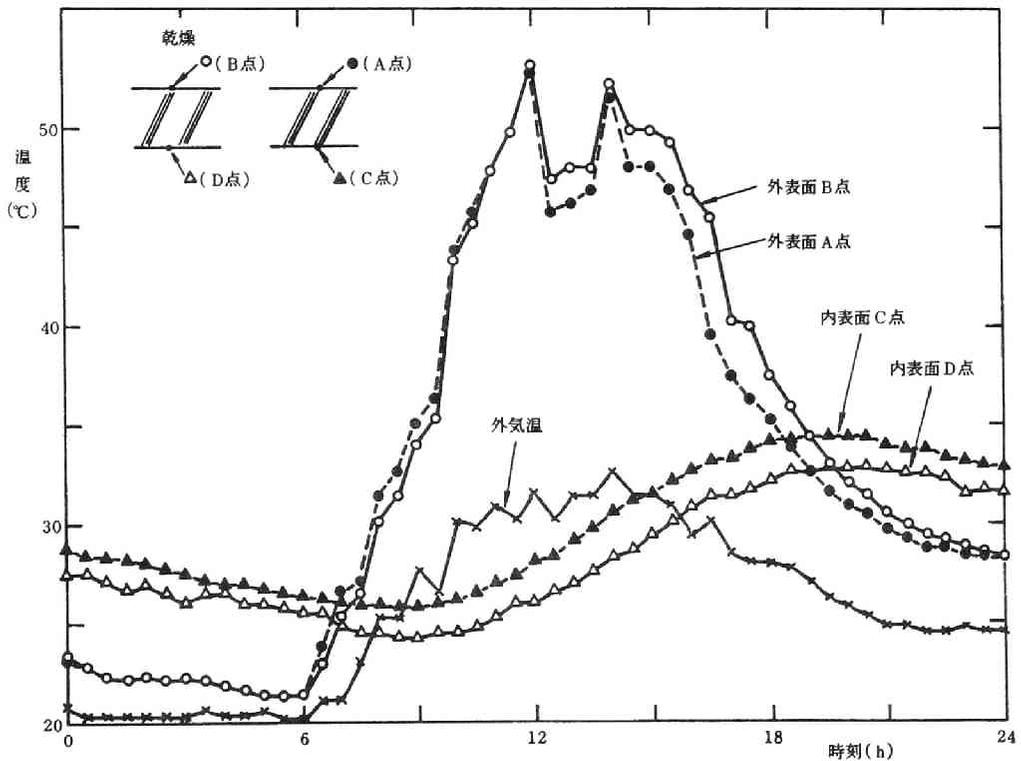


図2-1 内外表面温度の比較(散水無し)

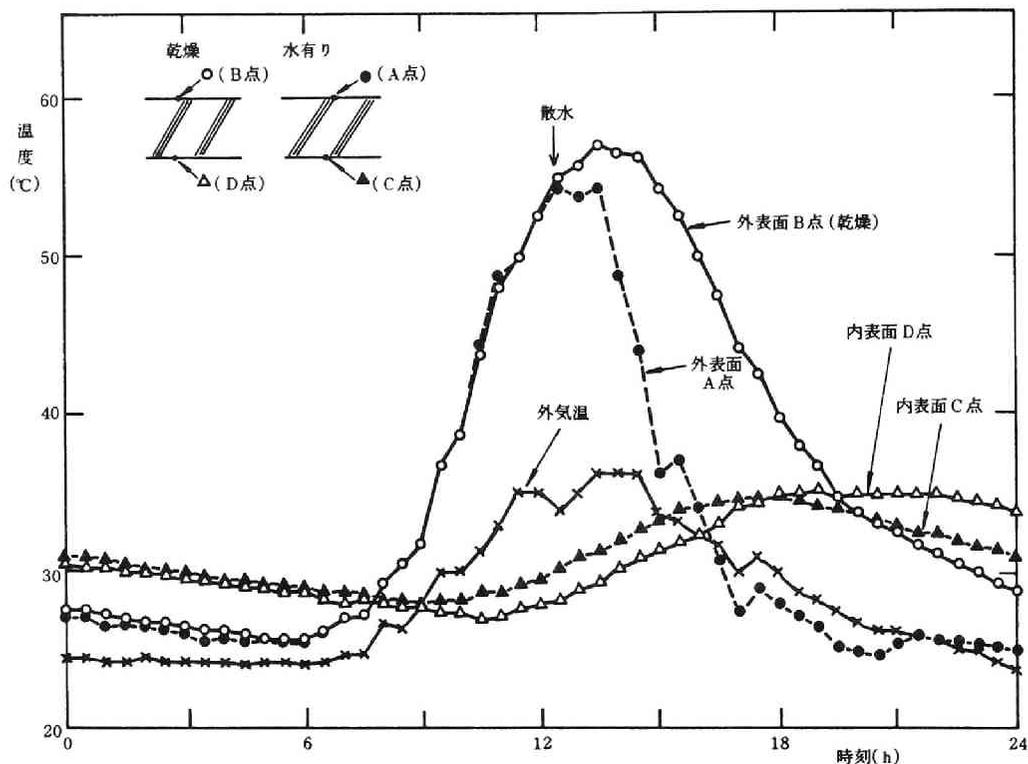


図2-2 内外表面温度の比較(散水有り)

水が無く、午後から散水を行なっている。又、日射量も相当あり、散水効果をみるには適当な日と言える。

散水をして水に浸らない部分(B点)の外表面温度は、朝方の27℃位から上昇し、13:30には57℃にもなっている。一方、水に浸る部分(A点)においては、散水を開始する13:00まではB点とほぼ同様の変化をするが、散水後は急速な温度低下を示し、B点との差は約15℃にもなる。

又、これに対応して、室内側表面温度は散水以前はD点(水に浸らないB点の下)の方が、C点(水に浸るA点の下)より約1~2℃高かったが、散水後は、約5時間後に逆転し、その後は2.5℃程度D点の方がC点より高い。在室人数、気温、日射量等の違いの問題はあるが、散水をしない日(図2-1)と比較すると、 $1.5 + 2.5 = 4.0$ (℃)位が散水による効果と考えてもよからう。これは、熱負荷のみならず、室の温熱環境、特に輻射の影響の点では、非常に大きな効果と言える。

2-3 散水効果の解析

2-3-1 概要

水を溜める場合の散水効果を数値モデルにより検討する。更に、水膜の熱容量を考える必要性の有無及び飽和水蒸気圧曲線を直線とみなすことによる誤差の評価、断熱材を貼付した場合との断熱効果の比較も行なう。

2-3-2 計算条件

屋根面への散水は、毎日定時に自動的に給水するものとする。散水した水はそのまま溜める方式とし、その量・時間間隔は本来壁体・気象条件に応じて、本節の計算、或いは経験により決める必要があるが、ここではまえて設定する。水膜の温度は一樣とし、日射の吸収率としてはコンクリートのそれを用いる。これらの仮定については § 2-6 で検討する。夜間輻射は考慮しない。その値を決めるのが難しいことと、ここでは散水による冷却効果のみを検討したいからである。

2-3-3 計算モデル

計算に用いたモデルを図 2-3 (A)(B)(C) に示す。それぞれ、断熱材無し、内断熱、外断熱の場合である。実際の計算では、熱定数の違いは小さいので、防水モルタルをコンクリートとみなした。

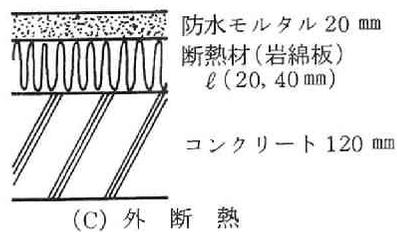
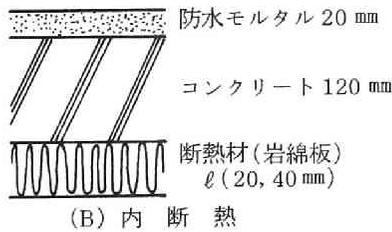
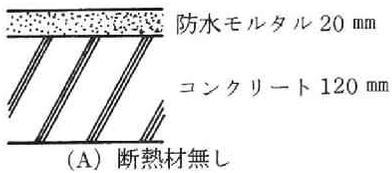


図 2-3 計算モデル

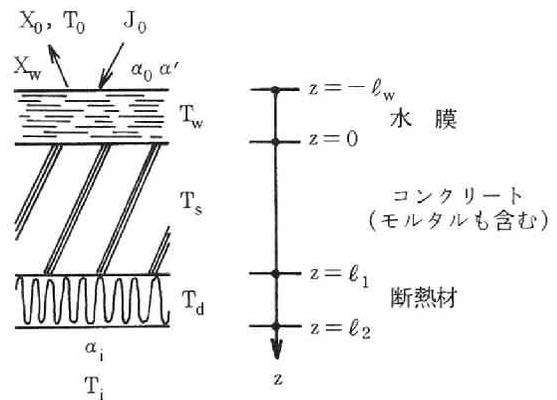


図 2-4 数値計算モデル

2-3-4 計算式

内断熱で散水のある場合について示す(図 2-4)。他の場合も全く同様である。

(1) 水膜, コンクリート, 断熱材の熱収支

$$c_w \rho_w \ell_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = A_s J_0 + \alpha_0 (T_0 - T_w) - \left(-\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \right)_{z=0} - R \alpha' (X_w - X_0) \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = a_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} \quad (2-2)$$

$$\frac{\partial T_d}{\partial t} = a_d \frac{\partial^2 T_d}{\partial z^2} \quad (2-3)$$

ここで

T_0, T_w, T_s, T_d = それぞれ、外気、水膜、コンクリート、断熱材の温度 (°C)

a_s, a_d = コンクリート、断熱材の温度伝導率 (m²/h), c_w = 水の比熱 (kcal/kg °C)

ρ_w = 水の密度 (kg/m³), ℓ_w = 水膜の厚さ (m), A_s = 日射吸収率 (-)

J_0 = 日射量 (kcal/m² h), α_0 = 外気側熱伝達率 (kcal/m² h °C)

λ_s = コンクリートの熱伝導率 (kcal/m h °C), R = 蒸発の潜熱 (kcal/kg)

α' = 外気側湿気伝達率 (kg/m² h kg/kg'), t = 時間 (h), z = 座標 (m)

X_w, X_0 = 水膜表面及び外気の絶対湿度 (kg/kg')

(2) 水膜厚さ ℓ_w の変化式

$$\rho_w \frac{d\ell_w}{dt} = -\alpha' (X_w - X_0) \quad (2-4)$$

(3) 境界条件

$$T_s = T_w \quad (z = 0) \quad (2-5)$$

$$T_s = T_d \quad (z = \ell_1) \quad (2-6)$$

$$-\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} = -\lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial z} \quad (z = \ell_1) \quad (2-7)$$

$$-\lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial z} = \alpha_i (T_d - T_i) \quad (z = \ell_2) \quad (2-8)$$

ここで

λ_d = 断熱材の熱伝導率 (kcal/m h °C), ℓ_1, ℓ_2 = 境界の位置 (m)

α_i = 室内側熱伝達率 (kcal/m² h °C), T_i = 室温 (°C)

(4) 初期条件

$$T_w = T_s = T_d = T_i \quad (t = 0) \quad (2-9)$$

ℓ_w については、周期的に一定値 ℓ_{wI} を与えた。

(5) 飽和水蒸気圧曲線

$$X_w = X_s(T_w) \quad (2-10)$$

2-3-5 計算法と用いた定数

(1) 計算法

境界条件(2-5)式により、(2-1)~(2-10)式は T_s , T_d , ℓ_w についての式となる。ここでは、これらの式をImplicit差分により解いた。

(2) 用いた数値

$$\left[\begin{array}{l} \alpha_0 = 20, \alpha_i = 8, \alpha' = 60, R = 580, c_w = 1, \rho_w = 1000, \lambda_s = 1.4 \\ a_s = 0.00253, \lambda_d = 0.053, a_d = 7.94 \times 10^{-4}, A_s = 0.8, \Delta z = 0.01 \text{ (m)} \\ \Delta t = 0.1 \text{ (h)}, \ell_{w1} = 0.01 \text{ (毎朝 8:00)}, T_I = 26.0 \end{array} \right.$$

ここで、 Δz , Δt は差分における位置及び時間刻みである。外気条件は、周期1日の周期的変化をするものとした⁹⁾

$$\left[\begin{array}{l} J_0(t) = 225.573 - 342.434 \cdot \cos(0.262 t) + 131.392 \cdot \cos(0.524 t) \\ \quad + 39.351 \cdot \sin(0.262 t) - 27.624 \cdot \sin(0.524 t) \\ T_0(t) = 27.620 - 3.872 \cdot \cos(0.262 t) + 0.975 \cdot \cos(0.524 t) \\ \quad - 2.391 \cdot \sin(0.262 t) + 0.128 \cdot \sin(0.524 t) \\ X_0(t) = 16.0 \times 10^{-3} \text{ (一定)} \\ T_i(t) = 26.0 \end{array} \right.$$

2-3-6 計算結果と考察

(1) 散水による蒸発冷却効果

断熱材が無い場合(図2-5(A)(B)(C))について調べる。散水有り、散水無しの場合の外表面温度、室内側表面温度を図2-5(A)に示す。又、その時の熱流を図2-5(B)に、日射量、外気温を図2-5(C)に示す。周期的定常解のみを示した。

散水無しに比して、散水により室内外の表面温度、熱流は相当低下、減少する。極大値でみると、室内側表面温度は37.6℃が28.8℃に、外気側表面温度は49.5℃が32.0℃となる。これに伴ない、室内流入熱流は、最大時で散水無しの場合の $\frac{1}{4}$ 程度まで減少している。又、夕方から次の日の10:00近くまでは熱が流出しており、これを有効にいかすことができるならば、散水による熱負荷減少の効果は相当大きいと言える。更に、室内側表面温度の32℃から28.8℃までの低下は室内居住環境を相当良好なものにする。

なお、本計算条件の場合には、1日当りの水分蒸発量は8.6mmとなる(図2-9)。断熱材を貼付(厚さ2cm)した場合もほぼ同様の値となる。

(2) 断熱材を貼付した場合との比較

断熱材厚さ2cmの内断熱及び外断熱をした場合の内外表面温度、熱流を断熱材無しで散水のある場合とともに図2-6(A)(B)に示す。これから

- i) 1日当りの流入熱流は、内断熱392(kcal/m² day), 外断熱389, 散水147, となり、散水をした場合の流入熱流は、断熱材20mmの場合のほぼ38%である。但し、散水の場合、流出熱流は差引いてい

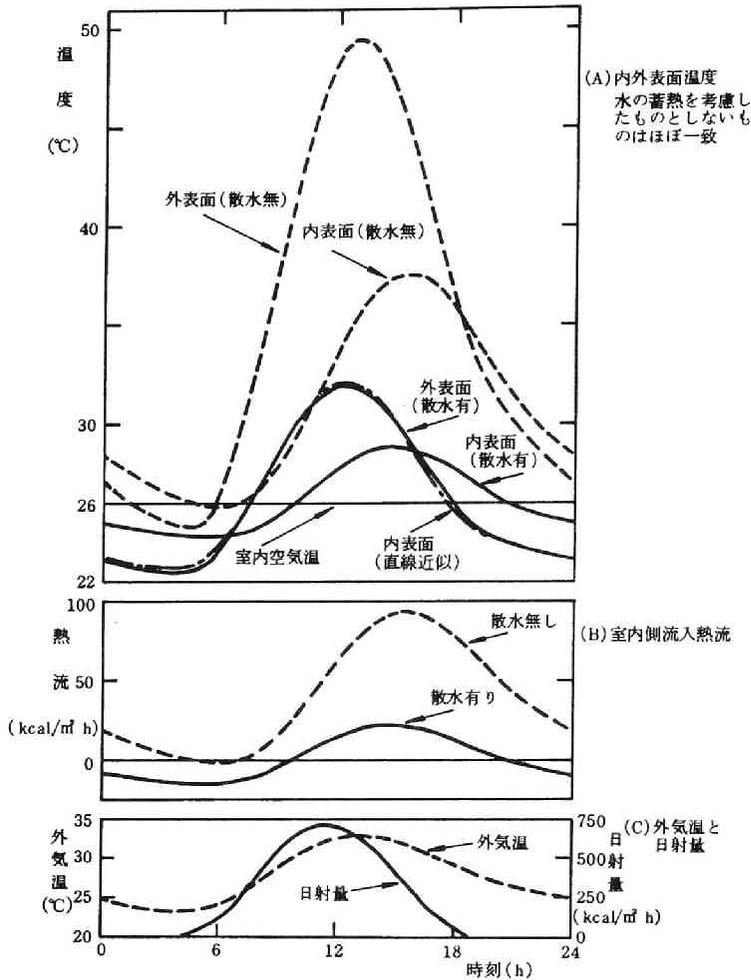


図 2-5 散水による断熱冷却効果 (断熱無)

ない。よって、これを考慮すると散水による断熱効果は断熱材よりはるかに大きい。

- ii) 外表面温度の極大値は、外断熱 56.7℃, 内断熱 50.3, 散水 32.0であり、その振幅は、外断熱 33℃, 内断熱 24.7℃, 散水 9.5℃となる。断熱材に比して散水の場合には、極大値ははるかに低く振幅も小さい。これより、防水層の保護という点で散水の優れていることが分る。
- iii) 断熱材の厚さを 2 倍の 4 cm にした場合の内外表面温度変化を図 2-7 (A) に、熱流を図 2-7 (B) に示す。2 cm の場合に比して、内断熱・外断熱とも熱流はほぼ 35% 減少している。散水の場合のこれらに対する割合はほぼ 60% であり、まだ散水の方が断熱効果は大きい。
- iv) 断熱材厚 2 cm で散水がある場合の内外表面温度と熱流をそれぞれ、図 2-8 (A), 図 2-8 (B) に示す。比較の為、断熱材無しで散水がある場合の結果も同時に示した。断熱材に散水を加えると、断熱材のみのときに比して熱流は大巾に減少し、温度変動巾も室内側表面では、内断熱 1.8℃, 外断熱 1.0 と非常に小さくなる。

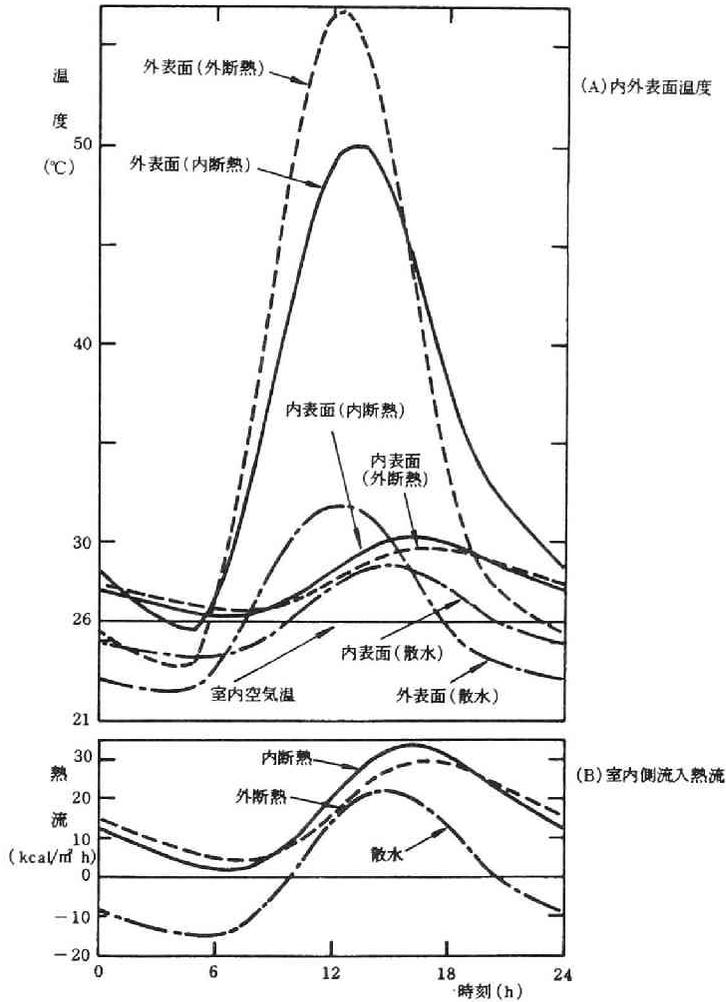


図 2-6 断熱材 20mm と散水の断熱効果の比較

(3) 水の熱容量と飽和水蒸気圧曲線の直線近似

図 2-5 には、水膜の蓄熱を無視した場合及び飽和水蒸気圧曲線を直線近似した場合の結果も同時に記した。但し、水の熱容量を無視した場合の曲線は、考慮したものとほぼ一致している。又、飽和水蒸気圧曲線の近似直線としては次のものを用いた。

$$X_s = C_1 T + C_2 = 0.001648 \cdot T - 0.02113 \quad (2-11)$$

この結果から次の事が分る。

- i) 水膜の厚さが 1cm 程度で、下にコンクリート 12cm 厚程度の熱容量がある場合には水の熱容量は無視し得る。
- ii) 飽和水蒸気圧曲線を直線近似したものは、近似しない場合とあまり差はない。つまり線形近似が可能である。

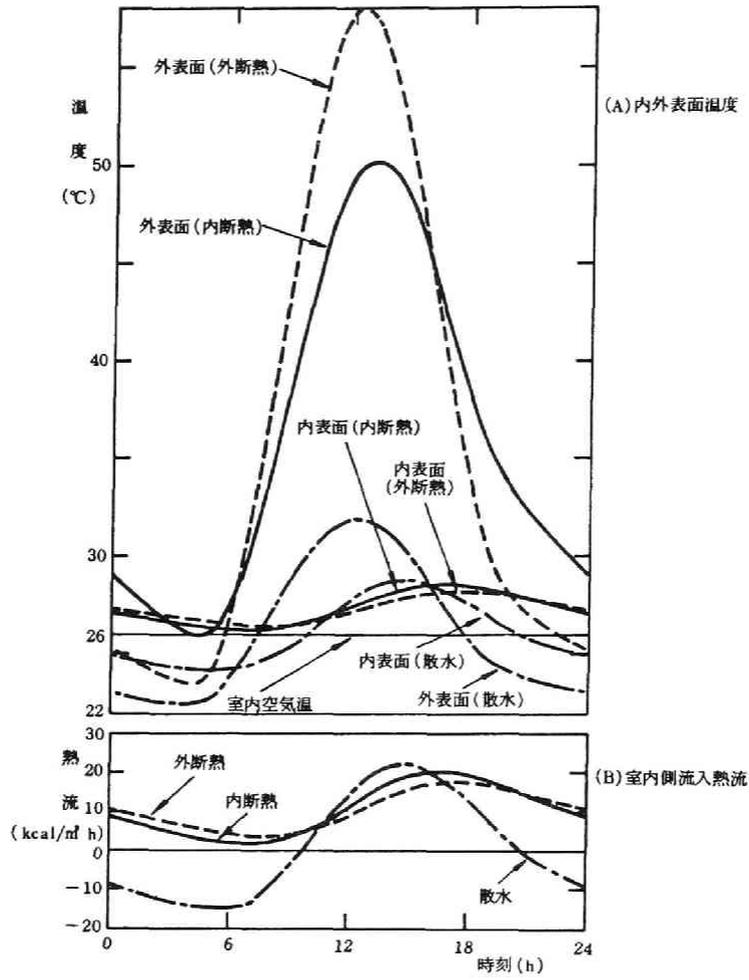


図 2-7 断熱材 40 mm と散水の断熱効果の比較

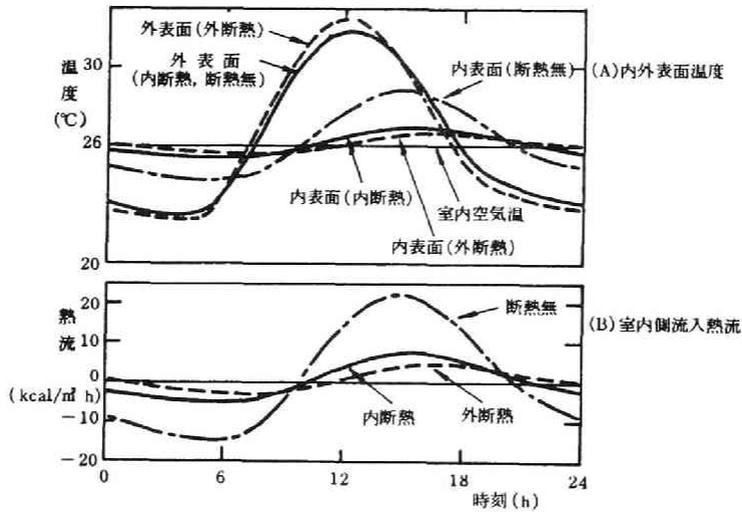


図 2-8 散水と断熱材 (20 mm) が有る場合の冷却効果

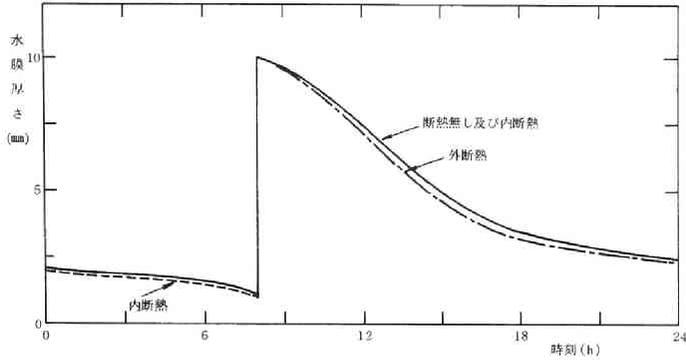


図 2-9 水膜厚さの変化

(4) 以上で、散水の断熱効果の大きいことが分った。特に、室内から外への熱の流出は、断熱材においては不可能であり、散水の大きな利点と言えよう。

2-4 水分蒸発を考慮した熱負荷計算法

2-4-1 概要

§ 2-3 では、数値計算により散水効果の検討を行なった。しかし、そこでの結論は、特定の気象及び壁体条件に対するものであり、一般的な条件下での評価とはなっていない。その評価には、例えば水分蒸発がある場合の相当外気温が定義できれば良い。これが可能であれば、散水をも含めた熱負荷計算が従来の水分無しの場合の計算法で行なえることになる。本節では、§ 2-3 での飽和水蒸気圧曲線の直線近似(線形化)を利用してこの可能性に関する検討を行なう。

文献 10 では、種々の屋根構造に対して、散水を行なった場合の Total Equivalent Temperature Difference (相当温度差) を求めている。又、石川¹¹⁾ は、湿った屋根面での定常熱収支を非線形方程式の iterative な解法により求め、結果を湿相当外気温度という形にまとめ、その統計的性質を調べている。本節に述べる方法に従えば、以上の非線形計算は必要無いことが示される。又、§ 2-4-3 では、飽和水蒸気圧曲線の近似法について考察する。

2-4-2 散水をも考慮した熱負荷計算法¹²⁾

以下においては、水分蒸発がある場合の外気側境界条件が水分が無い場合のそれに近似的に変形し得ることを示す。

(1) 以下の近似を行なう。

- i) 水膜の熱容量は 0 とする。
- ii) 飽和水蒸気圧曲線を温度の 1 次関数とする。 $(X_s = C_1 T + C_2)$
- iii) 1 日中水膜は存在するものとする。

i) ii) については、数値例で誤差の小さい事を確かめた (§ 2-3)。iii) については、1 日中水膜があるような散水量、散水形式の場合には本来問題は無い。又、日中には水膜が存在するような条件下であれば、

夜間に水膜が無くなったとしても夜間の蒸発量は小さいので、iii)による誤差も小さいと考えられる。

(2) 水分蒸発がある場合の熱負荷計算法

水膜温度が一樣な場合の水膜における熱収支式は(2-1)式であり

$$c_w \rho_w \ell_w \frac{dT_w}{dt} = A_s J_0 + \alpha_0 (T_0 - T_w) - \left(-\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \right)_{z=0} - R\alpha' (X_w - X_0) \quad (2-12)$$

T_w は屋根外表面温度 $T_s|_{z=0}$ に等しいので

$$c_w \rho_w \ell_w \frac{dT_s}{dt} \Big|_{z=0} = A_s J_0 + \alpha_0 (T_0 - T_s|_{z=0}) + \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \Big|_{z=0} - R\alpha' [X_s(T_s|_{z=0}) - X_0] \quad (2-13)$$

(2-13)式はスラブに対する境界条件とみなすことができる。上式に(1)の近似を行なうと

$$A_s J_0 + \alpha_0 (T_0 - T_s|_{z=0}) - R\alpha' (C_1 T_s|_{z=0} + C_2 - X_0) = -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (2-14)$$

これを書き換えて

$$\alpha_0 \left(1 + \frac{R\alpha' C_1}{\alpha_0} \right) \left[\frac{1}{1 + \frac{R\alpha' C_1}{\alpha_0}} \left(T_0 + \frac{A_s J_0}{\alpha_0} \right) - \frac{R\alpha' (C_2 - X_0)}{\alpha_0 + R\alpha' C_1} - T_s|_{z=0} \right] = -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (2-15)$$

従って

$$\alpha'_0 = \alpha_0 \left(1 + \frac{R\alpha' C_1}{\alpha_0} \right) \quad (2-16)$$

$$T'_0 = \frac{1}{1 + \frac{R\alpha' C_1}{\alpha_0}} \left(T_0 + \frac{A_s J_0}{\alpha_0} \right) - \frac{R\alpha' (C_2 - X_0)}{\alpha_0 + R\alpha' C_1} \quad (2-17)$$

と置くと、(2-15)式は

$$\alpha'_0 (T'_0 - T_s|_{z=0}) = -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (2-18)$$

となる。つまり、外気側熱伝達率 α'_0 、外気温 T'_0 が蒸発、日射無しの場合の熱伝導に対する境界条件式と同一になる。(2-17)式内の $T_0 + \frac{A_s J_0}{\alpha_0}$ は Sol-Air-Temperature T_{sol} である。(2-18)式より、水分蒸発がある場合でも従来の線形熱負荷計算法の利用できることが分る。 α'_0 、 T'_0 は水分蒸発をも考えた場合の等価熱伝達率、相当外気温とも呼ぶべきものであろう。以上の考え方は、独立に M. S. Sodha⁴⁾、森山・松本⁵⁾も提案している。

(3) 水分蒸発がある場合の相当外気温度 T'_0

(2-17)式の T'_0 の第2項は、一般的には正であり T'_0 の上昇をひき起こすが、第1項では Sol-Air-Temperature T_{sol} が係数 $\frac{1}{1 + \frac{R\alpha' C_1}{\alpha_0}}$ だけ減少させられる。又、外気側熱伝達率の α_0 から α'_0 への増加により、

熱伝達速度は大となる。

T_{sol} と T'_0 とを比較することにより散水効果を把握することができる。例として、§ 2-3 の定数値、外気温湿度、日射量を用いた場合の T_{sol} と T'_0 を外気温 T_0 とともに図 2-10 に示す。最大値でみると $T_{sol} = 61^\circ\text{C}$ が $T'_0 = 32.5^\circ\text{C}$ まで低下している。室温を 26°C とすると、定常熱流で 35:6.5 まで減少することが分る。

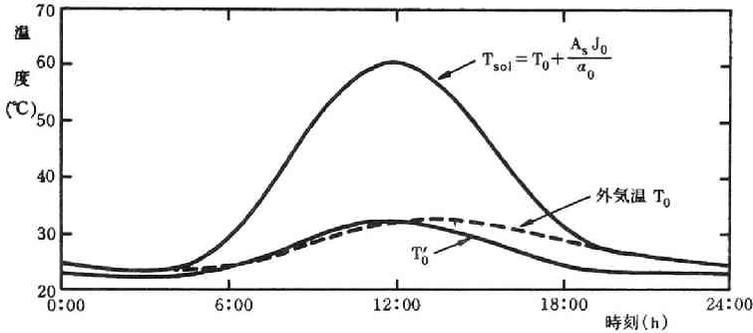


図 2-10 T_0 , T_{sol} , T'_0 の比較

但し、この場合、熱伝達率も α_0 から α'_0 に変化し、これは逆の作用、すなわち流入熱流を大とする作用をもつ ($T'_0 >$ 室温の場合)。しかし、水分が無いときのスラブ全体の抵抗を、例えば 0.275 ($\text{m}^2 \text{h}^\circ\text{C}/\text{kcal}$) ($\alpha_0 = 20$, $\alpha_1 = 8$, $\frac{\ell}{\lambda} = \frac{0.14}{1.4} = 0.1$) とすると、水分がある場合 0.238 ($\alpha'_0 = 77.4$) であり、全抵抗は約 15% 減少するにすぎない。これは T_{sol} から T'_0 への減少の割合に比してかなり小さく、従って、室内側への流入熱流を考える上では T'_0 で大略の評価の可能なことが分る。

(4) 蒸発量の計算

具体的な設計では、蒸発量を求めそれに応じて散水しなければならない。しかし、上の取扱いは水分量の変化についての情報は得られないので、元の式にもどって考える必要がある。

水膜は常に存在すると仮定すると、熱計算は α'_0 , T'_0 を用いることにより水分とは独立に行なわれる。この計算より同時に外表面温度 $T_s|_{z=0}$ も容易に得られる。これを (2-4) 式に用いて

$$\rho_w \frac{d\ell_w}{dt} = -\alpha' (X_s|_{z=0} - X_0) = -\alpha' (C_1 T_s|_{z=0} + C_2 - X_0) \quad (2-19)$$

1 日当りの蒸発量 $\Delta\ell_w$ は

$$\Delta\ell_w = \int_0^{24} \frac{d\ell_w}{dt} dt = -\frac{\alpha'}{\rho_w} \int_0^{24} (C_1 T_s|_{z=0} + C_2 - X_0) dt \quad (2-20)$$

として求められる。

2-4-3 飽和水蒸気圧曲線の近似に関する検討

飽和水蒸気圧曲線を直線で近似すると、散水の計算は線形となり取扱いが簡易化される。§ 2-3 では、目の子で近似した直線を用いたが、この近似による誤差（ここでは、室内側流入熱流のそれ）は、外気条

件，壁体の特性により変化する。従って，その誤差の評価及び何らかの意味での誤差を最小とする近似直線の決定法を定めておく必要がある。以下では，まず非定常の場合について，ついで定常計算法に基づいた場合について定式化する。ここでも § 2-4-2 の近似 1) iii) を用いる。

(1) 非定常計算に基づく定式化

i) 基礎式

簡単の為単層壁について書く(図2-11)。但し(2-25)式以降の定式化は多層壁体に対しても適用し得る形になっている。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2-21)$$

$$\begin{aligned} A_s J_0 + \alpha_0 (T_0 - T|_{z=0}) - R\alpha' [X_s(T|_{z=0}) - X_0] \\ = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} \end{aligned} \quad (2-22)$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=\ell} = \alpha_i (T|_{z=\ell} - T_i) \quad (2-23)$$

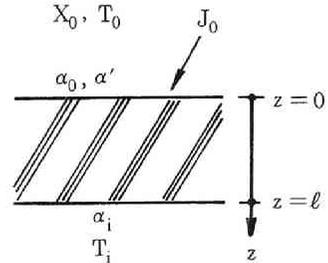


図2-11 計算モデル (単層壁)

ii) 外表面温度の決定

a) 飽和水蒸気圧曲線を直線近似した場合

(2-22)式は，§ 2-4-2 の考え方をを用いると

$$\alpha'_0 (T'_0 - T|_{z=0}) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (2-24)$$

となる。但し， α'_0 ， T'_0 は(2-16)(2-17)式で与えられるものである。よって， $f_0(t)$ ， $f_1(t)$ を重み関数とすると，外表面温度 $T|_{z=0}$ は次式で与えられる。

$$T(t)|_{z=0} = \int_{-\infty}^t T'_0(\tau) f_0(t-\tau) d\tau + \int_{-\infty}^t T_i(\tau) f_1(t-\tau) d\tau \quad (2-25)$$

b) 直線近似しない場合

解を陽に表わすことはできないので逐次近似により求める。(2-22)式を(2-24)式の形に変形すると，(2-24)式の T'_0 を次の T''_0 に置き換えたものとなる。

$$T''_0 = \frac{1}{(\alpha_0 + R\alpha'C_1)} \{ A_s J_0 + \alpha_0 T_0 + R\alpha' X_0 - R\alpha' C_2 - R\alpha' [X_s(T|_{z=0}) - (C_1 T|_{z=0} + C_2)] \} \quad (2-26)$$

よって解は，形式的に次式となる。

$$\begin{aligned} T(t)|_{z=0} &= \int_{-\infty}^t T''_0(\tau) f_0(t-\tau) d\tau + \int_{-\infty}^t T_i(\tau) f_1(t-\tau) d\tau \\ &= \int_{-\infty}^t T'_0(\tau) f_0(t-\tau) d\tau + \int_{-\infty}^t T_i(\tau) f_1(t-\tau) d\tau \\ &\quad - \frac{1}{(\alpha_0 + R\alpha'C_1)} \int_{-\infty}^t [X_s(T|_{z=0}) - (C_1 T|_{z=0} + C_2)] f_0(t-\tau) d\tau \end{aligned} \quad (2-27)$$

次に逐次近似を行なう。a) の場合の解を T_ℓ ((2-25)式), (2-27) 式の解を T_n と書くと, T_n の逐次近似解 T_n^1, T_n^2, \dots は次のようになる。

$$T_n^1(t) = \int_{-\infty}^t T_0'(\tau) f_0(t-\tau) d\tau + \int_{-\infty}^t T_1(\tau) f_1(t-\tau) d\tau = T_\ell(t) \quad (2-28)$$

$$\begin{aligned} T_n^2(t) &= T_\ell(t) - \frac{1}{(\alpha_0 + R\alpha' C_1)} \int_{-\infty}^t [X_s(T_n^1) - (C_1 T_n^1 + C_2)] f_0(t-\tau) d\tau \\ &= T_\ell(t) - \frac{1}{(\alpha_0 + R\alpha' C_1)} \int_{-\infty}^t [X_s(T_\ell) - (C_1 T_\ell + C_2)] f_0(t-\tau) d\tau \end{aligned} \quad (2-29)$$

$$\begin{aligned} T_n^3(t) &= T_\ell(t) - \frac{1}{(\alpha_0 + R\alpha' C_1)} \int_{-\infty}^t [X_s(T_n^2) - (C_1 T_n^2 + C_2)] f_0(t-\tau) d\tau \\ &\dots = \dots \end{aligned} \quad (2-30)$$

iii) 係数 C_1, C_2 の決定

誤差としては, 本来室内側熱流を考えるべきであるが, 計算が繁雑になるので, 以下では外表面温度の誤差でおきかえる。非線形の場合の解は T_n^∞ であるが, T_n^2 で近似する。従って, T_n^2 と T_ℓ との差を小さくするように C_1, C_2 を決める。外気条件を確率過程とみなして

$$E \left[\int_0^{t_s} (T_n^2 - T_\ell)^2 dt \right] = \int_0^{t_s} E \left[(T_n^2 - T_\ell)^2 \right] dt \quad (2-31)$$

を最小にする C_1, C_2 を求める。ここで $0 \sim t_s$ は散水効果を考える期間であり, $E[\]$ は期待値を表わす。

(2-25) (2-29) 式より

$$\begin{aligned} I_1 &= E \left[(T_n^2 - T_\ell)^2 \right] \\ &= \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t f_0(t-\tau) f_0(t-s) \frac{1}{(\alpha_0 + R\alpha' C_1)^2} E \left[X_s(T_\ell(\tau)) - (C_1 T_\ell(\tau) + C_2) \right] \\ &\quad \times \left[X_s(T_\ell(s)) - (C_1 T_\ell(s) + C_2) \right] ds d\tau \\ &= \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t f_0(t-\tau) f_0(t-s) \frac{1}{(\alpha_0 + R\alpha' C_1)^2} E \left[I_2(\tau, s) \right] ds d\tau \end{aligned} \quad (2-32)$$

飽和水蒸気圧曲線は2次曲線で十分精度良く近似されるから

$$X_s(T) = A_1 T^2 + A_2 T + A_3 \quad (2-33)$$

とすると

$$\begin{aligned} I_2(\tau, s) &= \{ [A_1 T_\ell^2(\tau) + A_2 T_\ell(\tau) + A_3] - [C_1 T_\ell(\tau) + C_2] \} \{ [A_1 T_\ell^2(s) + A_2 T_\ell(s) + A_3] \\ &\quad - [C_1 T_\ell(s) + C_2] \} = B_1 T_\ell^2(\tau) T_\ell^2(s) + B_2 T_\ell^2(\tau) T_\ell(s) + B_3 T_\ell^2(s) T_\ell(\tau) + B_4 T_\ell^2(\tau) \\ &\quad + B_5 T_\ell^2(s) + B_6 T_\ell(\tau) T_\ell(s) + B_7 T_\ell(\tau) + B_8 T_\ell(s) + B_9 \end{aligned} \quad (2-34)$$

よって、 $E[I_2(\tau, s)]$ を求めるには

$$\begin{aligned} I_3(\tau, s) &= E[T_\ell^2(\tau)T_\ell^2(s)], & I_4(\tau, s) &= E[T_\ell^2(\tau)T_\ell(s)] \\ I_5(\tau, s) &= E[T_\ell(\tau)T_\ell(s)], & I_6(\tau, s) &= E[T_\ell(\tau)] \end{aligned} \quad (2-35)$$

が求められればよい。例として $I_5(\tau, s)$ について書くと

$$\begin{aligned} I_5(\tau, s) &= E[T_\ell(\tau)T_\ell(s)] & (2-36) \\ &= E\left[\left\{\int_{-\infty}^{\tau} T_0'(u)f_0(\tau-u)du + \int_{-\infty}^{\tau} T_1(u)f_1(\tau-u)du\right\}\right. \\ &\quad \times \left.\left\{\int_{-\infty}^s T_0'(v)f_0(s-v)dv + \int_{-\infty}^s T_1(v)f_1(s-v)dv\right\}\right] \\ &= \int_{-\infty}^{\tau} \int_{-\infty}^s f_0(\tau-u)f_0(s-v)E[T_0'(u)T_0'(v)]dudv \\ &\quad + \int_{-\infty}^{\tau} \int_{-\infty}^s f_0(\tau-u)f_1(s-v)E[T_0'(u)T_1(v)]dudv \\ &\quad + \int_{-\infty}^{\tau} \int_{-\infty}^s f_1(\tau-u)f_0(s-v)E[T_1(u)T_0(v)]dudv \\ &\quad + \int_{-\infty}^{\tau} \int_{-\infty}^s f_1(\tau-u)f_1(s-v)E[T_1(u)T_1(v)]dudv \end{aligned} \quad (2-37)$$

従って、(2-35)式を計算し、それを(2-34)(2-32)(2-31)式と順次代入し、 I_1 、及び $\int_0^1 I_1 dt$ を求めた後、これを C_1, C_2 の関数とみて I_1 を最小化する C_1, C_2 を決めればよい。

この定式化では計算がかなり複雑なものとなる。代表的な屋根構造、気象条件に対する計算を前もって行なっておき、その中から条件の近いものを選んで用いるということになる。

(2) 定常計算法に基づく定式化

上述の方法では、室内温を一定としても外気条件についての4次の相関関数が必要となる。一般には、外気条件は非定常の確率過程と考えられるので計算は非常に面倒となる。よって、ここでは定常計算に基づく方法を用いる。期間負荷を求める場合には、この結果を用いても十分な精度が得られると考えられる。以下では、室内側流入熱流の誤差を最小にする C_1, C_2 を決定する。

1) 室内側流入熱流

関係式は以下となる(図2-12)。

$$\left\{ \begin{aligned} A_s J_0 + \alpha_0 (T_0 - T|_{z=0}) - R\alpha' [X_s(T|_{z=0}) - X_0] &= q_i & (2-38) \\ \frac{T|_{z=0} - T_i}{r_0} &= q_i & (2-39) \end{aligned} \right.$$

ここで

q_i = 室内流入熱流 (kcal/m²h)

r_0 = 壁体の熱抵抗 + 室内側空気の伝達抵抗 (m²h°C/kcal)

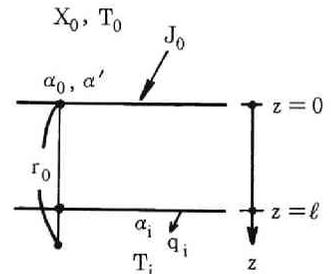


図2-12 定常計算モデル

このとき、飽和水蒸気圧曲線として(2-33)式を用いた非線形の場合の解 q_{in} は

$$q_{in} = \frac{1}{2 R \alpha' r_0 A_1} \left\{ -(\alpha_0 r_0 + R \alpha' r_0 A_2 + 1) + \sqrt{(\alpha_0 r_0 + R \alpha' r_0 A_2 + 1)^2 + 4 R \alpha' r_0 A_1 [(J'_0 - R \alpha' A_3) r_0 + T_i]} \right\} - \frac{T_i}{r_0} = F(J'_0) - \frac{T_i}{r_0} \quad (2-40)$$

但し、

$$J'_0 = A_s J_0 + \alpha_0 T_0 + R \alpha' X_0 \quad (2-41)$$

飽和水蒸気圧曲線として(2-11)式を用いた線形の場合の解 $q_{i\ell}$ は

$$q_{i\ell} = \frac{1}{r_0(1 + \alpha_0 r_0 + R \alpha' r_0 C_1)} [(J'_0 - R \alpha' C_2) r_0 + T_i] - \frac{T_i}{r_0} \quad (2-42)$$

ii) 係数 C_1, C_2 の決定

$$I_1 = E \left[\int_0^{t_s} (q_{in} - q_{i\ell})^2 dt \right] \quad (2-43)$$

を最小にするように C_1, C_2 を決める。以後室温 T_i は一定とする。

(2-40)(2-42)式を(2-43)式に代入すると

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_0^{t_s} E \left[\left\{ F(J'_0) - \frac{1}{r_0(1 + \alpha_0 r_0 + R \alpha' r_0 C_1)} [(J'_0 - R \alpha' C_2) r_0 + T_i] \right\}^2 \right] dt \\ &= \int_0^{t_s} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \left\{ F(J'_0) - \frac{1}{r_0(1 + \alpha_0 r_0 + R \alpha' r_0 C_1)} [(J'_0 - R \alpha' C_2) r_0 + T_i] \right\}^2 f_p(J'_0) dJ'_0 \right] dt \end{aligned} \quad (2-44)$$

ここで、 $f_p(J'_0)$ は $J'_0(t)$ の確率密度関数であり、一般には t の関数でもある。

(2-44)式を C_1, C_2 につき微分して0と置き整理すると

$$\int_0^{t_s} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \left[F(J'_0) - \frac{1}{r_0(1 + \alpha_0 r_0 + R \alpha' r_0 C_1)} ((J'_0 - R \alpha' C_2) r_0 + T_i) \right] J'_0 f_p(J'_0) dJ'_0 \right\} dt = 0 \quad (2-45)$$

$$\int_0^{t_s} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \left[F(J'_0) - \frac{1}{r_0(1 + \alpha_0 r_0 + R \alpha' r_0 C_1)} ((J'_0 - R \alpha' C_2) r_0 + T_i) \right] f_p(J'_0) dJ'_0 \right\} dt = 0 \quad (2-46)$$

よって、

$$\begin{aligned} I_2(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} J'_0 f_p(J'_0) dJ'_0, & I_3(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} J_0'^2 f_p(J'_0) dJ'_0 \\ I_4(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} F(J'_0) f_p(J'_0) dJ'_0, & I_5(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} J'_0 F(J'_0) f_p(J'_0) dJ'_0 \end{aligned} \quad (2-47)$$

とおくと、(2-45)(2-46)式は

$$\int_0^{t_s} \left\{ I_5 - \frac{1}{r_0(1 + \alpha_0 r_0 + R \alpha' r_0 C_1)} [I_3 - (R \alpha' C_2 r_0 - T_i) I_2] \right\} dt = 0 \quad (2-48)$$

$$\int_0^{t_2} \left\{ I_4 - \frac{1}{r_0(1 + \alpha_0 r_0 + R\alpha' r_0 C_1)} [I_2 - (R\alpha' C_2 r_0 - T_1)] \right\} dt = 0 \quad (2-49)$$

特に、 $I_2 \sim I_5$ が t に関係しないときには被積分関数を 0 とおけばよい。

iii) 計算例

ここでは、 $I_2 \sim I_5$ は t に関係しないとした。 $f_p(J'_0)$ は、大阪 1977 年、7、8 月の日平均値及び毎時データより決定した。両者の J'_0 の出現頻度分布を図 2-13 に示す。但し、日平均値データの出現回

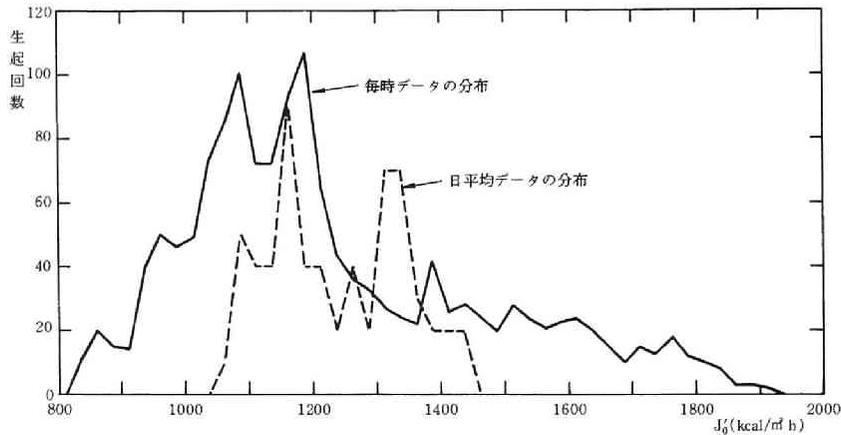


図 2-13 J'_0 の出現頻度分布 (1977 年 7、8 月、大阪)

数については適当に比例倍している。計算条件は以下とした。

$$\alpha_0 = 20, \alpha_1 = 8, \alpha' = 60, A_s = 0.8, R = 580, r_0 = 0.588, T_1 = 26$$

(2-48) (2-49) 式より得られた近似直線は、日平均値を用いた場合

$$X_s = 0.001305 \cdot T - 0.01275$$

で、ほぼ 24°C と 27°C の正確値を通る直線になる。毎時データを用いた場合は

$$X_s = 0.001365 \cdot T - 0.01381$$

であり、22.5°C と 30°C の正確値を通る直線となる。

毎時データの値の方が J'_0 値の散らばりが大きく、近似直線も広い温度範囲をカバーするようになるが、その差は大きくない。従って、本章の目的に対しては日平均値を用いた計算で十分と考えられる。

(3) 考 察

気象データを確率変数とみなし、定常計算によると計算はかなり簡易化された。各壁体毎に近似直線が変化するという大きな問題を残しているが、ここで行なったような、なんらかの判定基準を設けて近似直線を決定すべきものとする。

2-5 断熱材と散水との断熱効果の比較

2-5-1 概 要

§2-4 において、水分蒸発がある場合の熱負荷は従来の線形熱負荷計算法により求められること、又、

散水の効果は相当外気温度により大略把握し得ることを示した。本節では、外気条件に応じて散水の効果がどのように変化するかを図表により表現する。特に断熱材との比較を容易にするために、等価な断熱抵抗値で散水の効果を表わす。これにより種々の気象条件下における散水の効果を容易に評価することが可能になる。

以下では、定常時における室内流入熱流が等しくなる断熱抵抗で散水の効果を表示する。コンクリート・スラブについての条件（熱抵抗）は固定する。

2-5-2 計算式

(1) 定常流入熱流（図2-14）

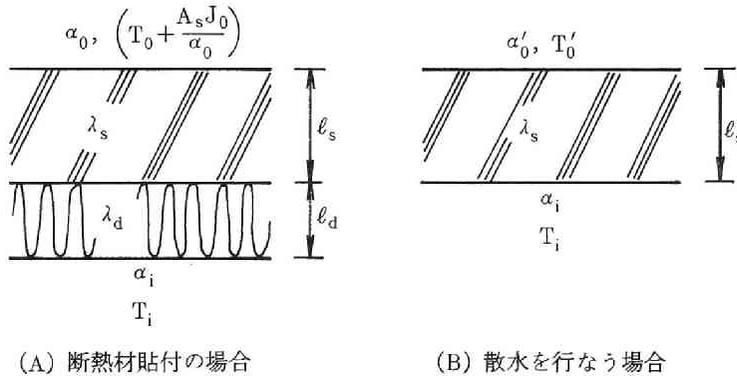


図2-14 定常熱流計算モデル

i) 断熱材の場合

$$q_i = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_0} + \frac{l_s}{\lambda_s} + \frac{l_d}{\lambda_d} + \frac{1}{\alpha_i}} \left[\left(T_0 + \frac{A_s J_0}{\alpha_0} \right) - T_i \right] = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_0} + \frac{l_d}{\lambda_d} + r_0} (T_{sol} - T_i) \quad (2-50)$$

ここで、 r_0 、 T_{sol} は断熱材を除いたスラブの熱抵抗+室内側空気熱抵抗、及び相当外気温度である。

ii) 散水の場合

$$q_i = \frac{1}{\frac{1}{\alpha'_0} + \frac{l_s}{\lambda_s} + \frac{1}{\alpha_i}} (T'_0 - T_i) = \frac{1}{\frac{1}{\alpha'_0} + r_0} \left[\frac{1}{1 + \frac{R\alpha' C_1}{\alpha_0}} T_{sol} - \frac{R\alpha'(C_2 - X_0)}{\alpha_0 + R\alpha' C_1} - T_i \right] \quad (2-51)$$

(2) 等価断熱抵抗 r_e

$\alpha'_0 = \alpha_0 + R\alpha' C_1$ とおき(2-50)(2-51)式の熱流を等しいとおくと

$$r_e = \frac{l_d}{\lambda_d} = \frac{\left(1 - \frac{\alpha_0}{\alpha'_0} \right) r_0 T_{sol} + \frac{R\alpha'(C_2 - X_0)}{\alpha'_0} \left(\frac{1}{\alpha_0} + r_0 \right) + \left(\frac{1}{\alpha_0} - \frac{1}{\alpha'_0} \right) T_i}{\frac{\alpha_0}{\alpha'_0} T_{sol} - \frac{R\alpha'(C_2 - X_0)}{\alpha'_0} - T_i} \quad (2-52)$$

上式で与えられる r_e が、散水に等価な断熱抵抗である。

(3) グラフの特徴

r_e = 一定の曲線を T_{sol} - X_0 平面に描き散水の効果を表示する。以下に、このグラフの特徴を述べる。(図 2-15)

- i) $r_e = \text{const.}$ なる軌跡は T_{sol} , X_0 について直線となり、点 $T_{sol}^m = T_i$, $X_0^m = C_1 T_i + C_2$ を通る。
- ii) 領域 I では r_e は負となる。これは、外表面の水蒸気圧より外気の水蒸気圧の方が高い場合であり、凝縮による加熱が生じる。
- iii) $r_e = 0$ の直線上では散水の効果は無い。外表面温度が周囲空気の露点温度に等しい場合に対応する。
- iv) 領域 II では、 X_0 の減少につれて蒸発量は大きくなり、等価な r_e 、従って散水の効果は増大する。

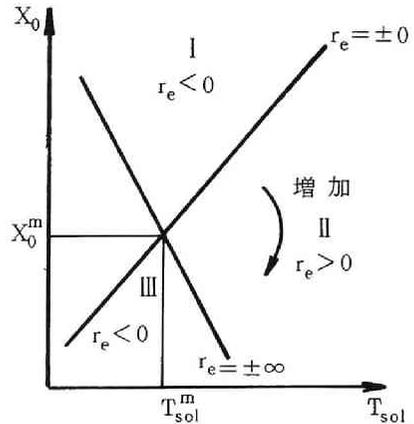


図 2-15 等価熱抵抗の変化

- v) $r_e = +\infty$ は、(2-52) 式の分母が 0 の場合である。これは、外表面温度が蒸発冷却により室内温度 T_i に等しくなり、熱流が 0 になった場合に対応する。断熱材により流入熱流を 0 にするには $r_e = +\infty$ にせねばならないということの意味している。
- vi) $r_e = -\infty$ の直線 $r_e = +\infty$ の場合より更に X_0 , T_{sol} が低下し外表面温度が下がると、室内側から熱が流出する。断熱材の場合には逆向きの熱流は不可能なので数値上 r_e は負となる。又、 $-\infty$ となるのは、流出熱流の絶対値を 0 とするには $\frac{\ell_d}{\lambda_d}$ の絶対値を ∞ にしなければならないということに対応する。
- vii) 領域 III 更に T_{sol} が減少し、熱が流出する場合である。 $r_e (< 0)$ の値そのものには意味がなくなる。
- viii) $r_e = \text{const.}$ なる直線の勾配は T_i が変化しても変化しないことが式 (2-52) より分る。よって、室内温度 T_i が異なる場合の図は与えられた T_i に対して点 $(T_i, X_s(T_i))$ を通る同じ勾配の直線をひくことにより得られる。
- ix) 図の横軸は T_{sol} であり、外気温そのものではない。従って、実際の外気の状態 (T_0, X_0) は、雨の日(日射量はほぼ 0 で湿度は 100% に近い)を除くと、図の飽和水蒸気圧曲線よりかなり下にあると考えられる。

2-5-3 計算例

以下の数値を用いた。

$$\alpha_0 = 20, \quad \alpha' = 60, \quad \alpha_i = 8, \quad R = 580, \quad \alpha'_0 = \alpha_0 + R\alpha'C_1 = 77.35, \quad \lambda_s = 1.4$$

$$\ell_s = 0.14, \quad T_i = 26, \quad X(T_i) = 0.02172$$

飽和水蒸気圧曲線は

$$(T, X_s) = (25, 20.07 \times 10^{-3}), (35, 36.55 \times 10^{-3})$$

を通る直線

$$X_s = C_1 T + C_2 = 0.001648 T - 0.02113$$

を用いた。

結果を図2-16に示す。

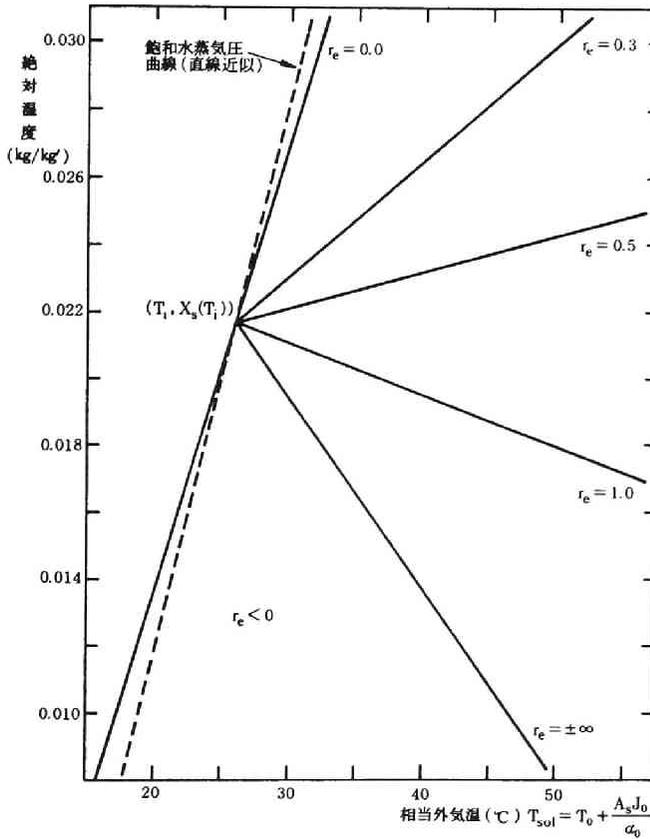


図2-16 散水に等価な断熱材の熱抵抗

2-6 水膜における輻射・伝導・蒸発による熱移動に関する検討

2-6-1 目的

(1) 日射吸収率

これまででは、日射吸収率としてコンクリート面に対する値を用いてきたが、水膜がある場合、水膜中での吸収、境界面での反射によりその値は変化する。これは、本来水膜中での輻射熱移動を考慮して得られるものであるが、具体的に水の物性値を用い、波長特性を考慮して計算したものは少ない。¹³⁾¹⁴⁾ 又、Solar Pondの様に厚い水層についての研究はあるが、1~2cm以下の薄い水膜の場合についての検討はほとんどなされていない。¹⁵⁾ 更に、日射は、直達日射(平行光)と天空日射(拡散光)よりなる為、これらの比率、入射角(時刻)によっても、水膜による吸収、反射の量は変化する。

§2-6-2では、これらの点を考慮して、水膜と防水層表面が全体としても日射吸収率を決定する。本来、蒸発もある非等温の系であるが、ここでは、輻射は伝導、蒸発とは独立とし、等温の系として扱う。

これによる誤差は十分小さいと考えられる。¹⁶⁾ 又、散乱は小さいので¹³⁾ 考えない。

(2) 水膜における一様温度分布仮定について

これまでは、水膜は薄く内部温度分布は一様と仮定したが、水膜とスラブ境界での日射吸収、水膜中での吸収、水膜表面での蒸発を考えると、水膜内には非一様な温度分布が生じることになる。一般的には水膜表面温度は低くなり、実際の蒸発量、従って散水効果は一様温度分布仮定の場合より小さいはずである。これは、散水効果の評価にとっては重要なことであり検討を要する。

よって、§2-6-3では§2-6-2で得られる日射の吸収熱量（水膜中及び境界面での）を用いて、蒸発、伝導がある場合の水膜内温度分布を求めることにより一様温度分布仮定の妥当性を調べる。計算は定常で行なう。水膜中での対流は考えないが、本節での結果は対流を考慮すべきかどうかを決定する為の基礎資料ともなる。

2-6-2 水膜と防水層表面が全体としてもつ日射吸収率

(1) 基礎式

解析はViskanta, Toor¹³⁾に従う。つまり多重散乱、水膜中及び防水層表面からの射出は無いとし、輻射の輸送方程式を用いて解析する。防水層として用いられる建築材料の大半は拡散性と考えられるので、ここでは完全拡散の場合を扱う。以下にViskantaらの方法の大略を示す。

対象とする物理モデルと座標系を図2-17に示す。

空気-水界面への日射入力を $I_{inc, \nu}(0, \theta'', \phi'')$ とする。これは平行光と拡散光とよりなる。空気-水界面は輻射に対して完全に透明とすると、¹³⁾ 透過輻射は

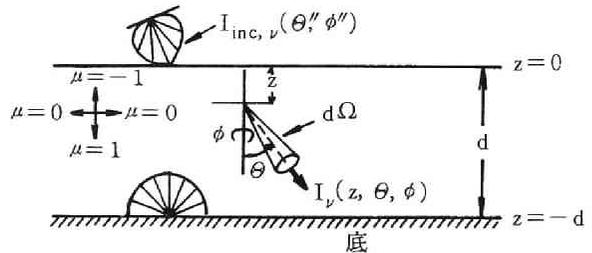


図2-17 モデルと座標系

$$I_{trans, \nu}(0, \mu, \phi) = F_{0\nu}^c \delta\left(\sin\theta - \frac{\sin\theta_0''}{n_\nu}\right) \times \delta[\phi - (\phi_0'' + \pi)] + n_\nu^2 I_{0\nu}^d \quad (0 < \theta < \theta_{c, \nu}) \quad (2-53)$$

ここで

- δ : DiracのDelta関数, θ, ϕ = 入射角と方位角, $\mu = \cos\theta$
- $F_{0\nu}^c$: 空気-水界面への入射平行光の輻射束 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h s}^{-1}$)
- $I_{0\nu}^d$: 空気-水界面への入射拡散光の輻射強度 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h str s}^{-1}$)
- θ_0'', ϕ_0'' : 入射平行光の入射角と方位角 (rad), n_ν : 振動数 ν における水の屈折率 (-)
- $\theta_{c, \nu}$: 臨界角 ($= \sin^{-1} \frac{1}{n_\nu}$), 記号''は入射光を表わす。

入射角 θ と θ'' は次のSnellの法則をみます。

$$n_\nu \sin\theta = \sin\theta'' \quad (2-54)$$

水-空気界面で内部へ反射される輻射の強度は

$$I_{\text{refl}, \nu}(0, \mu, \phi) = \rho'_\nu(\mu) I_{d\nu} \cdot \exp\left(-\frac{\tau_{0\nu}}{\mu}\right) \quad (2-55)$$

ここで

$\rho'_\nu(\mu)$: 水-空気界面の指向性反射率(-), $\tau_{0\nu}$: 水膜の光学厚さ(= $\beta_\nu \ell_w$)

$I_{d\nu}$: 水-防水層境界での上向き拡散輻射強度(kcal/m² h str s⁻¹)

β_ν : 振動数 ν における水の消散係数(1/m)

よって、界面を方向 μ, ϕ に去る輻射の強度は、透過成分と反射成分の和として次式で与えられる。

$$I_\nu(0, \mu, \phi) = F_{0\nu}^c \delta\left(\sin\theta - \frac{\sin\theta_0''}{n_\nu}\right) \cdot \delta[\phi - (\phi_0'' + \pi)] + n_\nu^2 I_{0\nu}^d + \rho'_\nu(\mu) I_{d\nu} \cdot \exp\left(-\frac{\tau_{0\nu}}{\mu}\right) \quad (0 < \mu \leq 1) \quad (2-56)$$

防水層表面は、輻射を放射せず、反射は拡散性と仮定しているため、防水層表面を方向 μ, ϕ に出ていく反射輻射の強度 $I_{d\nu}$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} I_{d\nu} &= \left(\frac{\rho_\nu}{\pi}\right) \int_0^{2\pi} \int_0^1 I_\nu(\tau_{0\nu}, \mu', \phi') \mu' d\mu' d\phi' \\ &= 2\left(\frac{\rho_\nu}{\pi}\right) \left[\frac{1}{2} F_{0\nu}^c \mu_0'' \cdot \exp\left(-\frac{\tau_{0\nu}}{\mu_0}\right) + F_{0\nu}^d D_3(\tau_{0\nu}) + F_{d\nu} R_3(2\tau_{0\nu})\right] \end{aligned} \quad (-1 \leq \mu < 0) \quad (2-57)$$

ここで

$F_{0\nu}^d$: 空気-水界面への入射輻射束の拡散成分(kcal/m² h s⁻¹)

$F_{d\nu}$: 水-防水層界面を出ていく輻射束(kcal/m² h s⁻¹)

$\mu_0 = \cos\left[\sin^{-1}\left(\frac{1}{n_\nu} \sin\theta_0''\right)\right]$

又、

$$\begin{cases} E_n(t) = \int_0^1 e^{-\frac{t}{\mu}} \mu^{n-2} d\mu \\ D_n(t) = n_\nu^2 \int_{\mu_c}^1 e^{-\frac{t}{\mu}} \mu^{n-2} d\mu \\ R_n(t) = \int_0^1 \rho_\nu(\mu) e^{-\frac{t}{\mu}} \mu^{n-2} d\mu \end{cases} \quad (2-58)$$

拡散輻射に対しては

$$F_{d\nu} = \pi I_{d\nu} \quad (2-59)$$

なので、(2-57)式は $I_{d\nu}$ について解けて

$$I_{d\nu} = \frac{2\left(\frac{\rho_\nu}{\pi}\right) \left[\frac{1}{2} \mu_0'' F_{0\nu}^c \cdot \exp\left(-\frac{\tau_{0\nu}}{\mu_0}\right) + F_{0\nu}^d D_3(\tau_{0\nu})\right]}{1 - 2\rho_\nu R_3(2\tau_{0\nu})} \quad (2-60)$$

これを用いると、水膜中の位置 τ_ν での正味の輻射束は

$$\begin{aligned}
 F_\nu(\tau_\nu) &= F_\nu^+(\tau_\nu) - F_\nu^-(\tau_\nu) \\
 &= 2 \left[\frac{1}{2} \mu_0'' F_{0\nu}^c \cdot \exp\left(-\frac{\tau_{0\nu}}{\mu_0}\right) + F_{0\nu}^d D_3(\tau_\nu) + F_{d\nu} R_3(\tau_{0\nu} + \tau_\nu) - F_{d\nu} E_3(\tau_{0\nu} - \tau_\nu) \right]
 \end{aligned}
 \tag{2-61}$$

ここで $\tau_\nu = \beta_\nu z$ である。

単位体積、時間、周波数当り内部で吸収される輻射エネルギーは

$$H_\nu = -2 \kappa_\nu \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\mu_0''}{\mu_0} \right) F_{0\nu}^c \cdot \exp\left(-\frac{\tau_{0\nu}}{\mu_0}\right) + F_{0\nu}^d D_2(\tau_\nu) + F_{d\nu} R_2(\tau_{0\nu} + \tau_\nu) + F_{d\nu} E_2(\tau_{0\nu} - \tau_\nu) \right]
 \tag{2-62}$$

ここで、 κ_ν は吸収係数である。

(2) 計算結果と考察

i) 用いた定数

水のスペクトル吸収係数 κ_ν 、消散係数 β_ν を図 2-18 に示す。

$$n_\nu = 1.333 + 0.0i,$$

水膜厚さ = 0.001, 0.01 (m),

防水層表面の反射率 $\rho_\nu = 0.2$

ii) 計算結果

$F_{0\nu}^c = 1.0$, $F_{0\nu}^d = 0.0$ で平行光の入射角が 0 , $\frac{\pi}{6}$, $\frac{\pi}{4}$ の場合の正味輻射束 F_ν と吸収エネルギー H_ν を図 2-19 (A)(B) に、 $F_{0\nu}^c = 0.0$, $F_{0\nu}^d = 1.0$, すなわち拡散光入射の場合の結果を図 2-20 に示す。参考の為に、 $F_{0\nu}^c = 1.0$, $F_{0\nu}^d = 0.0$ で防水層の反射率 $\rho_\nu = 1.0$ の場合を図 2-21 に示す。波長をパラ

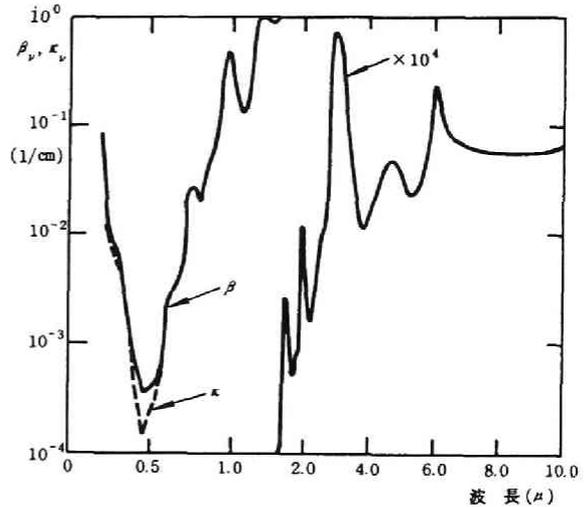


図 2-18 水の吸収及び消散係数

メータとして示してある。以上は水膜厚さ 1 mm の場合であり、厚さ 1 cm の場合の F_ν を図 2-22 に示す。

iii) 考 察

計算結果より以下のことが分る。

a) 波長特性

水の吸収及び消散係数は図 2-18 に示す如く波長により大きく変化する。その影響は図 2-19 に明瞭に現われている。例えば、波長が 0.3 から 0.78 (μ) では、 H_ν は層内でほぼ一様で小さな値をと

る。つまり水膜中でほとんど吸収されないのに対して、 $1.5(\mu)$ 以上の波長では相当の吸収が生じている。

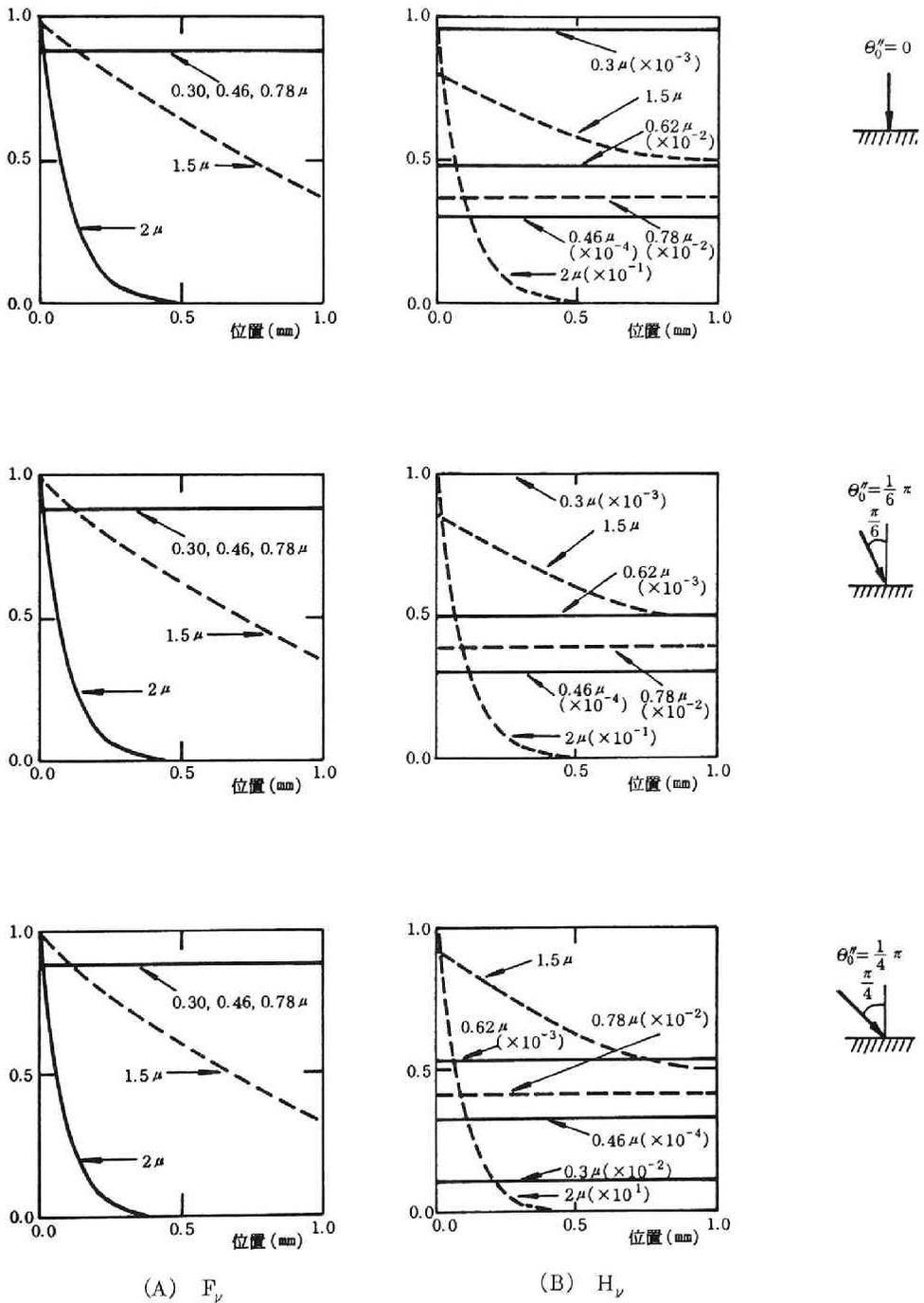
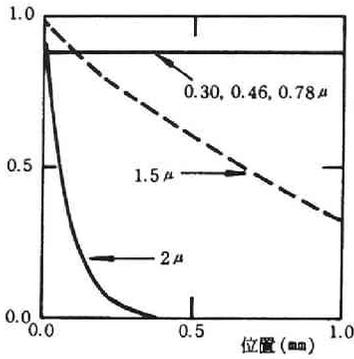
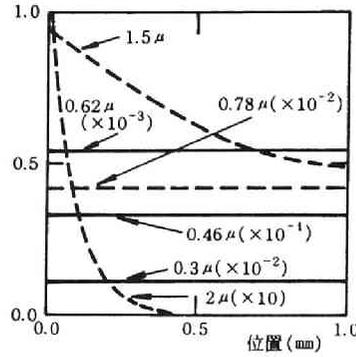


図 2-19 平行光入射の場合
(水膜厚さ 1 mm, $\rho = 0.2$, $F^c = 1.0$, $F^d = 0.0$)

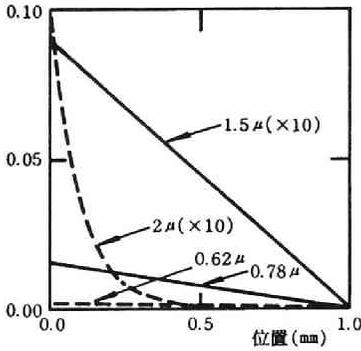


(A) F_v

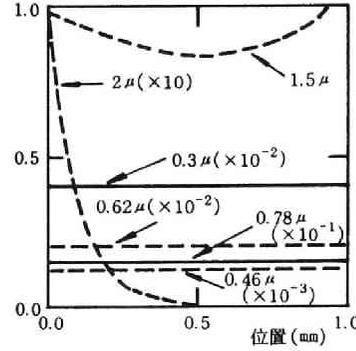


(B) H_v

図 2-20 拡散入射の場合 (水膜厚さ 1 mm, $\rho = 0.2$)



(A) F_v



(B) H_v

図 2-21 反射率 $\rho = 1.0$ の場合 (水膜厚さ 1 mm, $\theta_0'' = 0$, $F^c = 1.0$, $F^d = 0.0$)



b) 水膜及び防水層全体としての反射率

全体としての反射率は、水膜表面での流束 F_v を 1 から引いた値で与えられる。防水層表面の反射率を 20% とした場合の層全体の反射率は、波長 0.3~0.78 (μ) では 12% (入射角が $0 \sim \frac{\pi}{4}$) であり (図 2-19), 拡散入射の場合、水膜厚さ 1 cm の場合もほぼ同様である (図 2-20, 2-22)。これらの間の差が小さいのは、防水層表面での反射が拡散反射であり、これが現象を大きく支配している為である。太陽輻射においては、波長 0.3~0.78 (μ) の間に全エネルギーの 60% 近くが含まれている。従って、この波長域に対する結果を代表として用いるならば、平行光、拡散光共に反射率は 12% となる。長波長域をも考慮するとこの値はより小さくなる。従って、全体としての日射吸収率は 90% 前後として良からう。

c) 防水層表面の反射率の影響

防水層表面の反射率を 1.0 とした場合 (図 2-21), 波長が 0.3~0.78 (μ) の成分は、ほとんど全て反射されるとしてよい。b) での結果と比較すると、1 mm~1 cm 程度の薄い層では防水層表面の反

射率が現象に対して相当影響することが分る。(厚い場合、あまり影響しないことはViskanta¹³⁾に述べられている)。

d) 水膜内部での吸収

波長域 $0.3 \sim 0.78 (\mu)$ では、輻射束 F_{ν} と同様、水膜内各部分での吸収熱量 H_{ν} はほぼ一様であり、 $1.5 (\mu)$ 以上において非一様性が現われる。波長 $2 (\mu)$ では、水の表面から $0.2 (\text{mm})$ で大部分が吸収されている。水膜中で吸収される全熱量は、入力 1 に対して $0.3 (\mu)$ では 0.95×10^{-3} 、 $0.78 (\mu)$ で 0.38×10^{-2} であり、 $2 (\mu)$ では 1 となる (入射角が 0 の場合)。 $0.3, 0.78 (\mu)$ では反射される成分が約 12% であるから、残り 88% のほぼ全てが防水層表面で吸収されることになる。以上のことは、防水層表面での反射が完全拡散なので入射光の角度にはあまり依存しない。

e) 以上まとめると、水膜の日射吸収、反射特性は、波長により大きく変化するが、太陽光のかなりの部分を占める $0.3 \sim 0.78 (\mu)$ の波長範囲ではほぼ一定であり、水膜厚さが $1 \text{ mm} \sim 1 \text{ cm}$ では、全体としての日射吸収率は約 90% となる。日射吸収率の 10% の変化は散水に対して大きな影響を及ぼす。§ 2-2 ~ 2-5 での日射吸収率を 0.8 とおいた計算は、防水層の吸収率として約 73% を仮定したことに相当する。

f) ρ_{ν} の値について

水膜から防水層への入射に対する ρ_{ν} は、本来空気から防水層への入射に対する値と異なるが、両者の差は小さいと推定されること、又、空気からの入射に対する ρ_{ν} の測定値には幅のあることから、ここでは空気からのそれ (0.2 という値) を用いた。

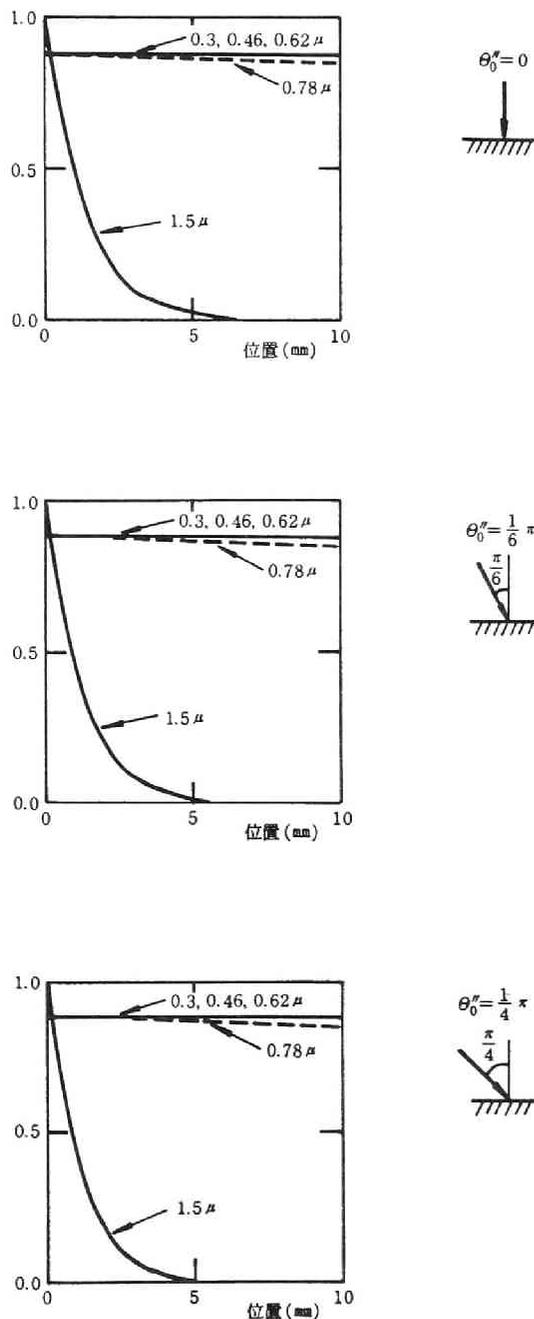


図 2-22 水膜厚さ 1 cm の場合の F_{ν}
($\rho = 0.2, F^c = 1.0, F^d = 0.0$)

2-6-3 水膜内の温度分布

(1) 仮定

以下の仮定を置く。

- i) 水膜内での対流は無い。
- ii) 蒸発による水膜厚さの変化は無視する。
- iii) 輻射は瞬時に吸収され、蒸発、熱伝導の計算とは独立とする。

仮定 iii) はほぼ満足されると考えられる。ii) については、蒸発速度が小さい場合には、各時刻毎の計算に対しては大きな誤差はもたらさない。

(2) 定式化 (図 2-23)

スラブがコンクリート一層より構成されている場合に対する基礎式を示す。解は、多層壁体にも適用される形になっている。

i) 水膜, スラブの熱収支

$$\begin{cases} \lambda_w \frac{d^2 T_w}{dz^2} + J_0 H(z) = 0 & (2-63) \\ \frac{d^2 T_s}{dz^2} = 0 & (2-64) \end{cases}$$

ここで $H(z)$ は、 $J_0 = 1$ の場合に、水膜内の位置 z で吸収される日射量である。((2-62) 式参照)。

ii) 境界条件

$$\begin{cases} \alpha_0 (T_0 - T_w) - R \alpha' (X_w - X_0) = -\lambda_w \frac{dT_w}{dz} & (z=0) & (2-65) \end{cases}$$

$$\begin{cases} -\lambda_w \frac{dT_w}{dz} + J_0 T_r = -\lambda_s \frac{dT_s}{dz} & (z=\ell_w) & (2-66) \end{cases}$$

$$\begin{cases} T_w = T_s & (z=\ell_w) & (2-67) \end{cases}$$

$$\begin{cases} -\lambda_s \frac{dT_s}{dz} = \alpha_i (T_s - T_i) & (z=\ell) & (2-68) \end{cases}$$

ここで、 T_r は $J_0 = 1$ の場合のスラブ表面での日射吸収量である。

iii) 飽和水蒸気圧曲線

$$X_w = X_s(T_w) = C_1 T_w + C_2 \quad (2-69)$$

(3) 解

(2-63)(2-64) 式は容易に積分できて以下ようになる。

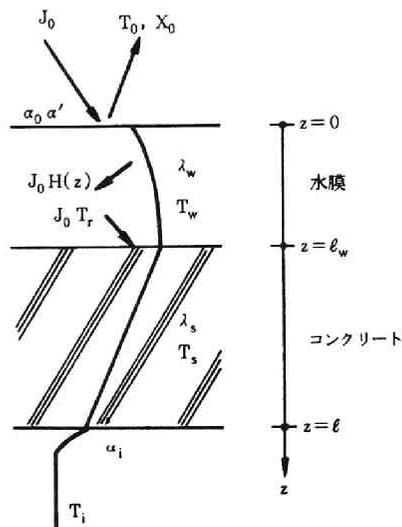


図 2-23 水膜内温度分布計算モデル

$$\begin{cases} T_w(z) = H'(z) + g_1 z + g_2 & (2-70) \\ T_s(z) = g_3 z + g_4 & (2-71) \end{cases}$$

ここで、 $g_1 \sim g_4$ は次式で与えられる定数である。

$$g_1 = \frac{1}{\lambda_w r'_0} \left\{ r_0 J_0 \int_0^{\ell_w} H(z) dz + T_r - H'(\ell_w) + \frac{1}{\alpha'_0} [-\alpha_0 T_0 + R\alpha'(C_2 - X_0)] \right\} \quad (2-72)$$

$$g_2 = -g_1 (\ell_w + r_0 \lambda_w) + r_0 J_0 \left[\int_0^{\ell_w} H(z) dz + T_r \right] + T_i - H'(\ell_w) \quad (2-73)$$

$$g_3 = \frac{1}{\lambda_s} \left[\lambda_w g_1 - J_0 \int_0^{\ell_w} H(z) dz - J_0 T_r \right] \quad (2-74)$$

$$g_4 = - \left(\frac{\lambda_s}{\alpha_i} + \ell \right) g_3 + T_i \quad (2-75)$$

但し、

$$\begin{cases} r_0 = \frac{\ell - \ell_w}{\lambda_s} + \frac{1}{\alpha_i} \\ r'_0 = r_0 + \frac{1}{\alpha'_0} + \frac{\ell_w}{\lambda_w} \\ \alpha'_0 = \alpha_0 + R\alpha' C_1 \end{cases} \quad (2-76)$$

又、 $H(z)$ 、 $H'(z)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} H(z) = \int_0^\infty H_\nu(z) d\nu = \int_0^\infty 2\kappa_\nu \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\mu''_0}{\mu_0} \right) F_{0\nu}^c \cdot \exp\left(-\frac{\tau_\nu}{\mu_0}\right) + F_{0\nu}^d D_2(\tau_\nu) + F_{d\nu} R_2(\tau_{0\nu} + \tau_\nu) \right. \\ \left. + F_{d\nu} E_2(\tau_{0\nu} - \tau_\nu) \right] d\nu \end{aligned} \quad (2-77)$$

$$H'(z) = -\frac{J_0}{\lambda_w} \int_0^z \int_0^v H(u) dudv \quad (2-78)$$

T_r は $F(\tau_0)$ で与えられる。

(4) 計算結果と考察

i) 用いた数値

$$\begin{aligned} \alpha_0 = 20, \quad \alpha_i = 8, \quad \alpha' = 60, \quad \lambda_w = 0.52, \quad \lambda_s = 1.4, \quad J_0 = 600, \quad T_0 = 33, \\ X_0 = 16.0 \times 10^{-3}, \quad T_i = 26, \quad R = 580, \quad C_1 = 0.001648, \quad C_2 = -0.02113, \\ n_\nu = 1.333, \quad \ell - \ell_w = 0.14, \quad \ell_w = 0.1, 1, 5 \text{ (cm)} \end{aligned}$$

太陽放射の波長分布としては図2-24¹⁷⁾の大気質量 $m=1$ で与えられるものを用いた。これを7つの波長域に分割して、含まれるエネルギーの比率に応じる入射が、その中心波長においてあるものとした。太陽放射は平行光のみとし、入射角は $\frac{\pi}{20}$ の場合とした。又、水の吸収係数、消散係数は図2-18で与えられるものを用いる。

ii) 計算結果と考察

結果を図2-25に示す。水膜厚さをパラメータとして表示してある。厚さ1mmでは水膜内温度分布はほぼ一様とみなせるが、1cm、5cmではスラブ上面の温度が水膜表面の温度より高くなっている。

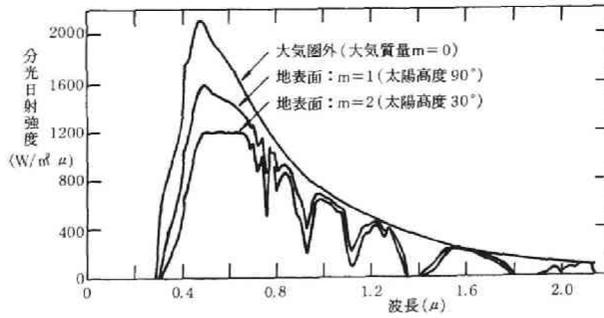


図 2-24 太陽放射の波長分布

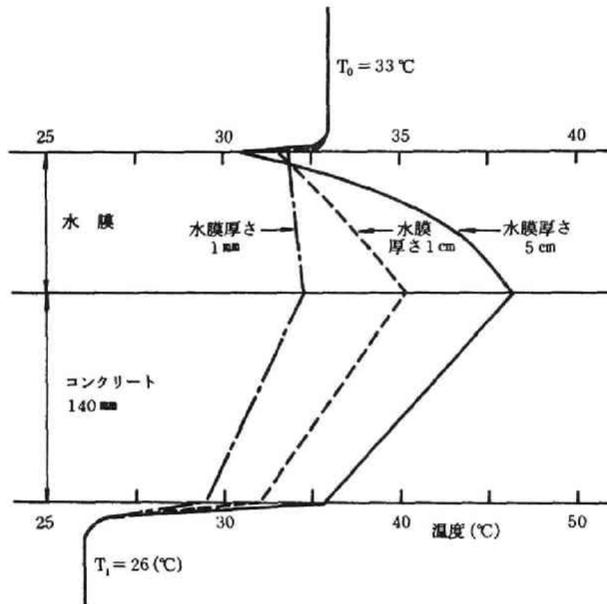


図 2-25 水膜内温度分布 (入射角 $\frac{1}{20}\pi$)

この温度勾配は、日射吸収の大部分がスラブ表面で起こる為である。これにより水膜表面の温度、従って絶対湿度は低くなり、蒸発量は減少する。蒸発冷却の効果が減少することになる。従って、水膜で溜める方式より、スプレーで 1 mm 程度の薄い水膜を形成する方が効果的であることが分る。又、この点は、第 3 章で扱う吸水性材料を用いる方式に比して欠点となる。

又、水膜厚さ 1 cm, 5 cm では大きな温度差が生じており、その定量的な評価に対しては、§ 2-6-1 で述べたように水膜内での対流を考慮しなければならない。

2-7 第 2 章のまとめ

本章では、建築壁体を湿らせることにより冷房負荷を軽減することを目的として、水を溜める方式の散水を行なった場合の蒸発冷却効果について検討した。

§2-2では、平屋建の建物屋上に散水した場合の屋根外表面、天井内表面の温度測定を行なった。散水を行なわない場合より天井面温度は4℃程度低下し、蒸発冷却により室内流入熱流がかなり減少すること、室内居住環境の改善されることが確認された。

§2-3では、水分蒸発を考慮した解析を行ない、散水による断熱冷却効果を求めるとともに、断熱材の断熱効果との比較を行なった。水分蒸発を利用することにより、室内への流入熱流は大幅に減少し、熱が流出する場合もあること、更に室内表面温度低下により室内の居住環境の良くなることが明らかとなった。この計算条件下では、散水による断熱効果は熱抵抗0.75 (㎡h℃/kcal) 程度の断熱材を用いた場合よりも大きい。又、熱流出は断熱材においては不可能であり、散水のもつ大きな利点と言える。

§2-4では、従来用いられている水分が無い場合の相当外気温度 (Sol-Air-Temperature) に対応するものとして、水分蒸発もある場合の相当外気温度を導入した。これにより、外気温度、日射が同時に作用した場合の水分蒸発の効果が容易に評価し得るようになった。この考え方は、従来の水分を考慮しない熱負荷計算法にそのまま利用し得るものである。又、この基礎となる飽和水蒸気圧曲線の直線近似についての検討も行なった。

§2-5では、種々の外気条件下における散水効果を簡易に評価する為の図表を作成した。この図は、室内流入熱流を等しくするという意味での等価な断熱抵抗で表示しており、断熱材との比較も容易に行なえる。

§2-6では、水膜がある場合に屋根面が全体としても日射吸収率を、水膜内での輻射熱移動を考慮して求めた。屋根表面の反射率が20%で拡散性の場合、全体としての吸収率は90%程度に増加することが明らかとなった。又、§2-3、2-4で用いた、水膜内の温度分布は一樣であるという仮定についての検討を、水膜中及び屋根表面での日射の吸収を考慮して行なった。水膜厚さが1cm以上になると、温度分布の一樣からのずれは小さいとは言えず、水を溜める方式の散水を行なう場合、十分な注意の必要なことが分かった。

第3章 水分の浸透がある場合の壁体の伝熱特性¹⁸⁾

3-1 研究目的

第2章では、スラブ中への水の浸透が無い場合に対して、屋根散水による断熱冷却効果についての検討を行なった。本章では、水分の蒸発冷却効果を利用する別な方法として、吸水性の多孔質材料をスラブ上に置いた場合を考える。つまり、多孔質材料に水を吸収させ、吸収させた水分の蒸発により散水と同様の効果を得ようとするものである。この方法は、降雨を積極的に利用することを目的としており、水膜で水を溜める方式と異なり屋上を利用でき、散水費用、手間を省くことができる、等の利点を持っている。

まず、§3-2では、本方式における断熱冷却効果を実験により確認する。§3-3では、熱水分同時移動方程式を用いた解析により、多孔質材料中への水の浸透速度、蒸発速度の変化、流入熱流等を調べ、吸水蒸発の効果、雨の利用可能性、等についての検討を行なう。§3-4では基礎式の線形近似について考察する。

上述の解析結果は、散水効果の評価のみならず、雨のかかった外壁を通しての熱流の計算等、建築壁体への水の浸透が及ぼす熱湿気的影響に関しても有効に利用し得る。

3-2 浸透がある場合の蒸発冷却効果の測定¹⁹⁾

吸水させた試料と乾燥させた試料の2個を同じ外気条件下に置き、その各部温度変化を測定することにより水分蒸発による断熱冷却効果を調べる。

3-2-1 測定概要

(1) 測定期間 昭和55年8月6日～8月16日

(2) 測定項目

- i) 外気温湿度 アスマン温湿度計によりほぼ2時間毎に測定。又、熱電対により外気温の連続測定を行なった。
- ii) 全天日射量 エブリ型日射計により連続測定。
- iii) 風速 熱線風速計により連続測定。
- iv) 試料上下表面温度及び試料内部温度(計5点)

以上の記録は、屋上ペントハウス内に設置したER計(温度測定用)、サーモダック(温度、日射量、風速)による。

v) 試料重量 午前8時から午後8時まで2時間毎に測定。

(3) 測定場所 京大建築学教室新館屋上

(4) 試料

用いた吸水性多孔質材料は30×30×5(cm)の発泡コンクリート板である。全重量は2320(g)、乾燥時

密度は $0.50 \text{ (g/cm}^3\text{)}$ 、空隙率 50.3 (\%) である。熱伝導率は乾燥時 $0.160 \text{ (kcal/m h }^\circ\text{C)}$ 、飽水時 0.560 という値をとる。試料の側面、底面はアラルダイトにて断湿した。

(5) 測定装置 (図 3-1)

$70 \times 70 \times 40 \text{ (cm)}$ の骨組をアングルで組み、その上に試料と同じ大きさで厚さ 3 cm のコンクリート板を置き、更にその上に乾燥及び湿った試料の 2 個を置いた。装置全体を直接屋上に設置した。試料の側面はスタイロフォームで、コンクリート板の側面は発泡スチロールにて断熱をしている。これら、発泡コンクリートとコンクリート板を重ねたもの 2 組により、一方は吸水する試料の場合、他方は乾燥 (吸水しない) 試料の場合の結果を与えるものとした。

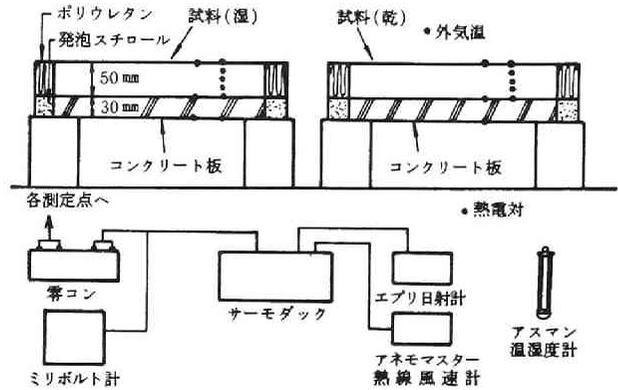


図 3-1 測定装置

3-2-2 測定結果と考察

試料各部温度及び外気温の測定結果の 1 例 (8 月 12 日) を図 3-2 に示す。又、約 8 日間にわたる試料

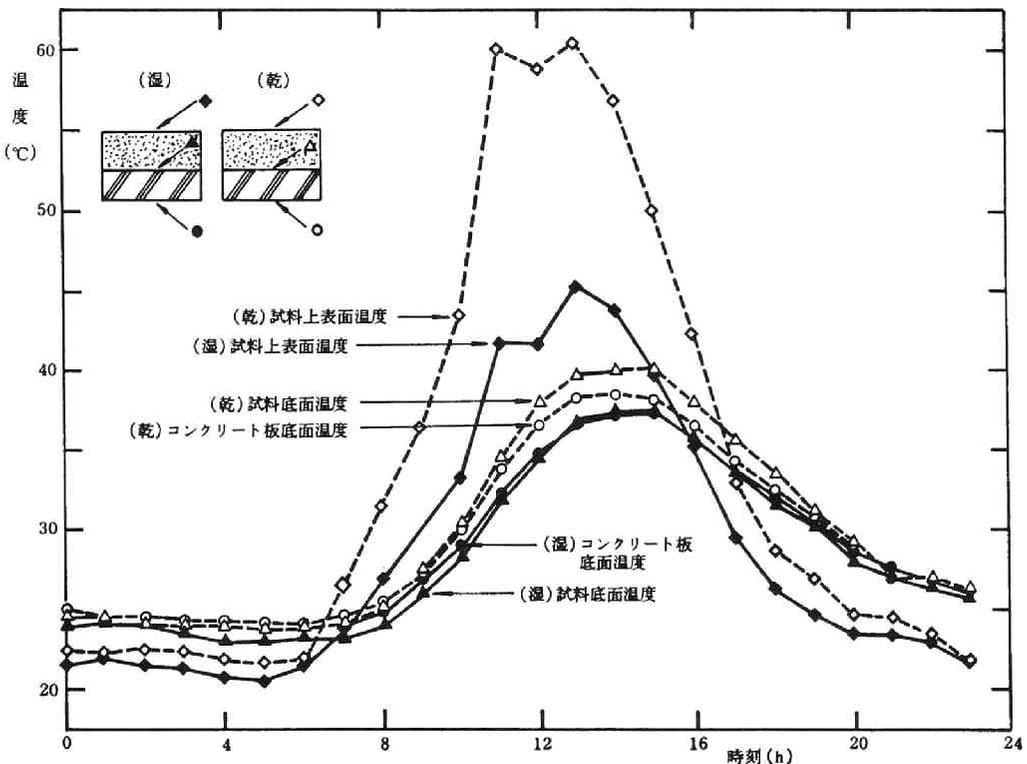


図 3-2 試料各点温度の変化 (55 年 8 月 12 日)

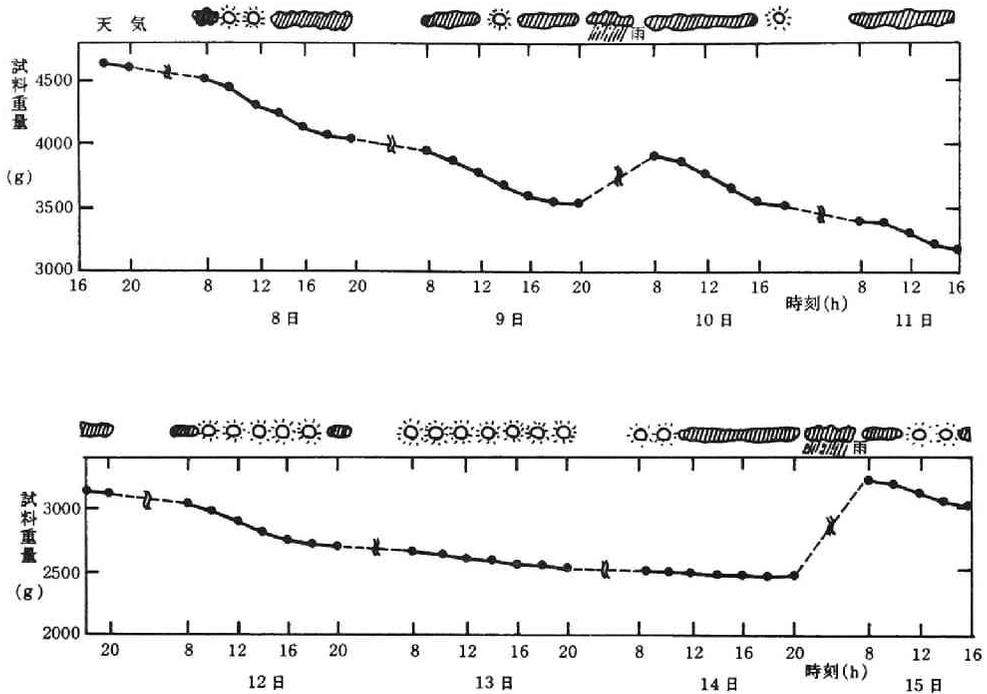


図3-3 試料重量変化

重量変化の結果を図3-3に示す。吸水する試料は8月8日朝8:30において、含水率を80%(重量)に設定した。

図3-2の乾燥試料の外表面温度をみると、最高で60℃まで上昇しているが(13:00)、湿った試料では45℃にしかなっておらず、15℃もの差が生じている。コンクリート下面の温度は、乾燥したものと湿ったものでは日中ほぼ1℃の差がある。これを熱流でみると、乾燥した試料においては上方から下方への熱流が明確に存在するのに対して、湿った試料では熱流は0か、或いは下方から上方に向っていることが、コンクリート板の上下表面温度より分る。なお、コンクリート下面の温度が外気温より高いのは、建物屋根面よりの輻射の影響である。両者のこのような違いは、含水率が10%前後に減少した5日後まで(但し、途中で少量の雨あり)かなり明確にみられた。

以上より、吸水性材料を利用した場合においても、水分蒸発により流入熱流はかなり減少することが実験的に明らかにされたと言える。

3-3 浸透がある場合の蒸発冷却効果の解析

3-3-1 目的

§3-2において、吸水性材料を用いた場合の水の蒸発による冷却効果が実験的に確かめられたので、本節では、一般的な条件下での現象把握を目的として解析モデルを用いた検討を行なう。材料物性値、移動係数がかかり分っているALC板を対象として、多孔質材料中での熱水分同時移動方程式に基づいた解析を行なう。浸透材料の厚さを変化させた場合、断熱材を貼付した場合の蒸発による冷却効果を調べるとも

に、雨の利用可能性についても検討する。

3-3-2 解析対象と仮定

解析対象は図3-4に示す、下面が断湿されたALC板及びコンクリート、断熱材よりなる屋根構造である。断熱材が無い場合についての計算も行なう。コンクリート、断熱材における水分移動は、その影響は非常に小さいので考えない。本解析では、雨でなく、第2章と同じ決まった時刻に薄い水膜の形で散水した場合を想定している。外気条件は、第2章で用いた周期的変化(1日周期)とする。

以下の仮定を置く。

- (1) ALC板上の水膜の厚さは0とする。
- (2) 液水による顕熱移動は無視する。

本章では、水を溜めることを考えていないので、仮定(1)は第

2章での検討結果より問題とはならない。雨を有効に利用する為に、一時的に雨を溜めるとしても、材料の吸水速度が非常に小さい場合を除いては妥当な仮定と言える。仮定(2)は材料の熱伝導率が小さく、吸水速度が非常に大きい場合には影響するが、その場合には同時に吸水時間は短いので、蒸発過程をも含めた全過程に対する誤差は小さい²⁰⁾

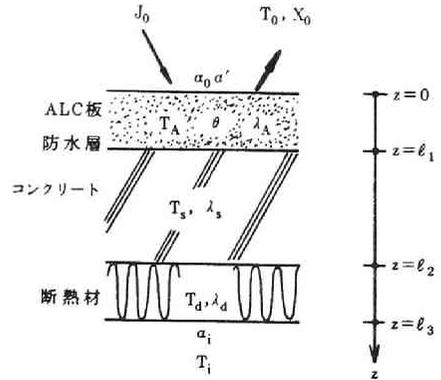


図3-4 計算モデル

3-3-3 基礎式

基礎式は、第1部第3章において用いた(3-14)(3-16)式である。但し、左辺の空隙内水蒸気に関する項は値が小さいので省略する。計算結果は見易さの為、材料単位体積当りの水分重量 θ を体積含水率に変換して表示している。

(1) 基礎式

i) ALC板における熱と水分の収支式

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_T \frac{\partial T_A}{\partial z} \right) \quad (\text{水分移動}) \end{array} \right. \quad (3-1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} c_A \rho_A \frac{\partial T_A}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[(\lambda_A + R D_{T_v}) \frac{\partial T_A}{\partial z} \right] + R \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{\theta_v} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \quad (\text{熱移動}) \end{array} \right. \quad (3-2)$$

ここで

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta = \text{材料単位体積当りの水分重量 (kg/m}^3 \text{ 材料)}, T_A = \text{ALC板温度 (}^\circ\text{C)} \\ D_{\theta} = D_{\theta_v} + D_{\theta\ell} = \text{含水率勾配に対する水分拡散係数 (m}^2\text{/h)} \\ D_T = D_{T_v} + D_{T\ell} = \text{温度勾配に対する水分拡散係数 (kg/m h }^\circ\text{C)} \\ D_{\theta_v}, D_{T_v} = \text{それぞれ } D_{\theta}, D_T \text{ のうちの水蒸気成分} \\ D_{\theta\ell}, D_{T\ell} = \text{それぞれ } D_{\theta}, D_T \text{ のうちの液状水成分} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} c_A = \text{ALC板の比熱 (kcal/kg } ^\circ\text{C)}, \rho_A = \text{乾燥時のALC板密度 (kg/m}^3) \\ \lambda_A = \text{ALC板の熱伝導率 (kcal/m h } ^\circ\text{C)}, R = \text{吸着熱 (kcal/kg)} \end{array} \right.$$

(3-1)式, 右边第1項は含水率勾配による水分移動を, 第2項は温度勾配による水分移動を表わす。

(3-2)式の右边第1項は温度勾配による熱移動項であり, $R \cdot D_{Tv}$ の項は温度勾配による水蒸気移動に伴う潜熱移動を, 右边第2項は, 同様に含水率勾配により移動する水蒸気に伴う潜熱移動を表わしている。

ii) コンクリートと断熱材における熱収支

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = a_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} \quad (3-3)$$

$$\frac{\partial T_d}{\partial t} = a_d \frac{\partial^2 T_d}{\partial z^2} \quad (3-4)$$

(2) 境界条件

i) $z=0$ (ALC板の外気側表面)

散水時と水膜が無い場合では, 水分に対する境界条件は異なる。

a) 水膜がある場合 (散水時)

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{水分} \quad \theta = \theta_{\max} \end{array} \right. \quad (3-5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{熱} \quad A_s J_0 + \alpha_0 (T_0 - T_A) - R \alpha' (X_A - X_0) \\ \quad = -\lambda_A \frac{\partial T_A}{\partial z} + R \left(-D_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial z} - D_{Tv} \frac{\partial T_A}{\partial z} \right) \end{array} \right. \quad (3-6)$$

ここで, θ_{\max} は空隙率に応じる含水率である。

b) 水膜が無い場合

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{水分} \quad \alpha' (X_0 - X_A) = -D_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} - D_T \frac{\partial T_A}{\partial z} \end{array} \right. \quad (3-7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{熱} \quad A_s J_0 + \alpha_0 (T_0 - T_A) - R \alpha' (X_A - X_0) \\ \quad = -\lambda_A \frac{\partial T_A}{\partial z} + R \left(-D_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial z} - D_{Tv} \frac{\partial T_A}{\partial z} \right) \end{array} \right. \quad (3-8)$$

ここで, X_A はALC板表面の絶対湿度であり, 平衡含水率曲線 (後述のポテンシャル曲線) より定まる。散水時には飽和水蒸気圧に等しい。

ii) $z=l_1$ (ALC板底面)

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{水分} \quad -D_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} - D_T \frac{\partial T_A}{\partial z} = 0 \quad (\text{断湿}) \end{array} \right. \quad (3-9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{熱} \quad -\lambda_A \frac{\partial T_A}{\partial z} + R \left(-D_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial z} - D_{Tv} \frac{\partial T_A}{\partial z} \right) = -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \end{array} \right. \quad (3-10)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_A = T_s \end{array} \right. \quad (3-11)$$

(3-10)式の左辺第2項は、 $z=\ell_1$ に移動した水蒸気はそこで液になり発熱する、つまり熱を $z=\ell_1$ に運ぶということを意味している。

iii) $z=\ell_2$

$$-\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial z} = -\lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial z} \quad (3-12)$$

$$T_s = T_d \quad (3-13)$$

iv) $z=\ell_3$

$$-\lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial z} = \alpha_i (T_d - T_i) \quad (3-14)$$

3-3-4 移動係数²¹⁾

計算に用いる為に、以下のように各移動係数を関数近似する。ALC板についての Kooiの測定値²²⁾をもとに、松本・赤山²³⁾が近似したものである。以下で ϕ は

$$\phi = \phi_0 - \frac{\theta}{1000} \quad (3-15)$$

つまり気相の体積割合を表わす。 ϕ_0 は空隙率である。なお、計算に用いるALC板においては $\phi_0=0.7$ である。

(1) 温度勾配に対する水分拡散係数 D_T (図3-5)

$$D_T = 10^{[-0.003(100\phi-46)^2 - 10.4]} \times 3600 \quad (\text{kg/m h } ^\circ\text{C}) \quad (3-16)$$

(2) 含水率勾配に対する水分拡散係数 D_θ (図3-6)

$$D_\theta = 10^{[-7\theta - \frac{1.73}{100\phi - 69.74} - 4.95]} \times 3600 \quad (\text{m}^2/\text{h}) \quad (3-17)$$

(3) 水蒸気拡散係数 D_{θ_v} , D_{T_v}

D_{θ_v} , D_{T_v} は湿気伝導率 k' を用いて次式により推定した。

$$\begin{cases} D_{\theta_v} = k' \frac{\partial P_m}{\partial \theta} \times 3600 & (\text{m}^2/\text{h}) \\ D_{T_v} = k' \frac{\partial P_m}{\partial T} \times 3600 & (\text{kg/m h } ^\circ\text{C}) \end{cases} \quad (3-18)$$

ここで

k' : 湿気伝導率 (s), P_m : 水蒸気圧 (N/m²)

であり、水蒸気圧 P_m は、関係式

$$P_m = P_{ms} \cdot \exp\left(\frac{\bar{\mu}}{R_m T}\right) \quad (3-19)$$

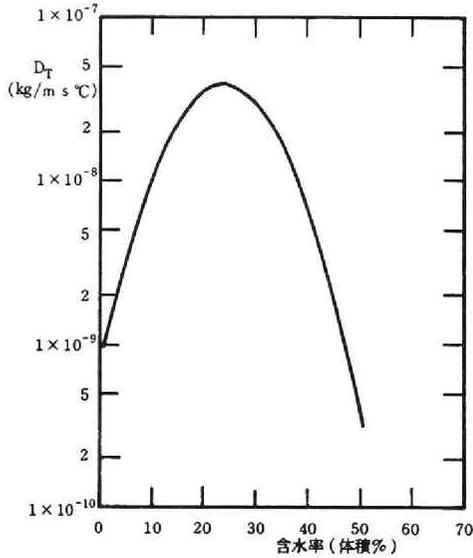


図 3-5 温度勾配に対する
水分拡散係数 D_T

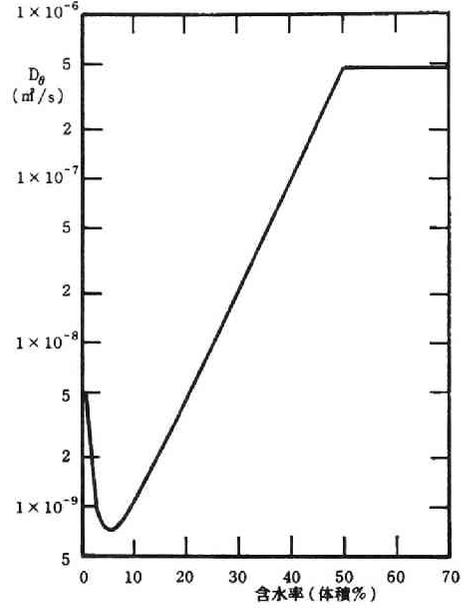


図 3-6 含水率勾配に対する
水分拡散係数 D_θ

より、ポテンシャル曲線を用いて求める。ここで

$$\begin{cases} P_{ms} : \text{飽和水蒸気圧 (N/m}^2\text{)} \\ \bar{\mu} : \text{水分の化学ポテンシャル (J/kg)} \\ R_m : \text{水蒸気の気体定数 (J/kg K)} \end{cases}$$

又、 T は絶対温度である。

(4) 熱伝導率 λ_A

$$\lambda_A = 0.147 [1 + 1.2 (0.7 - \phi)] \quad (\text{kcal/m h } ^\circ\text{C}) \quad (3-20)$$

(5) ポテンシャル曲線 (平衡含水率曲線) $\bar{\mu} = f(\phi)$ (図 3-7)

これは (3-18) 式の $D_{\theta v}$ 、 $D_{T v}$ の計算、及び ALC 板表面の絶対湿度 X_A を定めるのに用いる。

$0 \leq \phi \leq 0.3545$ ($\bar{\mu} \geq -1$) のとき

$$\phi = -0.3485 \bar{\mu}^2 - 0.703 \bar{\mu} \quad (3-21)$$

$0.3545 \leq \phi \leq 0.6053$ ($-10^4 \leq \bar{\mu} \leq -1$) のとき

$$\phi = 0.283 - \frac{0.3674}{\log(-\bar{\mu}) - 5.14} \quad (3-22)$$

$0.6053 \leq \phi \leq 0.70$ のとき

$$\phi = 0.6925 - \frac{0.0272}{\log(-\bar{\mu}) - 3.69} \quad (3-23)$$

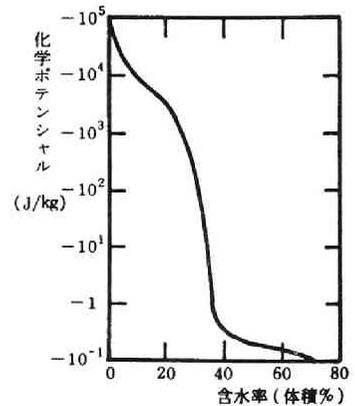


図 3-7 $\bar{\mu} - \phi$

(6) $c_A \rho_A$

$$c_A \rho_A = \rho_A c_s + \theta \quad (3-24)$$

ここで

$c_s = 0.308$ (kcal/kg °C) : ALC板実質部の比熱

$\rho_A = 0.5 \times 10^3$ (kg/m³) : ALC板の乾燥時の密度

3-3-5 数値計算

(1) 計算法

Crank-Nicolson Implicit 差分による。

(2) 計算条件

i) 外気, 室内条件⁹⁾

第2章で用いたものと同じである。

$$\left[\begin{array}{l} J_0(t) = 225.573 - 342.434 \cdot \cos(0.262t) + 131.392 \cdot \cos(0.524t) \\ \quad + 39.351 \cdot \sin(0.262t) - 27.624 \cdot \sin(0.524t) \\ T_0(t) = 27.620 - 3.872 \cdot \cos(0.262t) + 0.975 \cdot \cos(0.524t) \\ \quad - 2.391 \cdot \sin(0.262t) + 0.128 \cdot \sin(0.524t) \\ X_0(t) = 16.0 \times 10^{-3} \\ T_i(t) = 26.0 \end{array} \right. \quad (3-25)$$

ii) 定数値

$A_s = 0.8$, $\alpha_0 = 20$, $\alpha_i = 8$, $\alpha' = 60$, $R = 580$, $c_w = 1$, $\rho_w = 1000$

$\lambda_s = 1.4$, $a_s = 0.00253$, $\lambda_d = 0.053$, $a_d = 7.94 \times 10^{-4}$

コンクリート厚 $\ell_2 - \ell_1 = 0.12$, 断熱材厚 $\ell_3 - \ell_2 = 0, 0.04$

又, 差分分割幅 Δz は,

コンクリート, 断熱材 $\Delta z = 0.01$, ALC板 $\Delta z = 0.005$

とした。

(3) 計算結果

図3-8~図3-12に, 結果のALC板含水率, ALC板外表面温度, 天井面(断熱材下面)温度, 及び室内空気温度, 外気温, 日射量を示す。以下の場合についての計算を行なった。

i) 断熱材を貼付した場合(厚さ4cm)

a) ALC板厚さ $\ell_1 = 2$ cm, 毎日8:00~17:00に散水(図3-8)

b) ALC板厚さ $\ell_1 = 2$ cm, 1日目のみ8:00~17:00に散水(図3-9)

c) ALC板厚さ $\ell_1 = 4$ cm, 1日目のみ8:00~17:00に散水(図3-10)

ii) 断熱材を貼付しない場合

a) ALC板厚さ $\ell_1 = 2$ cm, 1日目のみ8:00~17:00に散水(図3-11)

b) ALC板厚さ $l_1 = 4\text{ cm}$, 1日目のみ8:00~17:00に散水(図3-12)

又, 図3-12には, 散水をしない場合の室内側表面温度も同時に示した。図3-13(A)~(C)には, ALC板, コンクリート, 断熱材中の温度分布の例を示す。(A)は, 図3-10の場合, (B)は図3-12で散水無しの場合, (C)は図3-12で散水をした場合にそれぞれ対応している。

3-3-6 結果の考察

(1) 本計算例において用いたALC板は, 散水後はほ1~2時間で飽和になる(図3-8, 3-10)。つまり, 瞬時に吸水すると言える。従って, 雨が降るとすぐ吸水するとして, 降雨後の蒸発過程のみを考察の対象とするという簡易化がこの材料においては可能となろう。又, 平均の含水率が0.4(体積含水率)以上では, 材料内含水率はほぼ一様である。

(2) 水膜を用いた散水の場合同様, 材料内での水分蒸発により表面温度の急激な上昇は緩和される。これは, 断熱材の無い場合では, 図3-11でのかなり水を含んでいる1日目と含水率の低くなった3, 4日目の外表面温度の違いより分る。断熱材を貼付した場合も同様であり, 散水が無いと50°C近くまで上昇する外表面温度が, 散水蒸発により32°C近くまで低下することが, 図3-9の1日目12:00近くと, 水分がほとんど蒸発した3, 4日目との比較より分る。

(3) 散水がある場合と無い場合の室内側表面温度には明確に差がみられる。ALC板厚さ4cmの場合(図3-12), 散水有りでは最大で27.5°C(16:00)であるが, 散水が無いと30.5°Cまで上昇する。従って, 室内側流入熱流の比は1:3(27.5-26:30.5-26)となる。又, 散水がある場合, 24:00から36:00で

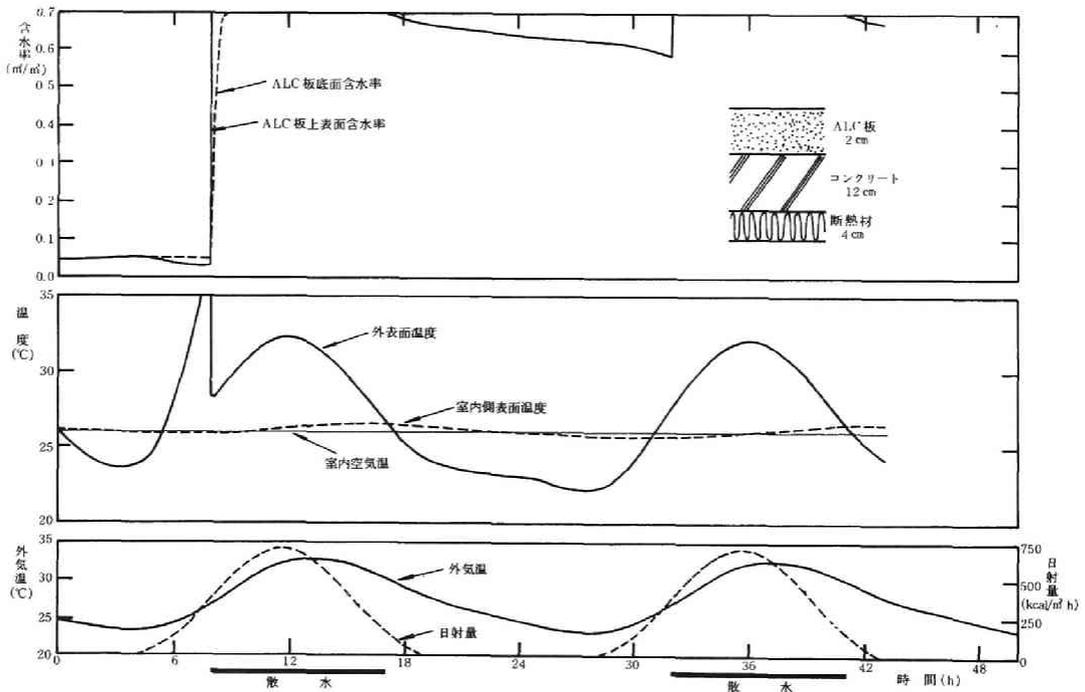


図3-8 材料内含水率, 温度変化

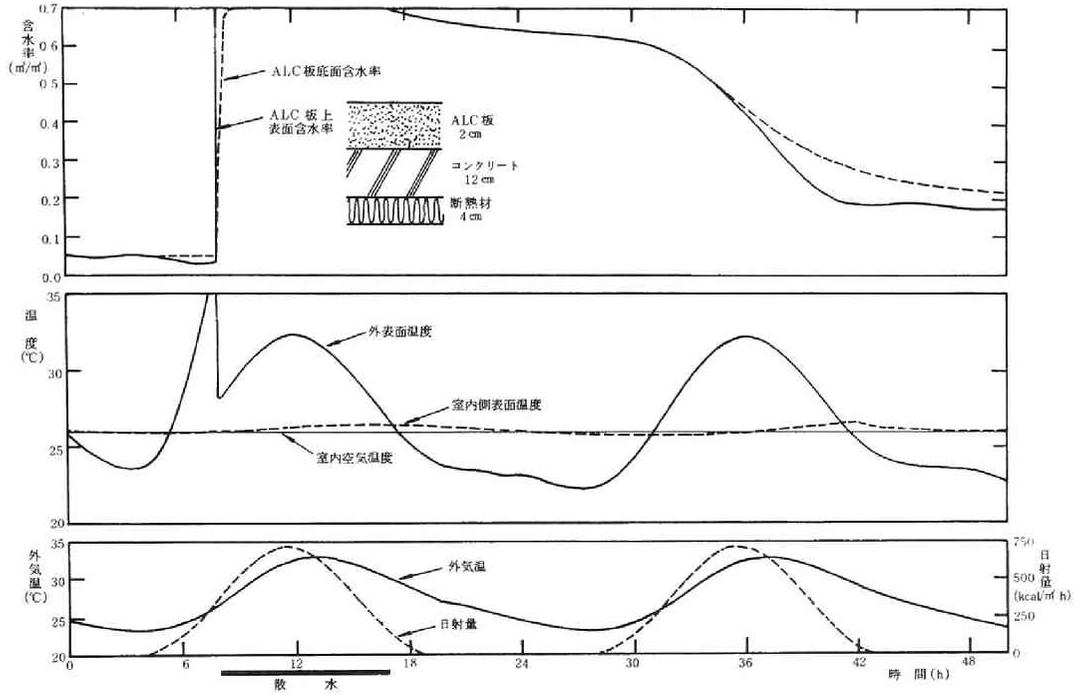


図3-9(A) 材料内含水率, 温度変化

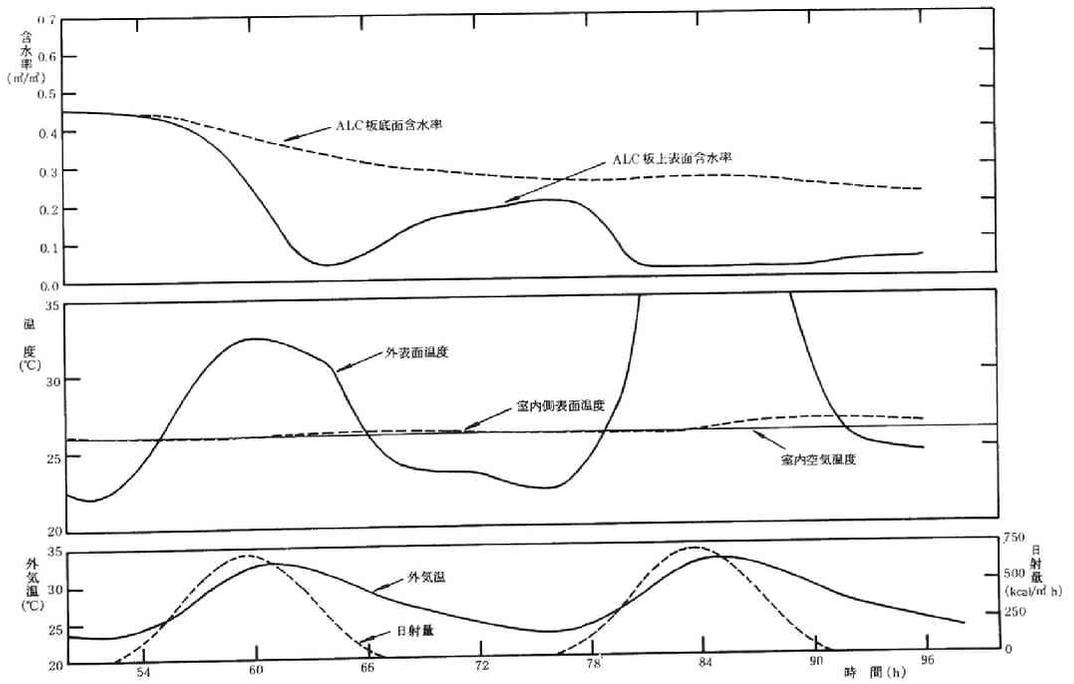


図3-9(B) 材料内含水率, 温度変化

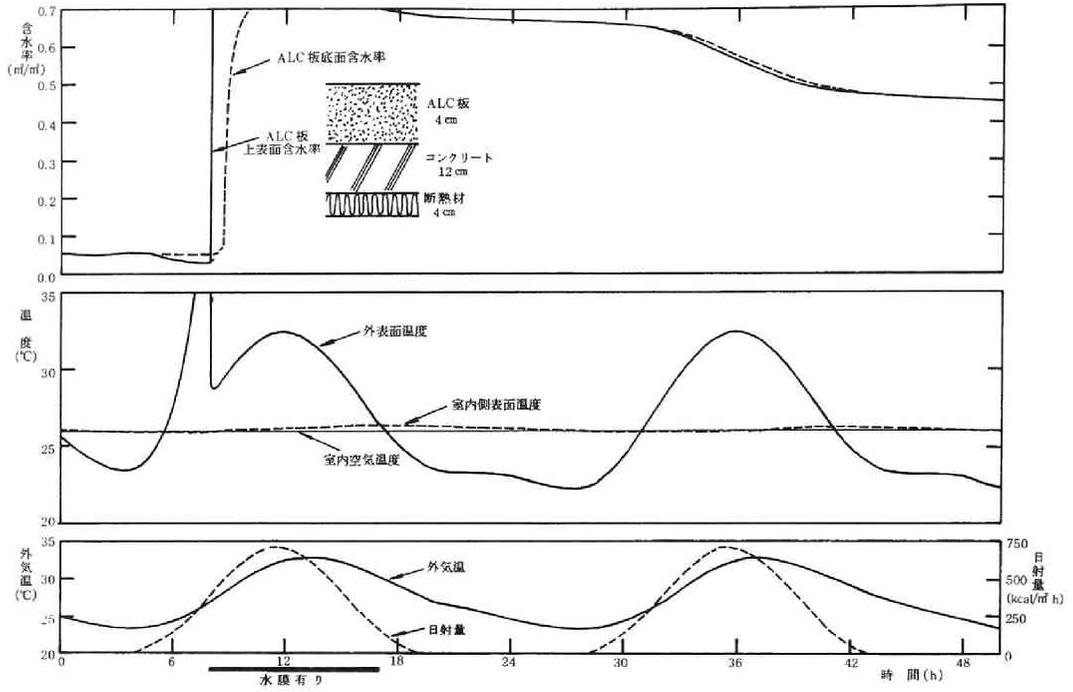


図 3-10(A) 材料内含水率，温度変化

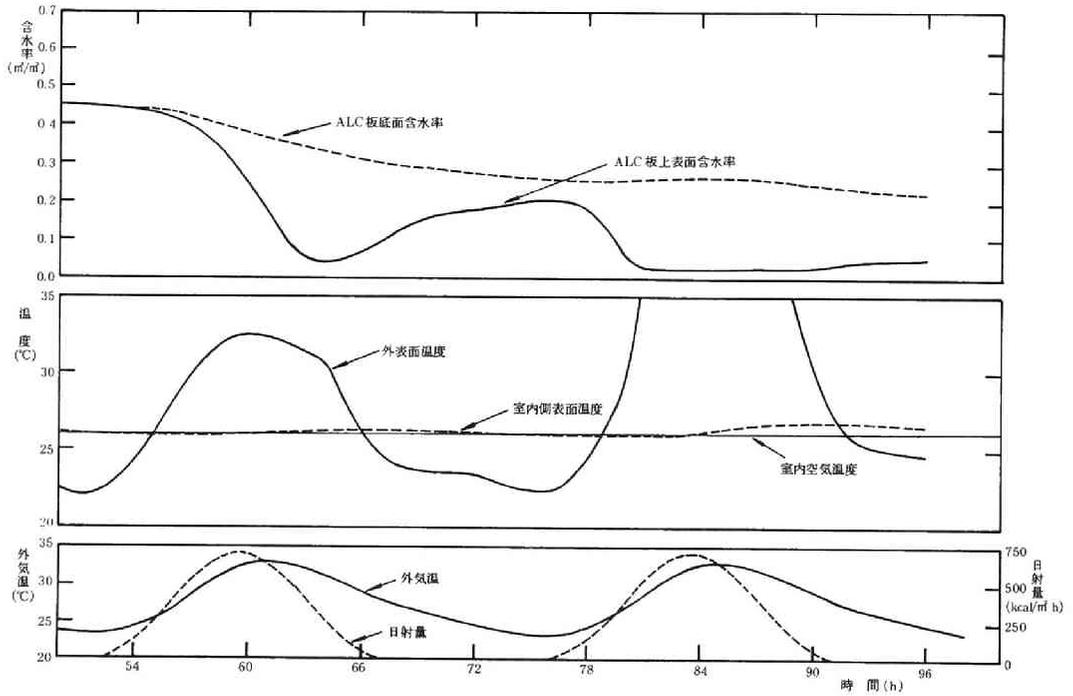


図 3-10(B) 材料内含水率，温度変化

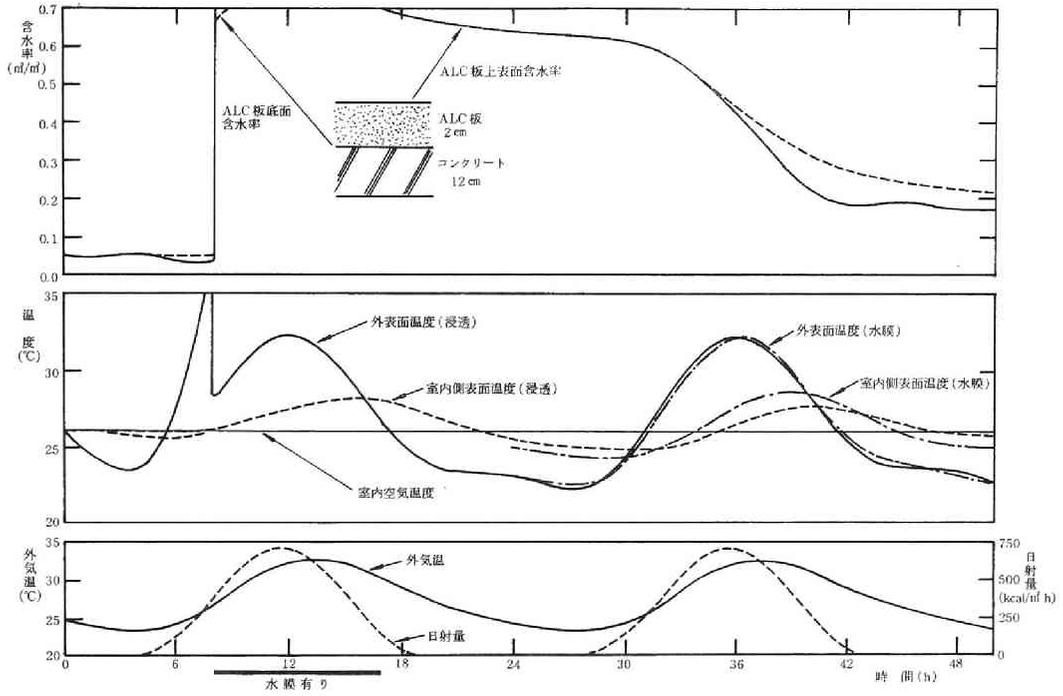


図 3-11 (A) 材料内含水率, 温度変化

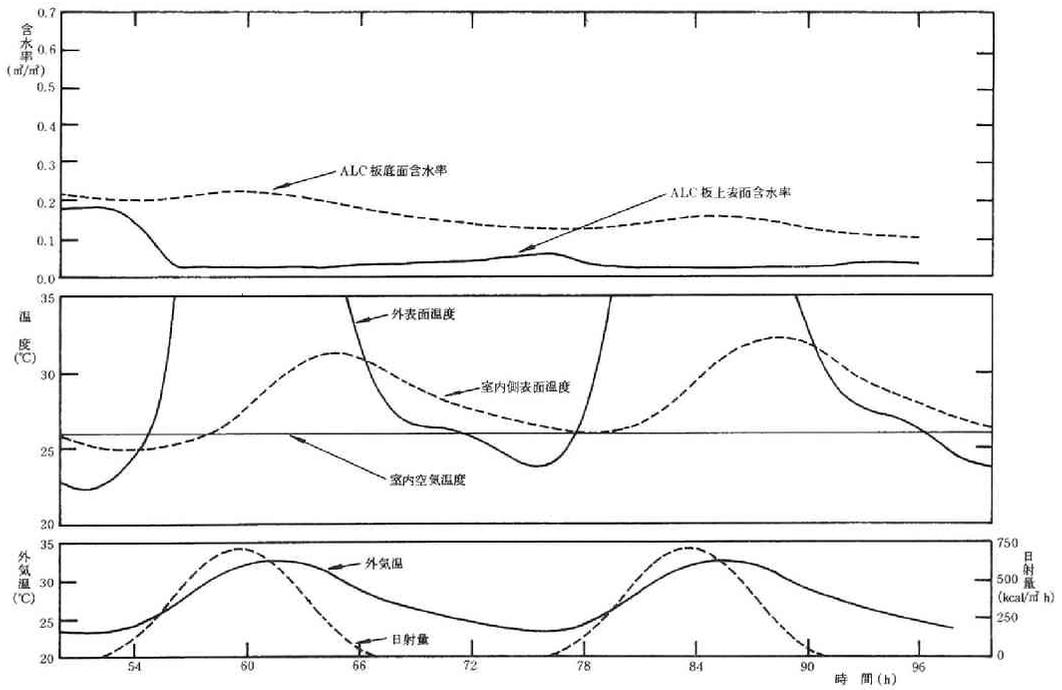


図 3-11 (B) 材料内含水率, 温度変化

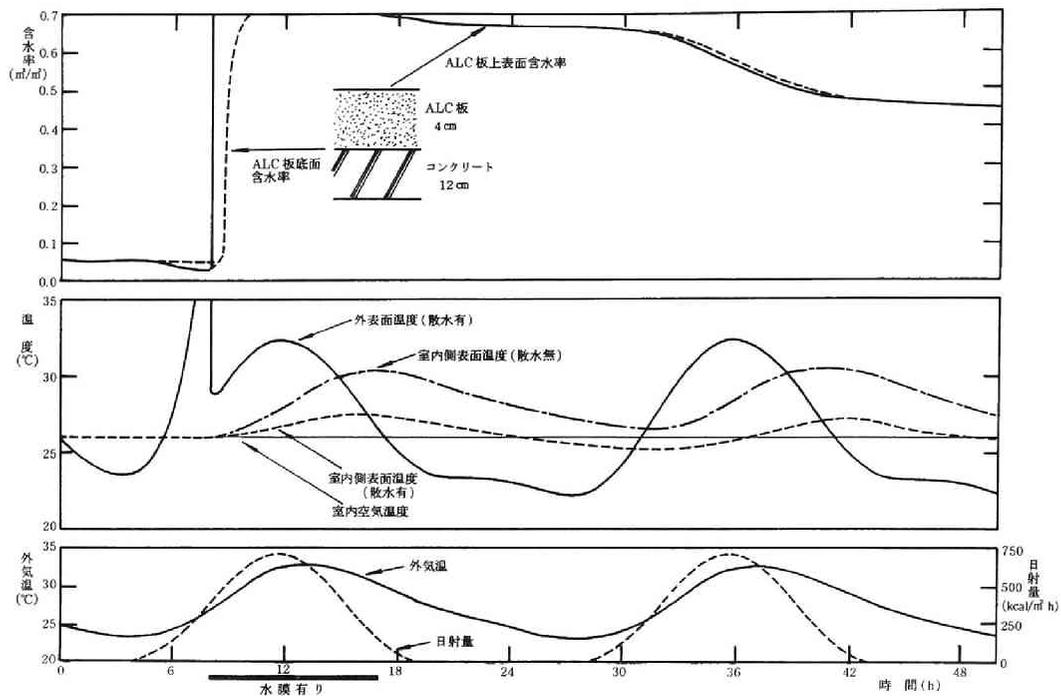


図 3-12 (A) 材料内含水率, 温度変化

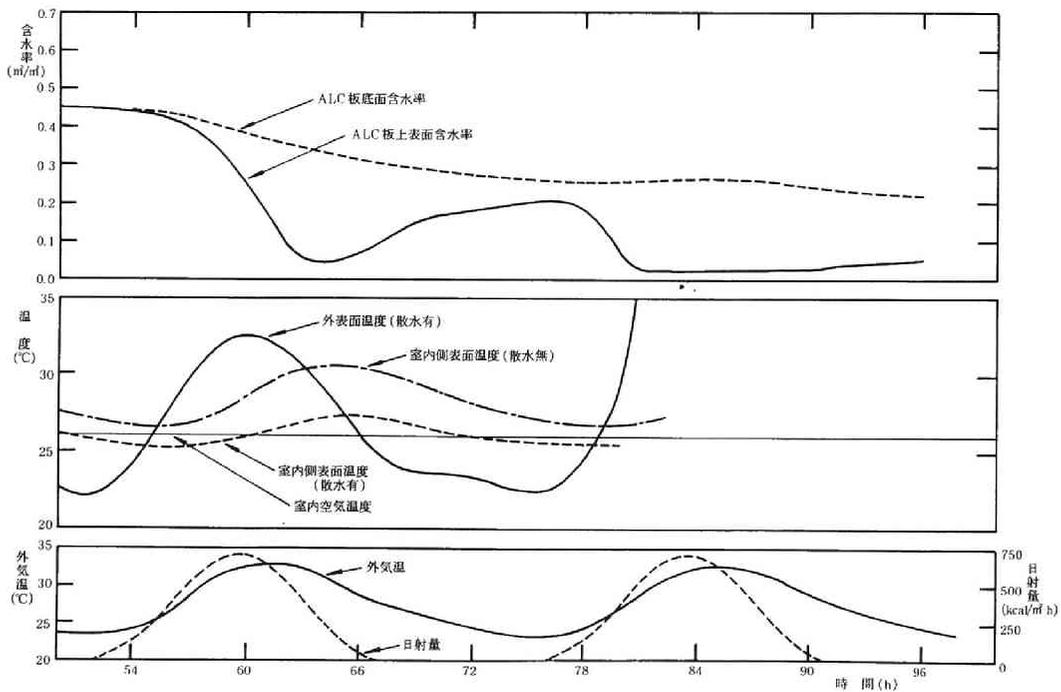


図 3-12 (B) 材料内含水率, 温度変化

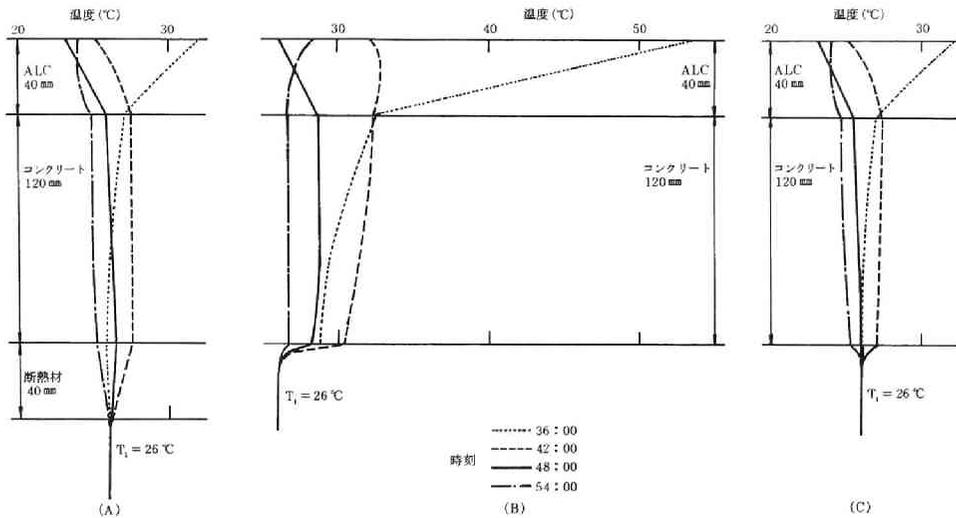


図 3-13 内部温度分布

は、熱流の向きは室内から屋外に向う(図 3-12(A))。断熱材が貼付された場合(図 3-10)には、断熱材の効果も加わり流入熱流は非常に小さい。

(4) 散水 1 日目とほぼ同じ熱的效果、従って蒸発速度を維持する日数は、ALC 板厚さ 1cm につきほぼ 1 日と考えられる。これは、ALC 板厚さ決定の一つの目安となる。

(5) 本計算条件においては 1 日の蒸発量は約 7mm であった。従って、雨量がこの程度あるならば、雨のみを利用して散水と同じ効果が得られることになる。この可能性を検討する為、大阪の 1973, 74, 76, 77 年 5 月～10 月の日積算降水量を図 3-14 に示す。又、最下段には降水量の半旬別平均値(1941 年～70 年平均)を示す²⁴⁾ これをみると、7, 8 月の 1 日当りの平均降水量は 3～4mm となっている。雨の降っている日を蒸発量 0 として水分供給の必要な日数から除くと上述の 7mm に近くなり、雨のみで蒸発量のかなりの部分をまかなえることになる。但し、これについては、例えば 1973 年の 7 月のようにほとんど降雨の無い場合をどうするかということについての検討が必要となる。

(6) 吸水性材料を利用した散水における問題として、冬期の凍結破壊、熱負荷増大があげられる。凍結に対する対策としては

- i) 応力のあまり働かない材料(土、砂)を用いる。
- ii) 冬は排水口を開け、夏は閉じることにより冬期の吸水量を減らす。

ということが考えられる。又、

- i) 吸水性材料を設置しない場合と比べると熱抵抗は増加していること
- ii) 冬期、降水量は少ない
- iii) 蒸発速度は小さい

を考えると、冬の熱負荷増加はそれ程大きくはないと推定されるが、本方法の大きな欠点といわざるを得ない。このような欠点は持つものの、夏期の熱負荷減少、最大負荷減少との兼ね合いで有利という場合も

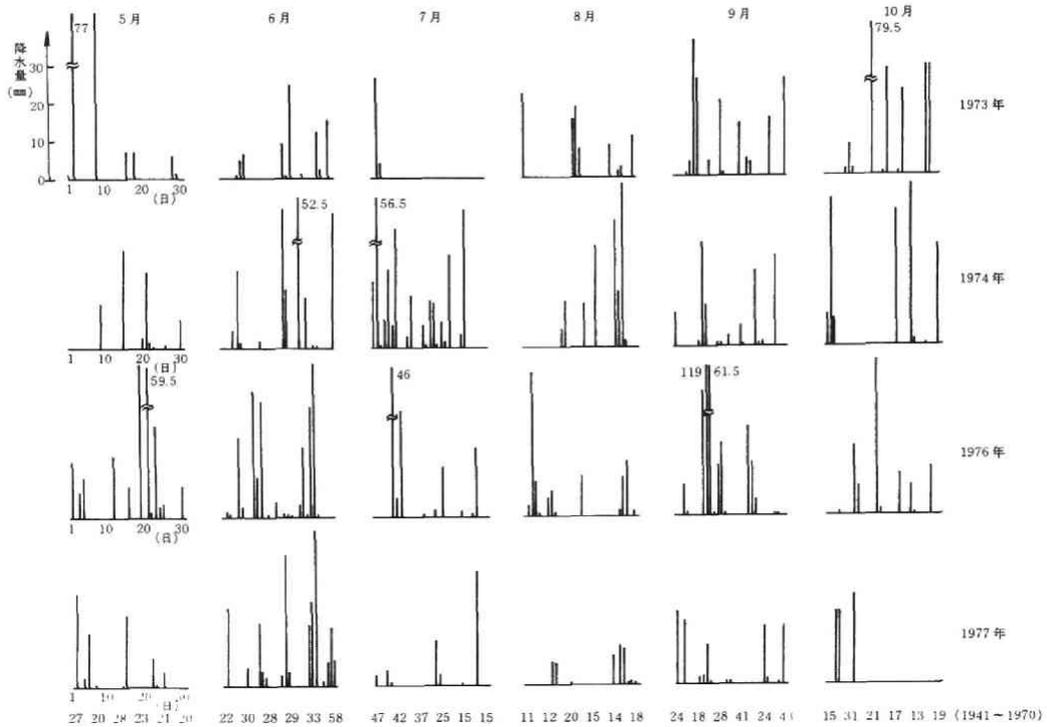


図 3-14 大阪の日積算降水量

十分考えられるし、又、年間を通して冷房の必要な室、建物、気象条件下では非常に有効な省エネルギー的壁体設計法と言えよう。

(7) 材料物性値

本計算例で用いた ALC板の材料物性値は、特に高含水率領域での値が必要な為、その値を推定した部分がある。従って、今後、それらの測定が是非とも必要となる。

3-4 吸水性材料の特性と線形近似に関する考察

3-4-1 目的

吸水性材料への水の浸透、蒸発等に関する前節までの扱いは数値計算によるものであり、一般的な解析とはなっていない。これは、対象が水分と熱の2つが関係する複雑な系であること、更に、種々の移動係数が含水率と温度の関数で系が非線形であるということによる。又、境界条件としての外気条件には、外気温、湿度、日射量と3変数が現われ、飽和水蒸気圧と温度の関係も非線形である為、解析は一層困難なものになっている。

吸水材料からの水分蒸発を利用した屋根断熱を扱う場合、系を線形近似し、材料の熱・水分に対する特性を、熱における重み関数のような形で把握できれば実用的な計算にとっても望ましい。上述の如く、材料の移動係数は含水率、温度により相当変化し、線形とみなすことは厳密にはできないが、対象とする範囲、条件を限定し、適当な係数値を用いるならば、近似的に系を線形として扱える可能性はあろう。

本節では、線形近似された系により、蒸発による冷却効果を利用するという目的に対して妥当な精度での予測が可能か否かを検討する。

3-4-2 正確解と線形近似解との比較

数値例により線形計算の妥当性を検討する。

(1) 計算条件

§3-3の場合に対応した計算を行なう。すなわち、ALC板厚さは4cm、入力周期は24時間である。移動係数については、体積含水率0.51、温度30℃における値(一定値)、及び含水率0.20、温度30℃における値を用いることにより線形化する。又、ALC板表面の相対湿度は常に100%であり、飽和水蒸気圧曲線は温度の一次関数とした。なお、含水率0.51における係数値を用いた場合については、断熱材がある場合及び無い場合の両方の計算を行なった。

(2) 結果と考察

含水率0.51における係数値を用いた場合の結果を図3-15、3-16に示す。図3-15は断熱材がある場合、図3-16は無い場合である。実線は線形近似をしない場合の結果(以後、正確解と呼ぶ)であり、破線が線形近似に対する解である。図3-17には、含水率0.20における係数値を用いた場合の結果を示す。これらより

i) 含水率0.51における係数値を用いた場合

a) 含水率分布

1, 2日目では、線形近似解は正確解とほぼ一致するが、3, 4日目のように含水率が低くなると両者の差は大きくなる。つまり、正確解では大きな含水率分布の非一様性が現われるのに対して、線形近似解はほぼ一様となっている。これは、含水率低下に伴う水分拡散係数 D_0 の急激な減少(図3-6)に主として帰因する。

このような分布形における違いはあるが、両者の平均含水率は3日目まではほぼ等しい。従って、水分に関しては、含水率が0.05程度に減少するまでは線形近似解は十分な精度を持つと言える。

b) 外表面温度

まず、第1日目0:00~8:00においては、線形近似解の温度は正確解より低い。これは、熱伝導率として真値より大きい値を用いていること、ALC板表面の相対湿度を100%としていることによる結果である。しかし、それ以降の両者の一致は良い。3日目後半に正確解は周期的変化からはずれているが(図3-15(B))、これは表面層の乾燥によるものである。断熱材を貼付した場合、表面含水率が0.05以下となる4日目においては、両者のひらきは大きい。従って、含水率分布の場合と同様に、表面含水率が0.05程度に減少しない限り、線形近似解は十分な精度をもつと言える。

ii) 含水率0.20における係数値を用いた場合(図3-17)

内外表面温度は、含水率0.51に対する結果と同様の傾向を示し、その一致は良い。従って熱流の値も正確値に近い。本計算の場合、表面での蒸発が熱移動に及ぼす影響は大きく、この蒸発に対しては表面の湿度が決定的要因となっている。従って、図3-17(図3-15, 3-16も含めて)における一致

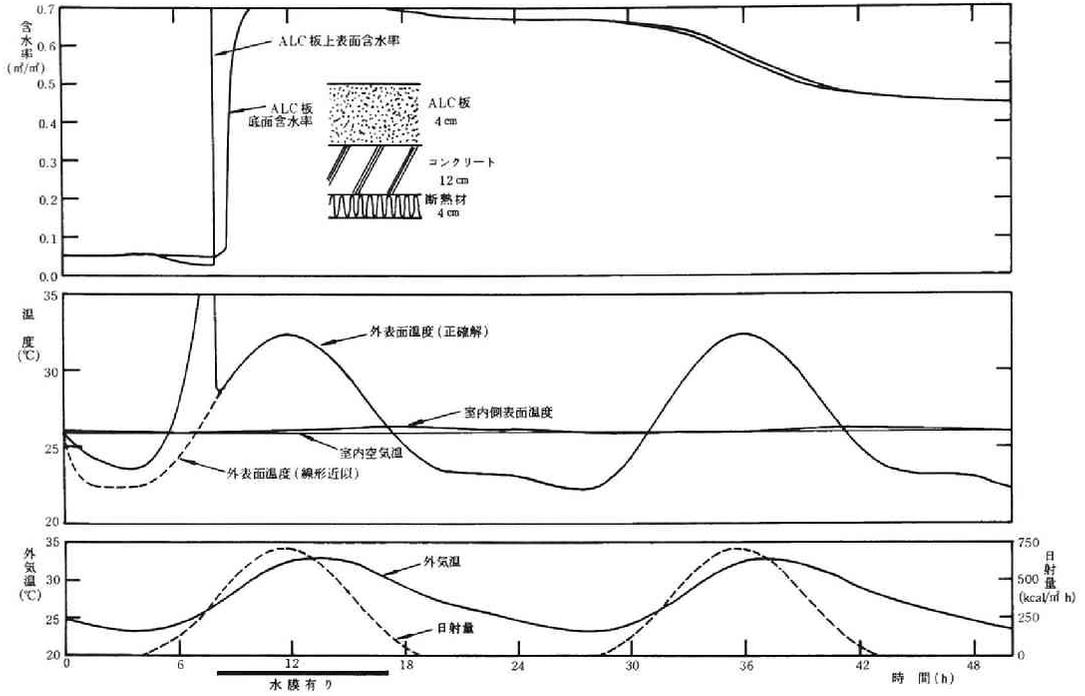


図3-15(A) 材料内含水率，温度（線形近似との比較）

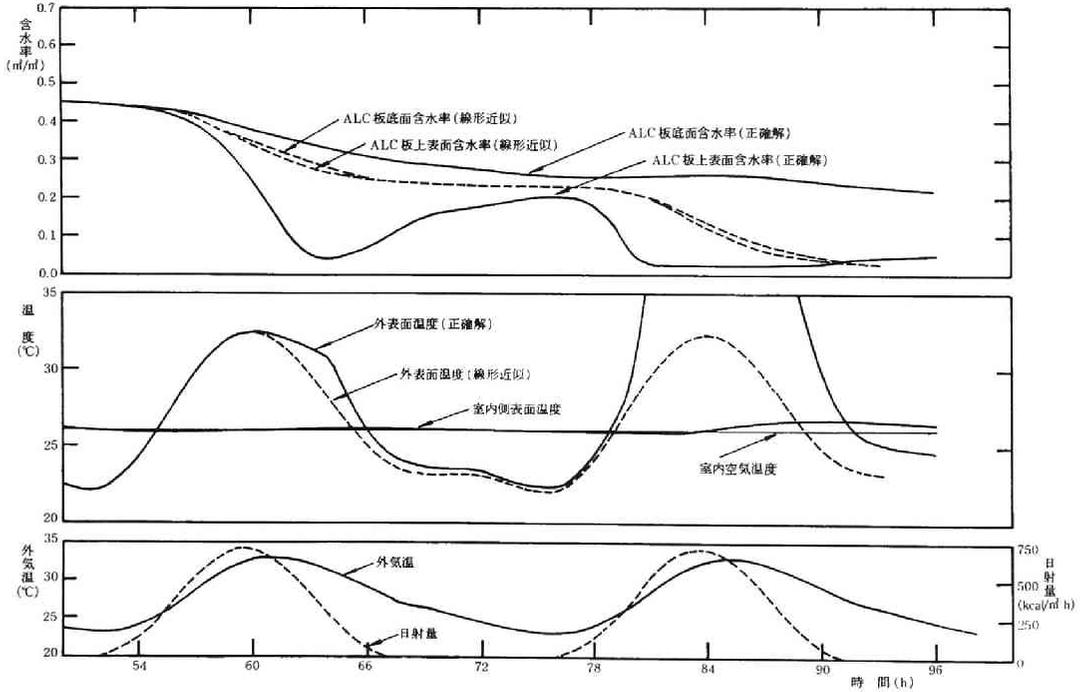


図3-15(B) 材料内含水率，温度（線形近似との比較）

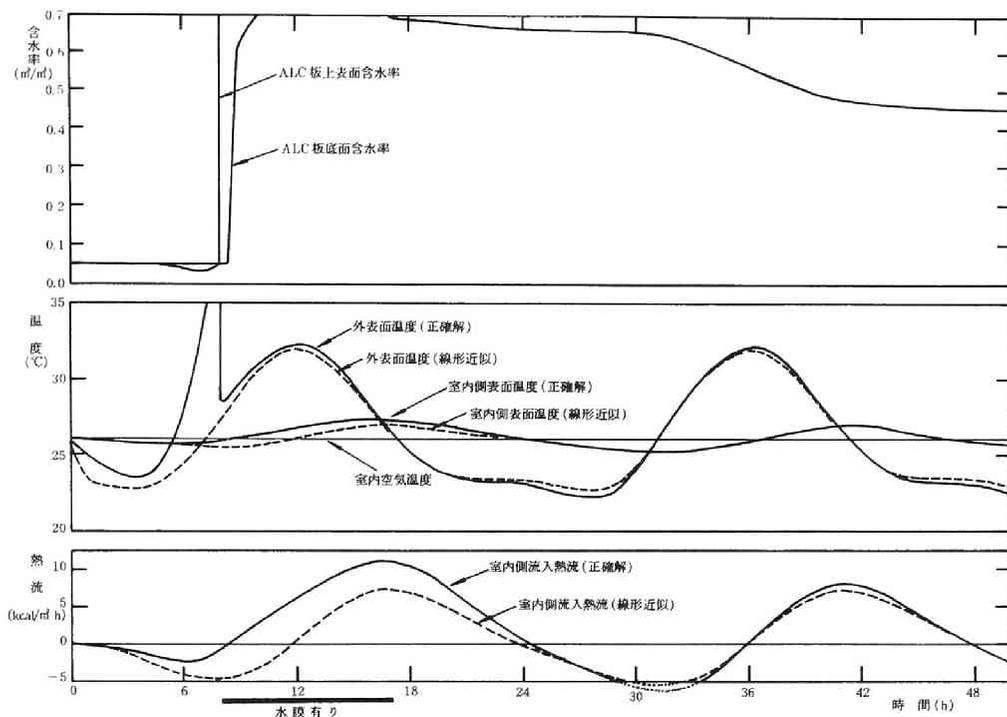


図 3-16(A) 材料内含水率，温度及び熱流の変化（線形近似との比較）

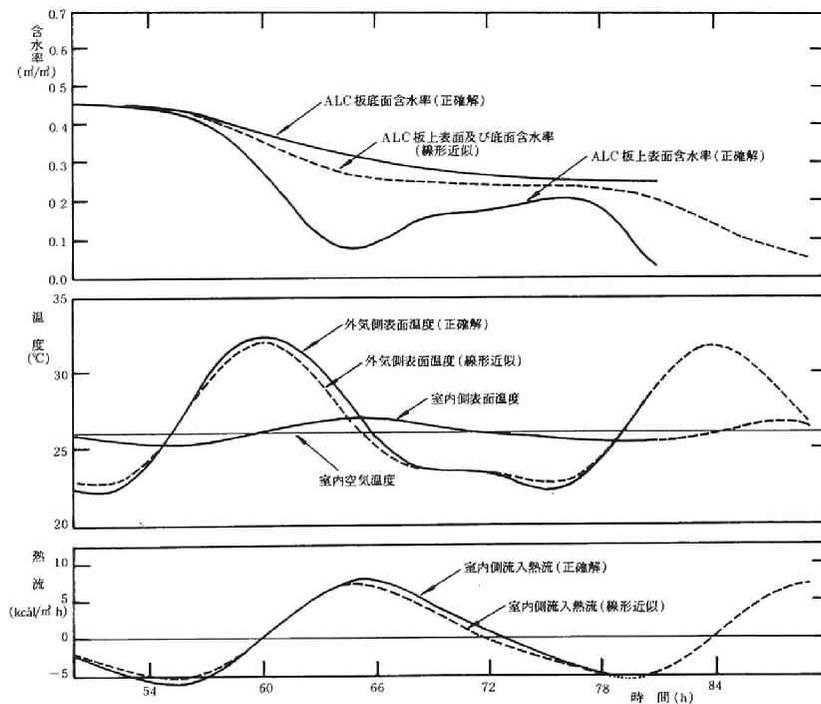


図 3-16(B) 材料内含水率，温度及び熱流の変化（線形近似との比較）

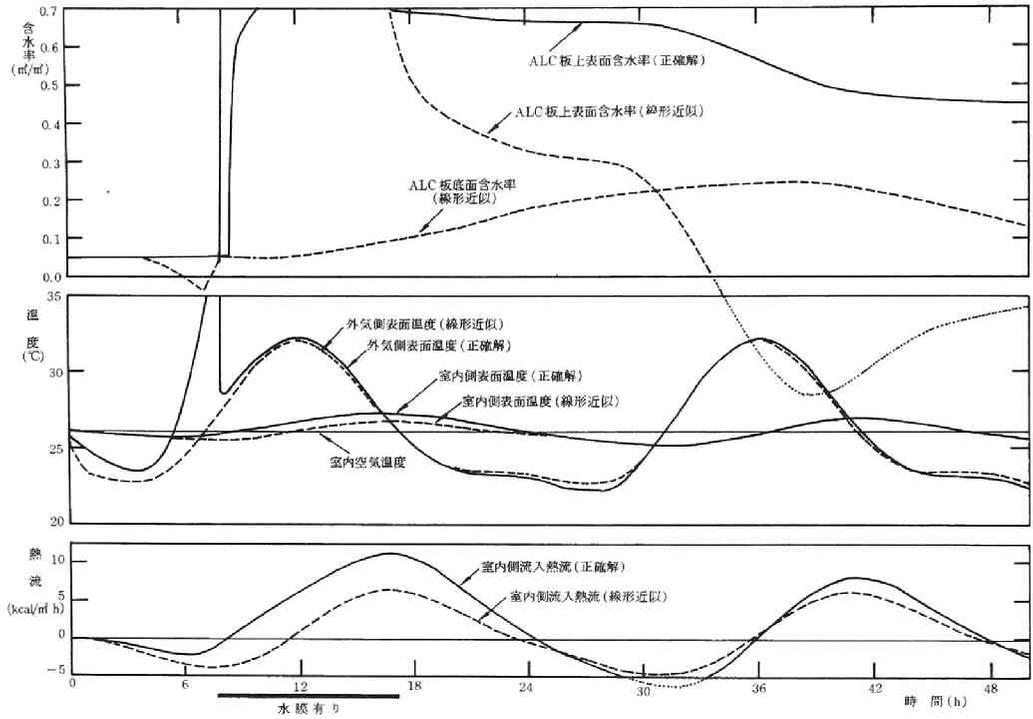


図 3-17 (A) 材料内含水率，温度及び熱流の変化（線形近似との比較）

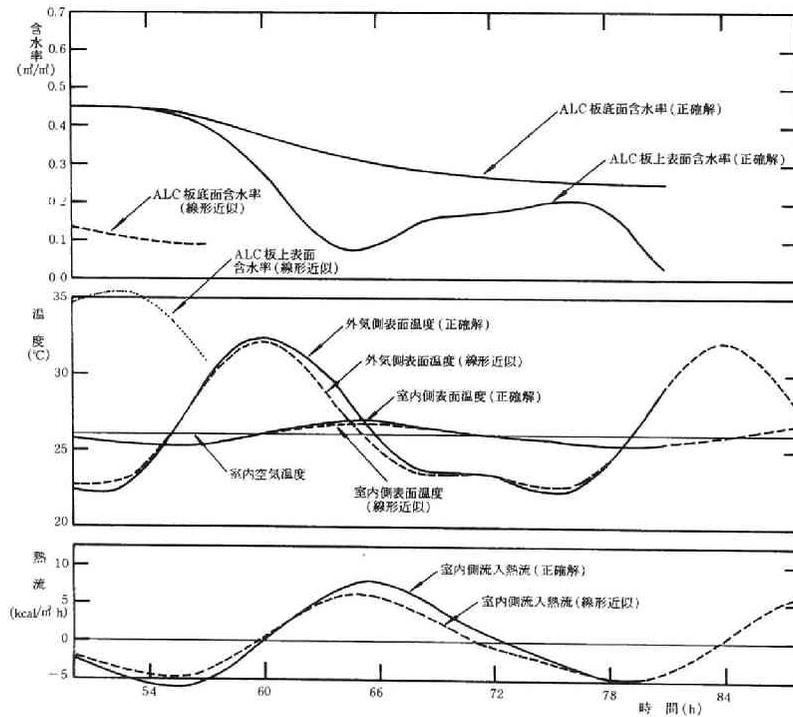


図 3-17 (B) 材料内含水率，温度及び熱流の変化（線形近似との比較）

の良さは、表面の相対湿度を 100 % とした近似が、0.05 以上の含水率において十分な精度で成立しているということに由来する。

しかし、含水率分布に関しては、正確値からのずれは甚だしく、負の含水率さえ生じる。これは含水率 0.20 における水分拡散係数 D_θ がかなり小さな値で、散水時の吸水速度が実際より小さくなる為である。なお、負の含水率が生じるのは、表面の水蒸気圧を含水率によらず 100 % 一定と近似したためである。従って、この場合、線形近似は妥当とは言えない。

iii) 以上より、この材料の場合、含水率 0.51 での移動係数値を用いることにより線形化は可能であると言える。但し、含水率の 0.51 という値は任意に選んだものであり、この値の選択については今後検討が必要である。

3-4-3 吸水性材料の特性評価

線形近似により系の大略の特性を把握し得ることが §3-4-2 で明らかにされたので、ここでは、吸水性材料の特性を示すものとして、相当外気温度 T_{sol} 、外気絶対湿度、断湿面（室内側）温度に対する室内側熱流、水分蒸発量の単位応答を求める。吸水過程（散水時、降雨時）と、蒸発乾燥過程では境界条件が異なるので、両者を別々に取扱う必要があるが、この材料では吸水速度が非常に大きいので、吸水過程は瞬時とみなし乾燥過程のみを考える。吸水材料のみの特性を把握する為、室内側を断湿した ALC 板 1 層を対象とする。

(1) 外気入力

$z=0$ (ALC 板外表面) における境界条件式

$$\left\{ \begin{array}{l} A_s J_0 + \alpha_0 (T_0 - T_A) - R\alpha'(X_A - X_0) = -(\lambda_A + RD_{Tv}) \frac{\partial T_A}{\partial z} - RD_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial z} \end{array} \right. \quad (3-26)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha'(X_0 - X_A) = -D_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} - D_T \frac{\partial T_A}{\partial z} \end{array} \right. \quad (3-27)$$

において、表面の相対湿度は常に 100 % で、飽和水蒸気圧曲線を次の直線

$$X_A = X_s(T_A|_{z=0}) = C_1 T_A|_{z=0} + C_2 \quad (3-28)$$

で近似すると、(3-26)(3-27) 式は次式となる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_0 \left[\left(T_0 + \frac{A_s J_0}{\alpha_0} \right) - T_A \right] + R\alpha' [(X_0 - C_2) - C_1 T_A] = -(\lambda_A + RD_{Tv}) \frac{\partial T_A}{\partial z} - RD_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial z} \end{array} \right. \quad (3-29)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha' [(X_0 - C_2) - C_1 T_A] = -D_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} - D_T \frac{\partial T_A}{\partial z} \end{array} \right. \quad (3-30)$$

従って、これらの境界条件式における入力

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{sol} = T_0 + \frac{A_s J_0}{\alpha_0} \end{array} \right. \quad (3-31)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} X'_0 = X_0 - C_2 \end{array} \right. \quad (3-32)$$

と考えてよい。浸透無しの場合と異なり、これらを一つの変数 T'_0 にまとめることはできない((2-17)式)。

(2) 境界条件の重ね合せ

(3-29)(3-30)式は、次の場合の重ね合せにより得られる。

$$\begin{cases} \alpha_0(T_{sol} - T_A) + R\alpha'(0 - C_1 T_A) = -(\lambda_A + RD_{Tv}) \frac{\partial T_A}{\partial z} - RD_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial z} \\ \alpha'(0 - C_1 T_A) = -D_{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} - D_T \frac{\partial T_A}{\partial z} \end{cases} \quad (3-33)$$

$$\begin{cases} \alpha_0(0 - T_A) + R\alpha'(X'_0 - C_1 T_A) = -(\lambda_A + RD_{Tv}) \frac{\partial T_A}{\partial z} - RD_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial z} \\ \alpha'(X'_0 - C_1 T_A) = -D_{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} - D_T \frac{\partial T_A}{\partial z} \end{cases} \quad (3-34)$$

ここで、 T_{sol} 、 X'_0 を単位上昇させた場合の流入熱流を Q_{hT} 、 Q_{hX} とし、蒸発量を Q_{wT} 、 Q_{wX} とする。同様に室内側表面(断湿面)温度 T'_i を単位上昇させたときのそれらを Q_{hTi} 、 Q_{wTi} とする。(単位上昇させる入力以外の入力は0とする)。

このとき、(3-33)(3-34)式より、外気条件が $T_{sol}(t)$ 、 $X'_0(t)$ 、室内側表面温度が $T'_i(t)$ の変化をする場合の流入熱流 $Q_h(t)$ 、水分蒸発量 $Q_w(t)$ は

$$\begin{cases} Q_h(t) = \int_{-\infty}^t \dot{Q}_{hT}(t-\tau) T_{sol}(\tau) d\tau + \int_{-\infty}^t \dot{Q}_{hX}(t-\tau) X'_0(\tau) d\tau + \int_{-\infty}^t \dot{Q}_{hTi}(t-\tau) T'_i(\tau) d\tau \\ Q_w(t) = \int_{-\infty}^t \dot{Q}_{wT}(t-\tau) T_{sol}(\tau) d\tau + \int_{-\infty}^t \dot{Q}_{wX}(t-\tau) X'_0(\tau) d\tau + \int_{-\infty}^t \dot{Q}_{wTi}(t-\tau) T'_i(\tau) d\tau \end{cases} \quad (3-35)$$

と与えられる。ここで、 $Q_{hT} \sim Q_{wTi}$ における $\dot{}$ は時間に関する微分を表わす。室内側は断湿で、ALC板の断湿面温度を与えているので、この結果は多層壁の場合に利用できる。

(3) 計算結果と考察

ALC板厚さ4cm、移動係数としては含水率0.51、温度30℃における値を用いた線形計算を行なった。 Q_{hT} 、 Q_{hX} を図3-18に、 Q_{hTi} を図3-19に、 Q_{wT} 、 Q_{wX} を図3-20に示す。図3-18には、水分の無い場合の Q_{hT} も同時に示した。厚さ8cmに対する同様の結果を図3-21、3-22に示す。

これらより

- i) 水分がある場合と無い場合では、例えば室内側熱流の定常値では2.3倍近くの差があり、蒸発の効果は大きい(図3-18)。
- ii) 室内側流入熱流に注目すると、 X'_0 の単位 (1×10^{-3} kg/kg') の変化は、 T_{sol} の $\frac{2.5}{1.4}$ (°C) (厚さ4cm)、 $\frac{1.25}{0.72}$ (厚さ8cm) の変化にほぼ対応している。外気絶対湿度の日変化として、例えば 2×10^{-3} (kg/kg) (30℃でR.H. 7.4%) を考えると、 T_{sol} の3.5(°C)に相当する。従って、 T_{sol} の日内変動に比して X'_0 の日内変動はそれ程重要でないと考えられる。
- iii) T_{sol} 、 X'_0 の変化に対する蒸発速度の応答は速い。これは、ALC板のような材料では相当低い含水率領域を除いて妥当な仮定である、表面の相対湿度100%に主に帰因する。

iv) ALC板厚さが2倍になると(図3-18と3-21), 当然のことながら熱に関しては定常に達するまでの時間は長くなり, 室内側流入熱流は約 $\frac{1}{2}$ になる。しかし, 両者の吸湿速度はほぼ等しい。これは, ALC板の熱抵抗に比して空気層の抵抗が小さい為表面温度がほぼ等しく, 表面は飽和湿度と仮定している為, 両者の表面絶対湿度にあまり差が生じないことによる。

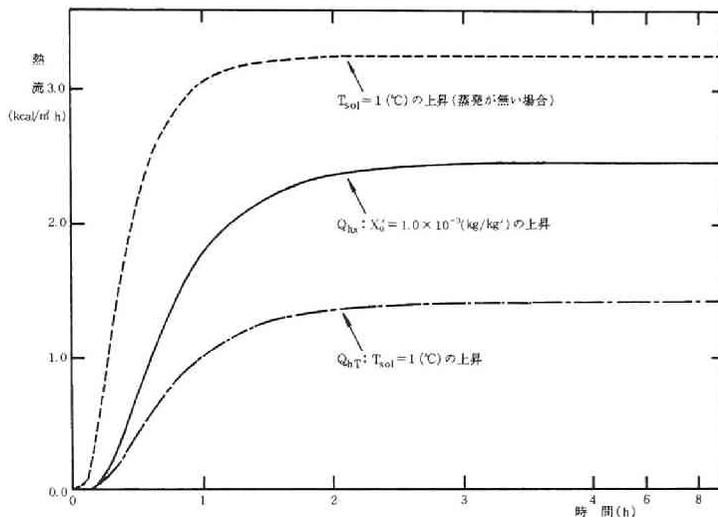


図3-18 室内側流入熱流の比較 ($l = 4$ cm)

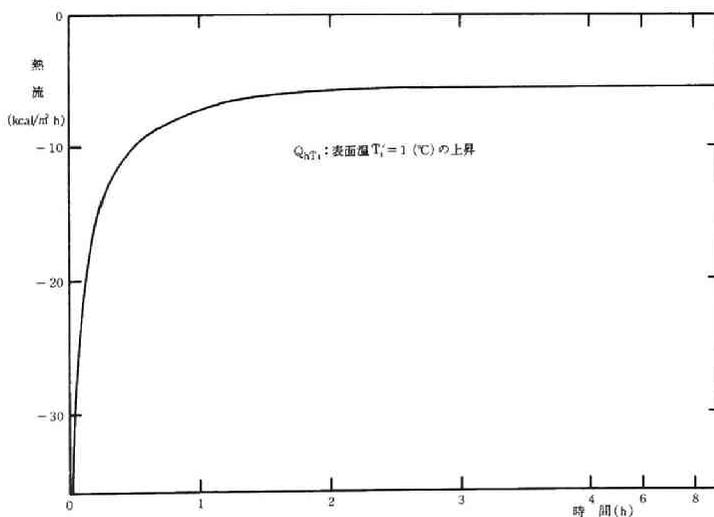


図3-19 室内側流入熱流 ($l = 4$ cm)

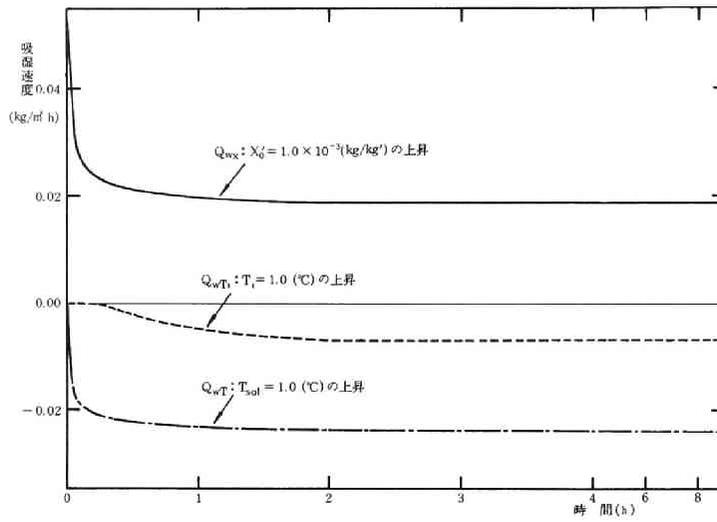


図 3-20 吸湿速度 ($\ell = 4 \text{ cm}$)

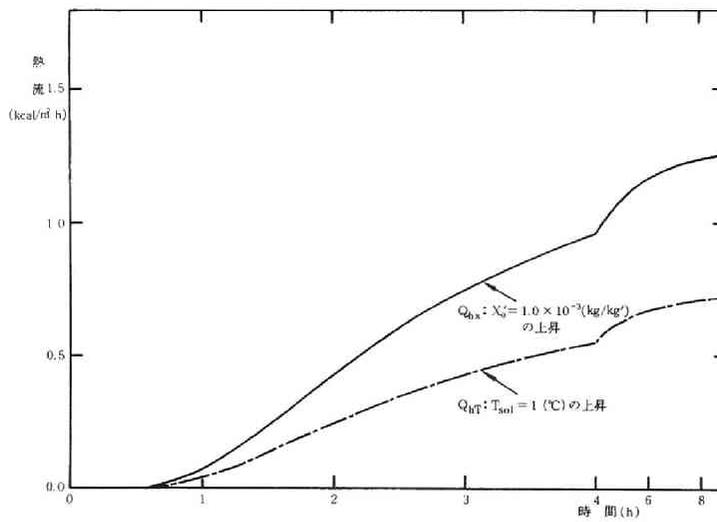


図 3-21 室内側流入熱流 ($\ell = 8 \text{ cm}$)

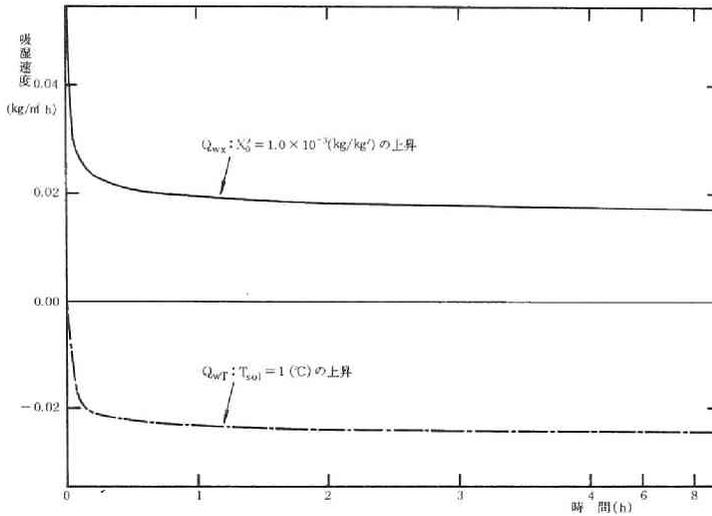


図 3-22 吸湿速度 ($l = 8 \text{ cm}$)

3-5 第3章のまとめ

本章では、雨の積極的利用を目的として、吸水性の多孔質材料を用いた散水方式における蒸発の断熱冷却効果についての検討を行なった。

§3-2では、吸水性材料を用いた吸水・蒸発実験を、実際の気象条件下で行なった。乾燥した試料と吸水した試料の比較より、蒸発による冷却効果はかなりあり、この方式の有効なことが確認された。

§3-3では、多孔質材料中での熱と水分の同時移動を考慮した数値モデルを用いて蒸発冷却効果の解析を行なった。試料としてALC板を用いた場合の結果から、水膜と同程度の熱負荷軽減効果のあることが確認された。熱と水分の同時移動を考慮したこの計算は、移動係数が含水率・温度により変化する為非線形となり実用的な設計には不便である。§3-4では、この非線形方程式の線形近似について検討した。係数の選択により、散水効果の解析に対しては妥当な精度を与える線形近似の可能なことが明らかとなった。これにより簡易な計算、特性把握が可能となった。

本方式を実施する場合に、どの程度の補助散水が必要になるかを明らかにする為、気象データの検討を行なった。その結果、雨のみで蒸発水分量のかなりの部分をまかなえること、従って特別な散水・メンテナンスが無くとも蒸発冷却効果が十分期待できることが明らかとなった。

第4章 第2部のまとめ

第2部は、第1部が建築壁体の熱的特性に及ぼす水分の影響を主として室内側からとらえたのに対して、外気側を中心として考察したものである。外壁が雨等により湿ると、熱伝導率変化による流入・流出熱流の増加ばかりでなく、水分の蒸発による冷却効果が生じる。これは、冷房時には熱負荷を減少させる。ここでは、壁体を散水或いは雨によりあえて濡らすことにより夏期の熱負荷を減少させ、省エネルギー的壁体を設計することを目的とした。

第2章では、屋根に散水をした場合の断熱冷却効果について検討した。水分蒸発を利用することにより、室内への流入熱流は大幅に減少すること、熱が流出する場合もあること、更に室内側表面温度の低下により室内の居住環境の改善されることが実験的・理論的に確認された。従来用いられている水分が無い場合の相当外気温度 (Sol-Air-Temperature) に対応するものとして、水分蒸発もある場合の相当外気温度を導入した。これにより、外気温湿度、日射が同時に作用した場合の水分蒸発の効果が容易に評価し得るようになった。又、これは従来の水分を考慮しない熱負荷計算法にそのまま利用し得るものである。

第3章では、雨を積極的に利用する為に、屋上に吸水性の多孔質材料を置き雨をしみ込ませ、その蒸発を利用するという方法を提案した。この方法は、屋上を利用できる、散水の手間・費用が省ける、防水層の保護に良い、という利点をもっている。

まず、解析においては第1部で扱った多孔質材料中での熱水分同時移動方程式を用いて吸水・蒸発量、室内側流入熱流を求め、その熱負荷軽減効果が水膜の場合と同程度に大きいことを確認した。この計算は基礎式が非線形な為かなり複雑である。従って、散水効果の解析に対して妥当な精度をもつ線形化を行った。これにより、簡易な計算、特性把握が可能になった。

次に、本方式を実施する場合に、どの程度の補助散水が必要になるかを明らかにする為、気象データの検討を行なった。その結果、雨のみで蒸発水分量のかかなりの部分をまかなえること、従って特別な散水・メンテナンスが無くとも蒸発冷却効果が十分期待できることが明らかとなった。

第 2 部 の 記 号

A_1, A_2, A_3 = 飽和水蒸気圧曲線を二次式で近似した場合の係数

A_s = 日射吸収率 (-)

a = 温度伝導率 (m^2/h)

a_s, a_d = コンクリート, 断熱材の温度伝導率 (m^2/h)

$B_1 \sim B_9$ = (2-34) 式に現われる係数

C_1, C_2 = 飽和水蒸気圧曲線を直線近似した場合の係数

c_a, c_s, c_w = それぞれ, ALC板, ALC板実質部, 水の比熱 ($\text{kcal}/\text{kg} \text{ } ^\circ\text{C}$)

$D_n(t)$ = (2-58) 式で定義

D_θ = 含水率勾配に対する水分拡散係数 (m^2/h)

$D_{\theta\ell}, D_{\theta v} = D_\theta$ のうちのそれぞれ液, 水蒸気成分 (m^2/h)

D_T = 温度勾配に対する水分拡散係数 ($\text{kg}/\text{m} \text{ h } ^\circ\text{C}$)

$D_{T\ell}, D_{Tv} = D_T$ のうちの, それぞれ液, 水蒸気成分 ($\text{kg}/\text{m} \text{ h } ^\circ\text{C}$)

$E[]$ = 期待値

$E_n(t)$ = (2-58) 式で定義

$F(J'_0)$ = (2-40) 式で定義

$F_{d\nu}$ = スラブ表面を出ていく輻射束 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h } \text{s}^{-1}$)

$F_{0\nu}^c, F_{0\nu}^d$ = 空気-水界面への入射輻射束のそれぞれ平行光, 拡散光成分 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h } \text{s}^{-1}$)

F_ν = 水膜内の正味輻射束 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h } \text{s}^{-1}$)

F_ν^+, F_ν^- = 水膜内輻射束のそれぞれ正方向, 負方向成分 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h } \text{s}^{-1}$)

$f_0(t), f_1(t)$ = スラブ外表面温度のそれぞれ外気温, 室内温度に対する重み関数 (1/h)

$f_p(J'_0) = J'_0$ の確率密度関数 (-)

$g_1 \sim g_4$ = (2-70), (2-71) 式に現われる係数

$H(z)$ = 単位の日射量があった場合に, 水膜中の位置 z での単位長さ当り吸収される輻射エネルギー ($1/\text{m}$)

$H'(z)$ = (2-78) 式で定義

H_ν = 水膜内部で吸収される振動数 ν における輻射エネルギー ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h } \text{s}^{-1}$)

$I_1 \sim I_6$ = (2-32)(2-34)(2-35) 式で定義

$I_{0\nu}^d$ = 空気-水界面への入射拡散光の輻射強度 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h } \text{str } \text{s}^{-1}$)

$I_{d\nu}$ = 水-防水層境界での上向きの輻射強度 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h } \text{str } \text{s}^{-1}$)

$I_{inc, \nu}$ = 空気-水界面への入射光の輻射強度 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h } \text{str } \text{s}^{-1}$)

$I_{refl, \nu}$ = 水-空気界面で水膜内へ反射される輻射の強度 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h } \text{str } \text{s}^{-1}$)

$I_{trans, \nu}$ = 空気-水界面を透過する輻射の強度 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h } \text{str } \text{s}^{-1}$)

I_ν = 水膜内での輻射強度 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h } \text{str } \text{s}^{-1}$)

J_0 = 日射量 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h}$)

J'_0 = (2-41) 式で定義 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h}$)

k' = 湿気伝導率 (s)

ℓ_1, ℓ_2, ℓ_3 = コンクリート, 断熱材等の境界の位置 (m)

ℓ_w = 水膜厚さ (m)

ℓ_{wI} = 水分供給時の水膜厚さ (m)

n_ν = 振動数 ν における水の屈折率 (-)

P_m = 水蒸気圧 (N/m^2)

P_{ms} = 飽和水蒸気圧 (N/m^2)

Q_h = 室内側流入熱流 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{ h}$)

Q_w = 水分蒸発速度 ($\text{kg}/\text{m}^2 \text{ h}$)

Q_{hT}, Q_{hX}, Q_{hTi} = 相当外気温, 外気絶対湿度, ALC板底面温度に対する室内側流入熱流

のstep応答

Q_{wT} , Q_{wX} , Q_{wTi} = 相当外気温度, 外気絶対湿度, ALC板底面温度に対する蒸発速度のstep応答

q_i = 定常時の室内側流入熱流 (kcal/m² h)

q_{in} , $q_{i\ell}$ = それぞれ非線形, 線形の場合の定常時室内側流入熱流 (kcal/m² h)

R = 蒸発の潜熱 (吸着熱) (kcal/kg)

R_m = 水蒸気の気体定数 (J/kg K)

$R_n(t)$ = (2-58)式で定義

r_e = 散水に等価な断熱材の抵抗 (m² h °C/kcal)

r_0 = 壁体の熱抵抗+室内側空気の伝達抵抗 (m² h °C/kcal)

r'_0 = (2-76)式で定義 (m² h °C/kcal)

T = (一般的な) 壁体の温度 (°C)

T_A , T_d , T_s , T_w = ALC板, 断熱材, コンクリート, 水膜の温度 (°C)

T_0 = 外気温 (°C)

T_i = 室内空気温度 (°C)

T_{sol} = 相当外気温度 (Sol-Air-Temperature) (°C)

T'_0 = 水分蒸発をも考慮した相当外気温度。(2-17)式で定義 (°C)

T''_0 = (2-26)式で定義 (°C)

T'_q , T''_n = それぞれ線形, 非線形の場合の解の温度 (°C)

T_I = 初期温度 (°C)

T'_i = ALC板の断湿面の温度 (°C)

T_r = 単位の日射量の場合に防水層表面で吸収される輻射エネルギー (-)

t = 時間 (h)

t_s = 散水を考慮する時間 (h)

X_A = ALC板外表面の絶対湿度 (kg/kg')

X_s = 飽和絶対湿度 (kg/kg')

X_w = 水膜表面の(飽和)絶対湿度 (kg/kg')

X_0 = 外気絶対湿度 (kg/kg')

X'_0 = (3-32)式で定義

z = 座標 (m)

α_0 , α_i = 外気側及び室内側熱伝達率(kcal/m² h °C)

α' = 外気側湿気伝達率 (kg/m² h kg/kg')

α'_0 = 等価熱伝達率。(2-16)式で定義 (kcal/m² h °C)

β_ν = 水の消散係数 (1/m)

dt , dz = 差分における, それぞれ時間刻みと位置刻み

$d\ell_w$ = 1日当りの水分蒸発量 (m)

$\delta(x)$ = Dirac の Delta 関数

θ = 輻射の入射角 (rad)

θ = 材料単位体積当りの水分重量 (kg/m³)

θ_{max} = 空隙率に応じる含水率 (kg/m³)

θ'' = 空気-水界面への入射光の入射角 (rad)

θ''_0 = 空気-水界面への入射平行光の入射角 (rad)

$\theta_{c,\nu}$ = 振動数 ν における水の臨界角 (rad)

κ_ν = 水の吸収係数 (1/m)

λ = (一般的な材料の) 熱伝導率 (kcal/m h °C)

λ_A , λ_d , λ_s , λ_w = それぞれ, ALC板, 断熱材, コンクリート, 水の熱伝導率 (kcal/m h °C)

μ = $\cos \theta$

$\bar{\mu}$ = 水の化学ポテンシャル (J/kg)

ν = 振動数 (1/s)

ρ_A = 乾燥時のALC板密度 (kg/m³)

ρ_w = 水の密度 (kg/m³)

ρ_ν = 水-防水層境界の反射率 (-)

$\rho'_\nu(\mu)$ = 水-空気界面の指向性反射率 (-)

τ_ν = 光学厚さ (-)

$\tau_{0,\nu}$ = 水膜の光学厚さ (-)

ϕ = 気相の容積分率 (m³/m³)

ϕ_0 = 空隙率 (m³/m³)

ϕ = 輻射の方位角 (rad)

ϕ_0'' = 空気-水界面への入射平行光の方位角
(rad)

ϕ'' = 空気-水界面への入射光の方位角 (rad)

第2部 引用文献

- 1) G. P. Mitalas, Calculation of Transient Heat Flow Through Walls and Roofs, ASHRAE Transactions, Vol. 74, pp182-188, (1968)
- 2) 木村, 石川, 屋根表面が湿っている場合の貫流熱取得シミュレーション, 日本建築学会学術講演梗概集, 計画系, pp 141-142, (1971)
- 3) 木村, 石川, 建築壁体の表面が湿っている場合の伝熱機構の簡易解法(その2), 日本建築学会学術講演梗概集, 計画系, pp 481-482, (1978)
- 4) M. S. Sodha, A. K. Khatri, M. A. S. Malik, Reduction of Heat Flux through a Roof by Water Film, Solar Energy, Vol. 20, pp189-191, (1978)
- 5) 森山, 松本, 小坂, 蒸発を有する地面の表面温度について, 日本建築学会学術講演梗概集, 計画系, pp 473-474, (1981)
- 6) A. Steele, Roof Spraying, H.P.A.C. Vol. 40, No. 6, pp122-125, (1968)
- 7) F. F. Stevenson, Roof Spraying, H.P.A.C. Vol. 40, No. 6, pp125-128, (1968)
- 8) J. Molnar, P. E., Poned Roof Cuts 300 Tons off A-C Load, H.P.A.C., Vol. 36, No. 10, pp123-127, (1964)
- 9) 岡田, 中沢, 日射及び外気温データの調和分析に基づく考察, 日本建築学会近畿支部研究報告集, pp 17-20, (1979)
- 10) ASHRAE Handbook of Fundamentals, pp411-413, (1972)
- 11) 石川幸雄, 建築物における湿分を考慮した熱伝達機構に関する研究(その1), 竹中技術研究報告, 第23号, pp 89-105, (1980)
- 12) 銚井修一, モデル建物の省エネルギー設計要領の作成, 昭和54年度報告書, 第4-3章, 財団法人 建築研究所, (1980)
- 13) R. Viskanta, J. S. Toor, Radiative Energy Transfer in Waters, Water Res. Res., Vol. 8, No. 3, pp595-608, (1972)
- 14) R. Viskanta, J. S. Toor, Effect of Multiple Scattering on Radiant Energy Transfer in Waters, J. Geophys. Res., Vol. 78, No. 18, pp3538-3551, (1973)
- 15) R. Viskanta, E. E. Anderson, Heat Transfer in Semitransparent Solids, Advances in Heat Transfer, Vol. 11, pp317-441, (1975)
- 16) 西村, 山口, 平林, 杉山, 赤外線照射による有機溶剤の蒸発—蒸発に及ぼす内部加熱効果—, 化学工学論文集, 第3巻第1号, pp 67-73, (1977)
- 17) 建築設計資料集成1 環境, p 104, 丸善, (1978)
- 18) 銚井修一, 吸水性材料により構成された屋根面からの蒸発による断熱効果について, ハウスクリ

- マ研究ノート, 第7号, pp 33-40, (1981)
- 19) 吉田, 銚井, 多孔質材料の吸水・蒸発を利用した屋根断熱について, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 計画系, pp 125-128, (1981)
 - 20) 松本, 銚井, 三木, 浸透性材料を用いた場合の屋根散水における断熱効果の研究, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 計画系, Vol.22, pp 117-120, (1982)
 - 21) 松本 衛, 建築壁体における熱・水分の同時移動および水分蓄積に関する研究, 博士論文, (1978), 第2部第3章
 - 22) Van der Kooi, Moisture Transport in Cellular Concrete Roofs, Diss. Eindhoven, Uitgeverij Waltman Delft, (1971)
 - 23) 松本, 赤山, 吸湿性材料の非定常結露過程の計算(その1, 数値計算法および初期の吸水過程), 日本建築学会近畿支部研究報告集, 計画系, pp 109-112, (1976)
 - 24) 理科年表, 丸善, (1977)

謝 辞

省エネルギー研究会において御指導を頂いた京都大学名誉教授・前田敏男博士，卒論から終始御指導を頂いた関西大学教授・堀江悟郎博士に感謝の意を表します。

本論文をまとめるにあたって，懇切な御指導をいただいた京都大学教授・松浦邦男博士，寺井俊夫博士に深く感謝の意を表明いたします。寺井教授には，論文の内容・構成の修正はもとより，今後研究すべき問題について御教示いただくことができました。深く感謝いたします。

神戸大学教授・松本衛博士には湿気の研究のいろはからはじまり，論文のまとめまで惜しめない御指導，励ましを頂きました。深く感謝いたします。

筆者の京都大学在籍時代よりゼミにおいて，また機会あるごとに適切なる御助言をいただいた京都大学助教授・中村泰人博士，同・古江嘉弘先生に厚く御礼申し上げます。

又，京都工芸繊維大学教授・故中沢康明博士には種々御教示をいただくことができました。慎んで御冥福を御祈りいたします。

研究の右も左も分らない卒論生の時から，まがりなりにもこのように論文を書くことができるようになるまで，寛大な気持ちをもって御指導を頂いた近畿大学助教授・池田哲朗博士に感謝の意を表します。

京都大学助手・吉田治典，同平岡久司，同松下敬幸氏をはじめとする京都大学環境研究室の方々，京都工芸繊維大学助教授・新田勝通先生，福井大学講師・高橋大武博士，神戸大学熱環境研究室の方々には種々の御援助，御助言を頂きましたことを厚く御礼申し上げます。

吉田明彦，河村 貢，三木太志，兼光信人の諸氏には卒論生として研究を分担頂きました。厚く御礼申し上げます。

なお，本研究の一部は文部省科学研究費の助成を受けた。

