



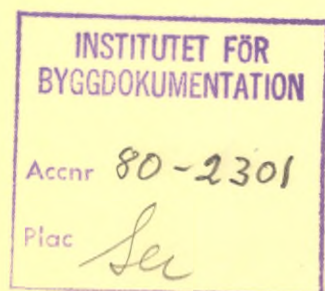
Det här verket har digitaliserats vid Göteborgs universitetsbibliotek och är fritt att använda. Alla tryckta texter är OCR-tolkade till maskinläsbar text. Det betyder att du kan söka och kopiera texten från dokumentet. Vissa äldre dokument med dåligt tryck kan vara svåra att OCR-tolka korrekt vilket medför att den OCR-tolkade texten kan innehålla fel och därför bör man visuellt jämföra med verkets bilder för att avgöra vad som är riktigt.

This work has been digitized at Gothenburg University Library and is free to use. All printed texts have been OCR-processed and converted to machine readable text. This means that you can search and copy text from the document. Some early printed books are hard to OCR-process correctly and the text may contain errors, so one should always visually compare it with the images to determine what is correct.



Värmetransport i jord- och bergarter, konstruktionsmaterial och vätskor

Silas Gustafsson
Ernest Karawacki
Arnold Lundén



R148:1980

VÄRMETRANSPORT I JORD- OCH BERGARTER,
KONSTRUKTIONSMATERIAL OCH VÅTSKOR

Samtidig bestämning av värmekonduktivitet
och -diffusivitet i icke-metalliska material

Silas Gustafsson
Ernest Karawacki
Arnold Lundén

Denna rapport hänför sig till forskningsanslag
790311-8 från Statens råd för byggnadsforskning
till Fysiska institutionen, CTH, Göteborg.

I Byggeforskningsrådets rapportserie redovisar forskaren sitt anslagsprojekt. Publiceringen innebär inte att rådet tagit ställning till åsikter, slutsatser och resultat.

R148:1980

ISBN 91-540-3390-X

Statens råd för byggnadsforskning, Stockholm

LiberTryck Stockholm 1980 058032

INNEHÅLL

	BETECKNINGAR	5
	FÖRTECKNING ÖVER TABELLER	5
	SAMMANFATTNING	7
1	VÄRMEDIFFUSIVITET, - KONDUKTIVITET, -KAPACITIVITET	9
2	EN ICKE-STATIONÄR METOD MED VÄRMD METALL- REMSA (THS-METODEN).	11
2.1	Principen	11
2.2	Jämförelse med ett par andra icke- stationära metoder	13
3	EXPERIMENT MED THS-METODEN	15
3.1	Mättekniken	15
3.2	Några exempel på resultat för olika slags material	16
3.3	Variant med förångat metallskikt	21
3.4	Material med riktningsberoende värmeled- ning	22
3.5	Tillämpningar på jord- och bergarter	22
3.6	Tillämpningar på diverse konstruktions- material	23
3.7	Tillämpningar på vätskor	23
3.8	Anpassning av THS-metoden för mätning i fält	23
3.9	Samordning med andra forskningsprojekt	24
	BILAGA 1 Teori för THS-metoden	25
	REFERENSER	31

BETECKNINGAR

a	värmediffusivitet, temperaturledningsförmåga
c	värmekapacitivitet per volymsenhet
c_p	värmekapacitivitet (per viktsenhet), specifikt värme
d	metallremsans bredd
h	metallremsans längd
I	strömsstyrka
R	resistans
T	temperatur
t	tid
U	spänning
α	resistivitetens temperaturkoefficient
λ	värmeledningsförmåga
v	metallremsans tjocklek
ρ	densitet (huvudtexten)
ρ	resistivitet (bilaga 1)

B, C, $P(\sqrt{t})$ och S betecknar funktioner och parametrar definierade i avsnitt 2.1 och bilaga 1.

TABELLER

- 3.1 Värmetransportegenskaper hos vatten i rumstemperatur.
- 3.2 Värmetransportegenskaper hos glycerol (glycerin) vid rumstemperatur
- 3.3 Värmetransportegenskaper hos smält kvarts (Homosil)
- 3.4 Värmetransportegenskaper hos granit vid rumstemperatur
- 3.5 Värmetransportegenskaper hos en lera vid rumstemperatur
- 3.6 Termiska egenskaper hos smält kvarts (Homosil) undersökta med hjälp av ett förångat metallskikt

SAMMANFATTNING

En ny metod, kallad THS-metoden, har utvecklats, som gör det möjligt att samtidigt mäta såväl värmekonduktiviteten (värmeledningsförmågan) som -diffusiviteten hos icke metalliska material. Därigenom kan man också bestämma värmekapacitiviteten (specifika värmnet), om den inte är känd tidigare för materialet ifråga. Alternativt kan man jämföra den erhållna värmekapacitiviteten med kända data för att därigenom kontrollera att de erhållna konduktiviteterna och diffusiviteterna är tillförlitliga. De flesta andra metoder ger enbart en storhet, vanligen konduktiviteten, och man har därför inte samma kontrollmöjlighet som med THS-metoden.

Metoden bygger på att man studerar hur den elektriska resistansen ändras, då ström skickas genom en metallremsa, som omges av provmaterialet. Man kan välja olika varianter på metoden beroende på vad som är lämpligast för ett visst material. Man kan således pressa en metallremsa mellan två skivor av provmaterialet, gjuta materialet kring en metallremsa (lämpligt för material, som framställs genom att två komponenter i flytande form blandas och stelnar), förånga ett tunt metallskikt på ytan av ett prov osv. THS-metoden är användbar även för material med en riktighetsberoende värmeledningsförmåga såsom trä.

För vissa undersökningar kan endast en av de utvecklade teknikerna komma ifråga, medan det i andra fall enbart är en praktisk fråga vilket alternativ som man väljer.

För att prova tillförlitligheten hos THS-metoden har mätningar utförts på olika slags fasta och flytande material. Ifråga om vätskor har vi provat med vatten och glycerol och fått en mycket god överensstämmelse med litteraturdata. Vi har använt två olika varianter av metoden (metallremsa mellan två plattor resp. ett förångat metallskikt på en provplatta) för mätningar på en kvartskvalitet, som vi även har undersökt medelst en optisk metod. Ifråga om värmekonduktiviteten gav de tre mätningarna samma resultat: $1,419 \pm 0,007$, $1,420 \pm 0,002$ resp. $1,42 \text{ W/m K}$, medan avvikelserna var mindre än 1 % beträffande värmediffusivitet ($8,66 \times 10^{-7}$, $8,63 \times 10^{-7}$ resp. $8,68 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$). Våra mätningar på en granit kontrollerades genom att en annan institution gjorde en direkt bestämning av värmekapacitiviteten, som jämfördes med kvoten mellan våra värden för konduktiviteten och diffusiviteten.

THS-metoden har använts på olika material, som externa uppdragsgivare har varit intresserade av. En vattenglykolblandning avsedd för solfångare har undersökts. Vi har undersökt såväl ett keramiskt material med ovanligt hög värmeledningsförmåga som ett material avsett för termisk isolering. I båda dessa fall skall mätningarna utsträckas till höga temperaturer. Vi har hittills i första hand inriktat oss på tillämpningar på jord- och bergarter, där vi har samarbetat med geologer och geotekniker, vilka är engagerade i projekt avseende värmeutvinning och -lagring. En teknik har

utvecklats för att placera metallremsan inne i en lera. THS-metoden har befunnits användbar för att följa hur värmekonduktiviteten och -diffusiviteten ändras då temperaturen hos en bergart eller en lera varierar. Preliminära undersökningar har gjorts av i vad mån värmetransportegenskaperna hos en lera påverkas av upprepade närfrysningar och upptiningar.

THS-metoden har hittills endast använts på laboratoriet, men den bör kunna användas för mätningar i fält.

1 VÄRMEDIFFUSIVITET, -KONDUKTIVITET, -KAPACITIVITET

Utvecklingen på energiområdet har medfört ett ökat behov av information om värmetransportegenskaperna hos olika material. Följande exempel kan nämnas:

- a) Inom byggnadsindustrin efterfrågas nya isolerande material.
- b) Inom geologin och geotekniken har det uppstått ett mycket stort behov av tillförlitliga data på värmetransportegenskaperna hos såväl lösa jordarter som hos fast berg t.ex. i samband med värmepanläggningar, lagring av radioaktivt avfall, bergrum för lagring av varmvatten eller flytande naturgas, geotermisk värme o.s.v.
- c) Energilagring i material med hög lagringskapacitet (per vikts- eller volymsenhet), såväl dygnslagring (solvärmesystem) som säsongslagring (kemiska värmepumpar).

Det är tre storheter som är av intresse i detta sammanhang:

Under en period av uppvärmning eller avkylning behöver man känna värmediffusiviteten (temperaturledningsförmågan) a . Denna parameter anger hur snabbt en temperaturändring fortplantas genom materialet. Enheten i SI-systemet är m^2/s .

När det stationära tillståndet väl har uppnåtts, dvs när temperaturen i varje punkt är oberoende av tiden, är det värmekonduktiviteten (värmeledningsförmågan) λ , som är den viktiga storheten, eftersom den anger hur mycket värme som transporteras genom materialet per tidsenhet. Enheten i SI-systemet är $W/m K$.

Sambandet mellan a och λ ges av

$$\lambda = a \cdot c \quad \text{där } c = c_p \rho \quad (1)$$

c_p = värmekapacitiviteten (specifika värmet)
SI-enhet: $J/kg K$. ρ = densiteten (kg/m^3)

c anger hur mycket värmeenergi man kan lagra eller utvinna genom att ändra temperaturen hos en volymsenhet av materialet en grad. SI-enhet: $J/m^3 K$. Storheten c är således värmekapacitiviteten per volymsenhet. Det är skäl att lägga märke till att det är den storheten, som fås vid våra experiment, medan man vid kalorimetriska mätningar istället får värmekapacitiviteten per viktsenhet, c_p .

En mätning av två av de tre parametrarna a , λ , c ger således information om de mest fundamentala och tekniskt betydelsefulla värmeegenskaperna hos ämnet. Det finns ett stort antal metoder för att studera värmetransport i olika material, men de ger vanligen en enda av de nämnda parametrarna, medan det givetvis är önsk-

värt att kunna mäta två av storheterna samtidigt. Detta ger nämligen en möjlighet att bedöma tillförlitligheten. En direkt mätning av a kräver icke-stationära förhållanden i materialet; bestämning av λ kräver å andra sidan en stationär temperaturfördelning, medan c_p bestäms med en helt annan mätteknik (kalorimetri).

2 EN ICKE-STATIONÄR METOD MED VÄRMD METALLREMSA (THS-METODEN)

2.1 Principen

En vid Fysiska institutionen, Chalmers tekniska högskola, utvecklad metod kallas THS-metoden, där namnet utgör en förkortning av den engelska benämningen transient hot strip. Den är en av de få metoder med vilken både a och λ och därmed även c kan bestämmas i ett enda försök. Metoden är anpassad för mätningar i alla ämnen (fasta, flytande och gaser) med låg elektrisk ledningsförmåga.

En viktig fördel med THS-metoden är att själva mätproceduren bara tar några sekunder. Vid mätningar på gaser och vätskor är detta betydelsefullt, eftersom det innebär att konvektionen kan försummas. Då temperaturhöjningen i folien är låg ($<0,5$ K), kan vi även bortse från strålningsförluster om mätningarna genomförs vid temperaturer under 900 K.

Metoden bygger på följande princip (Gustafsson, Karawacki, Khan 1979). En mycket tunn metallremsa (ungefär 10μ tjock) förs i kontakt med det studerade materialet. Denna metallremsa utnyttjas både som värmekälla och som resistanstermometer. Vid mätningar i gaser och vätskor placeras remsan direkt in i det undersökta materialet. Vid mätningar i fasta kroppar kläms remsan mellan två noga polerade ytor av samma material.

När en konstant elektrisk ström ledes genom remsan, utvecklas värme inne i den, varvid temperaturen och därmed resistansen hos remsan ökar. Denna temperaturökning beror på hur snabbt det i remsan utvecklade värmets ledes bort genom det omgivande materialet. Om det omgivande materialet är en dålig värmeledare kommer det mesta av värmets att stanna i omedelbar närhet av remsan och dess resistans kommer att stiga betydligt. Om materialet däremot är en bra värmeledare, kommer resistansändringarna i remsan att bli mindre.

Uppvärmningen sker under 5 å 10 s och spänningen U_t över remsan registreras under denna tid med hjälp av en digitalvoltmeter, som överför mätdata direkt till en datoranläggning. Eftersom strömstyrkan är konstant, är U_t proportionell mot remsans resistans, och vi får en ökning av U_t under tiden närmast efter det att strömmen har kopplats på. Problemet är att beräkna diffusiviteten a och värmeledningsförmågan λ för det omgivande materialet med kännedom om U_t 's variation med tiden.

Om vi med R_0 betecknar remsans ursprungliga resistans blir resistansen vid tiden t efter uppvärmningens början:

$$R_t = R_0 (1 + \alpha \Delta T_t)$$

Här är α resistivitetens temperaturkoefficient och ΔT_t är temperaturändringen i remsan efter tiden t . Efter som $U = RI$, där I är den konstanta strömstyrkan och U är den uppmätta spänningen över remsan, får vi att:

$$U_t = U_0 (1 + \alpha \Delta T_t), \quad U_0 \text{ spänningen vid tiden } t = 0$$

För de flesta metaller är α en noggrant bestämd storhet. ΔT_t beräknar man genom att lösa den allmänna värmeledningsekvationen med de aktuella randvillkoren. (Lösningar av värmeledningsekvationen för ett stort antal typfall finns i olika handböcker, såsom Carslaw och Jaeger 1959).

Beräkningarna ger (se bilaga 1):

$$U_t = U_0 \left| 1 + \frac{\alpha I U_0}{2h\lambda\sqrt{\pi}} P(B\sqrt{t}) \right| \quad (2)$$

$$\text{där } B = \frac{2\sqrt{a}}{d} \quad (3)$$

d = remsans bredd

h = remsans längd

medan $P(B\sqrt{t})$ kan beräknas för givna B och t enligt

$$P(B\sqrt{t}) = E\sqrt{t}\text{erf}(1/B\sqrt{t}) - B^2t\{1 - \exp(-1/B^2t)\} + \\ + 1/\sqrt{4\pi}\{-Ei(-1/B^2t)\}$$

$$\text{där } \text{erf}(u) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^u \exp(-u^2) du$$

$$\text{och } -Ei(-v) = \int_0^\infty v^{-1} \exp(-v) dv$$

Ekvationen (2) kan skrivas

$$U_t = U_0 + C \cdot P(B\sqrt{t})$$

där

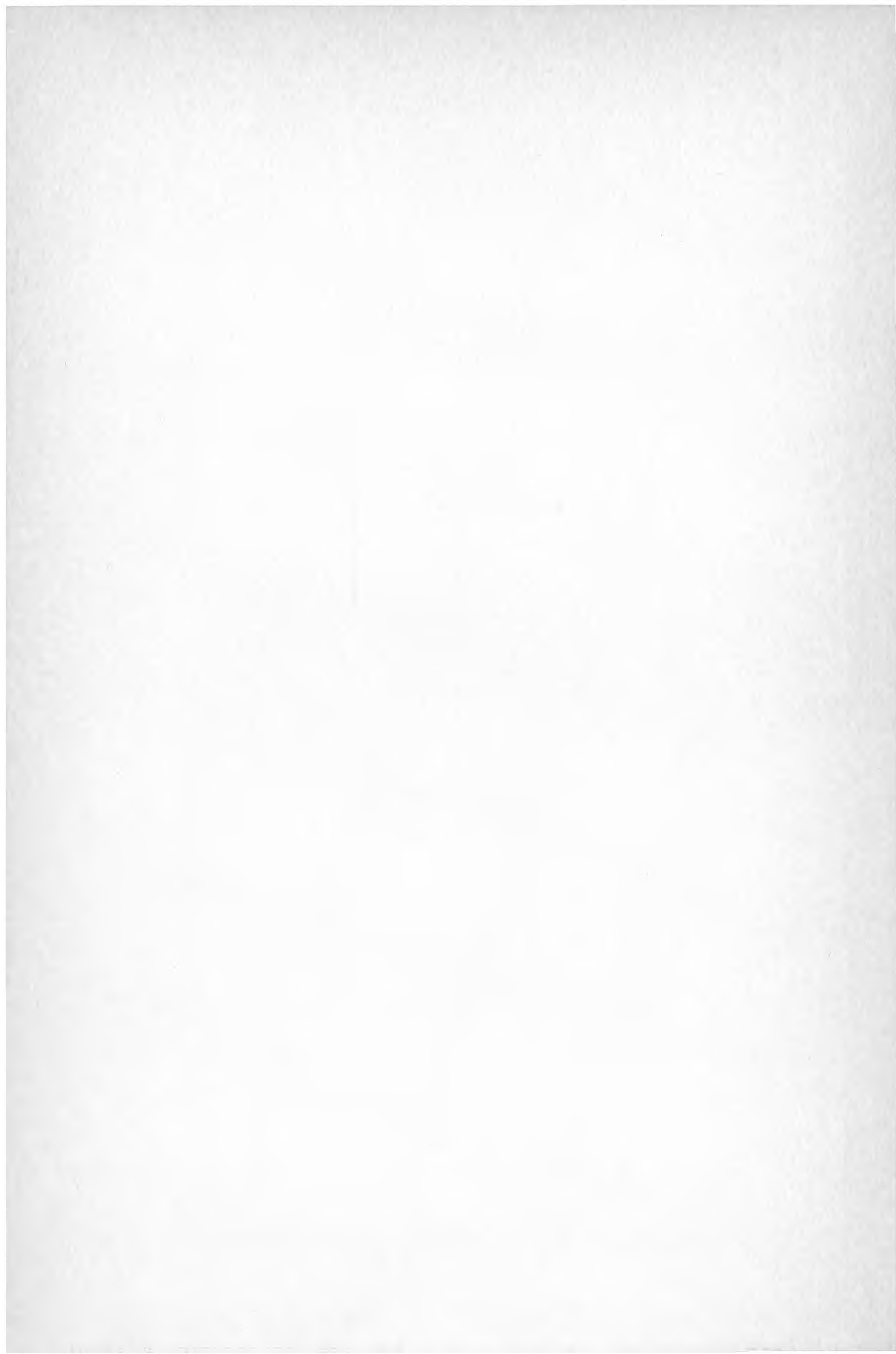
$$C = \frac{\alpha I U_0^2}{2h\lambda\sqrt{\pi}} \quad (4)$$

Det betyder att man för det rätta värdet på B har ett rätlinjigt samband mellan U_t och $P(B\sqrt{t})$. I princip behöver man alltså pröva olika B och korresponderande $P(B\sqrt{t})$ tills man erhåller en bästa anpassning av de experimentella U_t - och beräknade $P(B\sqrt{t})$ -värdena till en rät linje. När det rätta B är funnet kan diffusiviteten beräknas enligt ekvationen (3) om remsans bredd är känd. Värmeledningsförmågan beräknas genom att utnyttja skärningspunkten U_0 och lutningen C av den rätta linjen enligt ekvationen (4). Förutsättningen är att α , h och I är kända. Värmekapacitiviteten kan sedan beräknas ur ekvationen (1).

2.2 Jämförelser med ett par andra icke-stationära metoder.

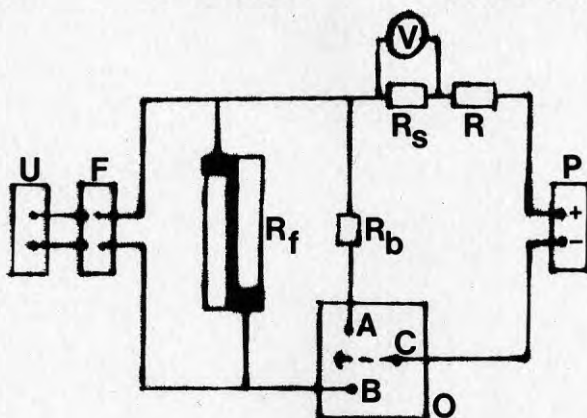
Det är att lägga märke till att förutsättningen för att man skall kunna få ut både konduktiviteten och diffusiviteten ur samma experiment är att folien har en begränsad bredd. Om den hade varit oändligt bred, hade man inte haft någon temperaturgradient i den riktningen (y-riktningen i figuren i bilaga 1), och då skulle experimentet endast ge en av parametrarna. Så blir också fallet, om bredden är mycket liten, då man går mot gränsfallet oändligt tunn tråd. Man har i ganska stor utsträckning använt sig av olika varianter av den icke-stationära (transienta) metoden med en uppvärmd tunn tråd för undersökningar av vätskor och gaser. När det gäller fasta ämnen är tunntrådsmetoden tillförlitlig endast då provmaterialet kan gjutas kring den tunna tråden på ett tillfredsställande sätt, eftersom man har svårt att få en fullgod termisk kontakt mellan tråden och provet, om man exempelvis klämmer fast tråden mellan två skivor av provet. Ytan hos värmekällan blir av en helt annan storleksordning, när man använder sig av en metallremsa, och det blir då betydligt lättare att få en tillfredsställande termisk kontakt mellan prov och värmekälla. Vid det vanliga utförandet ger tunntrådsmetoderna endast en storhet. Det har dock på sistone utvecklats en varmtråds metod, som gör det möjligt att bestämma både konduktiviteten och diffusiviteten. Man utnyttjar nämligen det förhållandet att tråden har en viss tjocklek, vilket betyder att det finns en temperaturgradient i radiell led. Förutsättningarna är dock att man har en mycket mera komplicerad elektronikutrustning än vad som behövs för THS-metoden (Sandberg, Andersson och Bäckström 1977)

Vi har tidigare utvecklat en icke-stationär metod med en värmd metallremsa som värmekälla, varvid vi använde oss av optisk interferometri för att kunna bestämma både konduktiviteten och diffusiviteten. Metoden användes ursprungligen för att studera vätskor (Gustafsson 1967) och den modifierades senare för undersökningar av genomskinliga fasta ämnen (Gustafsson, Hamdami och Karawacki 1979). För att man skall kunna bestämma både konduktiviteten och diffusiviteten med den optiska metoden, måste man känna temperaturberoendet hos brytningsindex med tillräckligt stor noggrannhet.



3 EXPERIMENT MED THS-METODEN

3.1 Mättekniken



Figur 3.1 Principskiss för mätupställningen. R_f motsvarar den under mätningen varierande resistansen hos metallremsan, som befinner sig mellan två provkroppar. Resistansen R skall vara tillräckligt stor för att strömmen skall förbli konstant. F är en differentialsförstärkare och U en precisionsdigitalvoltmeter, som är direktansluten till en dator.

Mätupställningen visas i figur 1. De angivna siffervärdena svarar mot vår prototyp. P är en effektkälla RACPAC 600 med ett inställbart spänningsuttag mellan 0 och 60 V. Storleken av den konstanta strömstyrkan (i detta fall mellan 1A och 3A) bestäms av den totala resistansen i kretsen och den inställda utspänningen. R_f representerar metallremsans motstånd ($< 0,1\Omega$) medan R är ett konstant motstånd som är av storleksordningen 100 gånger större än R_f . Eftersom resistansen R_f är mycket liten i förhållande till resistansen R , kommer inte den av uppvärmningen förorsakade ändringen av R_f (som ger en spänningsändring i mikrovoltområdet) att ge någon påvisbar ändring av strömstyrkan. För att ställa in den önskade strömstyrkan placeras omkopplare O i läget AC, så att strömmen går genom resistansen R_b , som är lika stor som resistansen R_f . Strömstyrkan avläses på digitalvoltmetern V (HP 3437A), som ligger parallellt med standardmotståndet $R_s = 1\Omega$.

Vid tiden $t = 0$ slår man om omkopplaren O i lägen BC. R_b bortkopplas och strömmen börjar gå genom metallremsan. Eftersom remsans resistans R_f ökar endast obetydligt, blir ändringarna i spänningen U_t över remsan också små, ca 10^{-4} à 10^{-6} V. För att uppnå en så god noggrannhet som möjligt i avläsningarna används en differentialsförstärkare F . Man väljer en lämplig

reduceringsspänning (offset) på differentialförstärkaren F på så sätt att den resterande spänningen mellan U_t och offseten efter 10 gångers förstärkning kan mätas på det känsligaste området hos precisionsdigitalvoltmetern U (HP 3455A), som i sin tur är direkt ansluten till en datoranläggning (HP 9825A). Datorn styr tidpunkterna då avläsning skall ske och lagrar mätdata i minnet.

När mätserien är avslutad, kombinerar datorn de avlästa värdena på U_t med olika uppsättningar av $P(B\sqrt{t})$ tills man har uppnått den bästa anpassningen till en rät linje. Därefter beräknas värmekonduktiviteten λ , -diffusiviteten a och -kapacitiviteten per volymsenhet c .

3.2 Några exempel på resultat för olika slags material.

För att pröva tillförlitligheten av THS-metoden har vi genomfört mätningar på några material för vilka man känner värmeledningsförmågan och värmekapacitiviteten. Vi har dessutom demonstrerat att metoden kan användas för många olika slags material, som skiljer sig avsevärt i fråga om de fysikaliska egenskaperna. Förutsättningen för att metoden skall kunna användas för ett material är givetvis att dess elektriska ledningsförmåga skall vara låg i jämförelse med metallremsans. För att få en uppfattning om mätnoggrannheten har vi gjort upp till ett tjugotal mätningar på samma provkropp. En del av resultaten har publicerats i annat sammanhang (Gustafsson, Karawacki och Khan 1979, Gustafsson och Karawacki 1979).

Tabell 3.1 Värmetransportegenskaper hos vatten vid rumstemperatur.

	Värmekonduktivitet W/m K	Värmediffusivitet $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	Värmekapacitivitet per volymsenhet $\text{MJ}/\text{m}^3\text{K}$
	0,5999	1,4463	4,148
	0,6032	1,4604	4,130
	0,6039	1,4298	4,224
	0,6035	1,4306	4,219
	0,6025	1,4046	4,142
	0,6039	1,4134	4,273
	0,6089	1,4555	4,183
	0,5990	1,4380	4,166
Medelvärde	0,6031	1,4411	4,186
Standardavvikelse	0,0011	0,0057	0,009

De erhållna resultaten överensstämmer väl med de allmänt accepterade tabellvärdena för vatten $\lambda = 0,60$ W/m K och $c_p = 4,18$ kJ/kg K (TEFYMA, 1971), vilket motsvarar $4,18$ MJ/m³K.

Tabell 3.2 Värmetransportegenskaper hos glycerol (glycerin) vid rumstemperatur.

Temperatur °C	Värmekonduktivitet W/m K	Värmediffusivitet 10^{-8} m ² /s	Värmekapacitet per volymenhet MJ/m ³ K
20,5	0,2966	9,72	3,05
20,5	0,2759	9,23	2,99
20,6	0,2907	9,45	3,08
20,7	0,2835	8,98	3,16
22,1	0,2872	10,39	2,76
22,0	0,2847	8,84	3,22
21,9	0,2783	8,36	3,33
21,6	0,2903	10,61	2,74
20,7	0,2840	9,20	3,09
20,7	0,2841	9,46	3,00
Medelvärde	0,2855	9,42	3,04
Standardavvikelse	0,0019	0,22	0,06

Detta kan jämföras med tabelldata (TEFYMA, 1971) för glycerol $\lambda = 0,28$ W/m K, $c_p = 2,43$ kJ/kg K och $\rho = 1,270$ kg/dm³, vilket motsvarar $c = 3,09$ MJ/m³K. Bryngdahl (1962) använde en optisk varmtrådsmetod för att bestämma både konduktiviteten och diffusiviteten.

Vi har provat metoden på olika slags fasta material. Vi återger här resultaten för kvarts, granit och en lera.

De använda kvartsplattorna hade tidigare undersökts med vår optiska metod (Gustafsson, Hamdami och Karawacki, 1979). De då erhållna resultaten anges i botten av tabell 3.3. Överensstämmelsen är som synes utomordentligt god.

Tabell 3.3 Värmetransportegenskaper hos smält kvarts (Homosil)

Temperatur °C	Värmeledning W/m K	Värmediffu- sivitet $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	VärmeKapaci- tivet per volymenhet $\text{MJ}/\text{m}^3\text{K}$
20,7	1,415	9,05	1,56
20,8	1,390	7,91	1,76
20,7	1,427	8,68	1,64
20,8	1,452	9,07	1,60
20,8	1,417	8,40	1,69
20,6	1,435	8,84	1,62
20,7	1,401	8,16	1,72
21,0	1,417	9,20	1,54
Medelvärde	1,419	8,66	1,64
Standard- avvikelse	0,007	0,17	0,03
Optisk metod	1,42	8,68	1,63

Tabell 3.4 Värmetransportegenskaper hos granit vid rumstemperatur

	Värmeledning W/m K	Värmediffu- sivitet $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	Värmekapaci- tivet per volymenhet $\text{MJ}/\text{m}^3\text{K}$
	3,673	1,584	2,32
	3,687	1,455	2,53
	3,679	1,450	2,54
	3,686	1,506	2,45
	3,702	1,558	2,38
	3,699	1,511	2,45
	3,673	1,511	2,43
	3,721	1,511	2,46
	3,738	1,671	2,24
	3,648	1,558	2,34
	3,642	1,475	2,47
	3,655	1,491	2,45
	3,690	1,709	2,16
	3,699	1,634	2,26
	3,732	1,714	2,18
	3,679	1,563	2,35
	3,638	1,486	2,45
	3,651	1,471	2,48
	3,635	1,419	2,56
Medelvärde	3,680	1,541	2,39
Standard- avvikelse	0,007	0,020	0,03

Olika graniter skiljer sig mycket ifråga om värmeledningseffekten men mindre ifråga om värmekapacitet. Ifråga om den av oss undersökta graniten har en direkt bestämning av c_p gjorts vid geologiska institutionen, varvid överensstämmelsen var mycket god med vårt beräknade värde. Det finns i litteraturen värden för värmeledningseffekten hos granit liggande mellan 2 och 4 W/m K.

Tabell 3.5 Värmetransportegenskaper hos en lera vid rumstemperatur

	Värmelednings- koefficient W/m K	Värmediffu- sivitet $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	Värmekapaci- tativitet per volymenhet $\text{MJ}/\text{m}^3\text{K}$
	1,153	3,158	3,651
	1,143	3,219	3,551
	1,123	3,223	3,484
	1,117	3,238	3,450
	1,181	3,407	3,466
	1,171	3,172	3,692
	1,186	3,292	3,603
	1,132	2,949	3,839
	1,162	3,289	3,533
	1,196	3,472	3,445
	1,192	3,435	3,470
	1,162	3,226	3,602
	1,170	3,200	3,656
	1,194	3,360	3,554
	1,163	3,086	3,769
	1,184	3,388	3,495
Medelvärde	1,164	3,257	3,579
Standard- avvikelse	0,006	0,034	0,030

Det är mycket viktigt med god termisk kontakt mellan provet och metallremsan. I exemplen ovan med kvarts och granit hade provkropparna slipats noga. För somliga material är det möjligt att placera metallremsan vertikalt i en vätska, som får stelna kring remsan. Det kan vara fråga om material, som har en låg smältpunkt, men det kan också vara sådana som framställs genom att två vätskor, kallade bas och härdare, blandas i bestämda proportioner, vilket utlöser en polymeriseringsreaktion, som leder till att materialet stelnar. Vi valde att studera epoxilimmet Araldit (Gustafsson, Karawacki och Khan 1979), som hade undersökts något tidigare av andra forskare.

3.3 Variant med förångat metallskikt.

För många material, såsom kvarts och granit, krävs det ett omfattande arbete för att få ytan tillräckligt plan för att man skall vara säker på att få en god termisk kontakt. Det kan då vara enklare att förånga ett tunt metallskikt på ena ytan av en provkropp. (Det är mycket vanligt att man inte säger tunt skikt utan talar om en tunn film p g a påverkan från engelskan.) Man får då automatiskt en god termisk kontakt. I detta fall kommer "remsan" att ha provmaterialet bara på ena sidan, vilket betyder att IU /2 skall utbytas med IU₀ i ekvationerna (2) och (4). För att minska värmeförlusterna från metallskiktets fria yta bör mätningarna utföras i vakuum. Man eliminerar då förluster p g a konvektion i luften och har endast strålningsförlusterna, som är helt försumbara vid måttliga temperaturer.

Eftersom det förångade skiktet är betydligt tunnare än en metallremsa, kommer resistansen R_p , och därmed även den registrerade spänningsskillnaden, att bli större än vid det första utförandet av THS-metoden. En komplikation med förångningsmetoden är att man måste bestämma resistansens temperaturberoende för det tunna metallskiktet, eftersom temperaturkoefficienten inte är densamma för ett tunt skikt som för tjockare remsor. Man kan förvänta sig att absolutfelet blir mindre när man arbetar med ett förångat skikt, eftersom man får en större likhet med den oändligt tunna värmekälla, som teorin räknar med. I tabell 3.6 visas resultatet av en undersökning av smält kvarts (Homosil), där vi använde samma provkroppar som vid den tidigare undersökningen. Det förångade silverskiktet hade längden 66 mm, bredden 7,79 mm och en tjocklek av ungefär 0,0006 mm. Som synes vid en jämförelse med tabell 3.3 är överensstämmelsen mycket god mellan resultaten enligt de två olika varianterna av THS-metoden.

Tabell 3.6 Termiska egenskaper hos smält kvarts (Homosil) undersökta med hjälp av ett förångat metallskikt

Temperatur °C	Värmelednings- förmåga W/m K	Värmediffu- sivitet $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	Värme- kapacitet per volymenhet MJ/m ³ K
20,5	1,423	8,59	1,66
20,5	1,424	8,62	1,65
14,9	1,412	8,58	1,65
15,5	1,413	8,58	1,65
16,4	1,424	8,71	1,63
18,0	1,424	8,67	1,64
Medelvärde	1,420	8,63	1,65
Standard- avvikelse	0,002	0,02	0,004

Varianten med ett förångat skikt gör det möjligt att använda THS-metoden även för material, för vilka det är omöjligt, eller åtminstone mycket svårt, att åstadkomma en tillräckligt plan yta för att man skall kunna få god termisk kontakt med en värmd metallremsa. Detta är fallet för diverse byggnadsmaterial av plast. Vi har utvecklat ett förfarande för att anbringa elektriska kontakter till det förångade metallskiktet, vilket behövs för strömtillförsel och spänningsmätning såväl som för den erforderliga bestämningen av resistivitetens temperaturberoende. Vi har konstruerat en vakuumkammare försedd med ugn för att kunna utnyttja förångade skikt även vid höga temperaturer.

3.4 Material med riktningsberoende värmeledning.

För många material är värmekonduktiviteten olika i olika riktningar. Detta är fallet för anisotropa kristaller. Ett exempel är kvarts för vilket konduktiviteten är 88 % större i c-axelns riktning än längs a-axeln. Vi håller för närvarande (sommaren 1980) på med en undersökning av värmetransporten i kvarts över ett stort temperaturintervall.

Det är känt att trä uppvisar en betydligt högre värmekonduktivitet längs än tvärs fibrerna. Vi har gjort preliminära mätningar med furu, som bekräftar att THS-metoden kan användas för trä och träprodukter.

3.5 Tillämpningar på jord- och bergarter.

I avsnittet 3.2 gavs data för en granit och för en lera såsom exempel på reproducerbarheten hos mätningar med THS-metoden. Ifråga om jord- och bergarter samarbetar vi med geologer och geotekniker vid CTH, där det som bekant finns en speciell jordvärmegrupp bestående av forskare vid flera institutioner. Eftersom noggrann kännedom om olika jord- och bergarters egenskaper är av fundamental betydelse för projektering och optimering av olika system för värmeutvinning och -lagring, ombads vi att ta upp fyra olika problem:

- Vi har anpassat THS-metoden för mätning av lerors förmåga att transportera och lagra värme. Vi har för detta ändamål utvecklat ett förfarande att placera metallremsan inne i leran och genomföra mätningarna. Tekniken ifråga har hittills endast utnyttjats i laboratoriet, se avsnitt 3.8 nedan.
- Vi har visat att THS-metoden har en tillräckligt god noggrannhet för att man skall kunna påvisa skillnader ifråga om värmeledning och -lagring mellan berg- och jordarter av samma typ men med något avvikande sammansättning. Som exempel kan nämnas olika slags granit och leror från olika orter i Sverige.
- Våra mätningar på olika bergarter (granit, marmor, kvarts) och på leror har visat att man med THS-

metoden kan följa hur värmekonduktiviteten och -diffusiviteten ändras, då provets temperatur varierar.

- Vidare har vi tagit upp frågan om i vad mån värmetransportegenskaperna hos leror påverkas av upprepade närfrysningar och upptiningar. De preliminära resultaten pekar på att förändringar förekommer. Detta kan hänföras till ändringar av lerans struktur (Fredén 1979).

Geologerna är också intresserade av mätningar på bergarter med anisotropa egenskaper, jfr avsnitt 3.4 ovan.

3.6 Tillämpningar på diverse konstruktionsmaterial.

Vi har undersökt värmetransportegenskaperna hos ett par material, som vi har fått från externa uppdragsgivare. I ett fall rörde det sig om ett keramiskt material med en för icke-metalliska material extremt hög värmeledningsförmåga. I ett annat fall var det istället ett isolationsmaterial med ovanligt låg värmeledningsförmåga. Vi har hittills endast gjort mätningar vid rumstemperatur, men det är i båda fallen avsikten att gå upp i temperatur till omkring 1000°C.

3.7 Tillämpningar på vätskor.

För dimensionering av solfångare erfordras data om värmetransportegenskaperna och -kapacitiviteten hos olika vätskor. Vi har undersökt en vatten-glykolblandning på begäran av institutionen för installationsteknik vid CTH.

3.8 Anpassning av THS-metoden för mätning i fält.

I många sammanhang kan man inte helt förlita sig på värmetransportdata från laboratorieförsök. En nyligen utvecklad fältmetod (Sundberg 1979) ger både värmekonduktiviteten och -diffusiviteten, men det finns ett behov av ytterligare fältmetoder. THS-metoden bör kunna anpassas för bruk såväl utom- som inomhus. Det största problemet i sådana sammanhang torde vara hur man skall anbringa metallremsan på materialet, som skall undersökas. Vi har provat att fästa remsan vid materialet med hjälp av ett mycket tunt lager av lim. Ifråga om granit, marmor och några keramiska material kom de uppmätta värmekonduktiviteter och -diffusiviteter att avvika högst 5 % från de accepterade värdena. Resultatet var beroende av hur tunt limskiktet var. Tekniken fungerade dock ej bra ifråga om plaster. Detta beror på att limmet bindes så starkt till plasten att det inte går att stryka ut limmet till ett så tunt lager att dess inflytande på mätresultaten är försumbar. Vi har ett förslag till en alternativ metod, som bör kunna användas fältmässigt för kontakten mellan metallremsan och leror, vätskor, plast etc. Det återstår dock såväl ytterligare teoretisk analys som

praktiska försök, innan man kan säga hur väl metoden ifråga kan fungera.

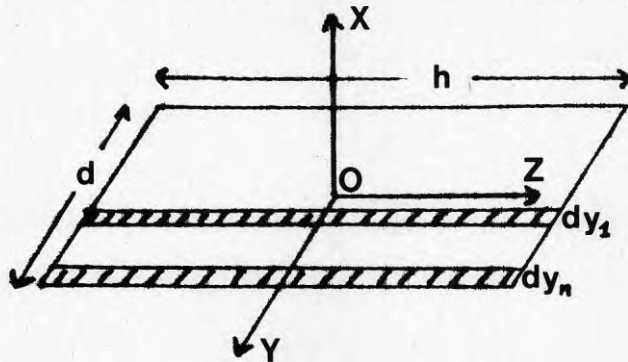
Den vidare utvecklingen av fältmässiga varianter av THS-metoden ligger utanför det nu avslutade projektet.

3.9 Samordning med andra forskningsprojekt

Vårt anslag från BFR nr 790311-8 avsåg studier av värmetransporter i skilda jord- och bergarter. Dessa undersökningar har redovisats i avsnitt 3.5 ovan. Betydande delar av metodutvecklingen har legat utanför BFR-projektet. Således har arbetet med varianten med ett förångat metallskikt stötts av Axel och Margaret Ax:son Johnsons Stiftelse för allmännyttiga ändamål. Ett par delprojekt har utförts såsom led i ett samarbete med forskare vid Quaid-i-Azam University i Islamabad, Pakistan. (Arbetet där stödes av UNESCO/UNDP och stöd har också erhållits från det internationella seminariet i Uppsala och från Kungl. och Hvitfeldtska Stipendieinrättningen.)

BILAGA 1 Teori för THS-metoden

Vi väljer koordinatsystemet på så sätt att origo 0 ligger i centrum av en remsa med z-axeln i längdriktningen och x-axeln liggande vinkelrätt mot ytan (se figur). Remsans längd är h, bredden d och tjockleken v. Den elektriska strömmen antas flyta längs z-axeln.



Figur Bl.1 Metallremsan med inlagt koordinatsystem. Remsan antages bestå av tunna strimlor med bredden dy. Strimlorna betecknas 1, 2 n räknat från mitten och utåt.

Vi kan först konstatera att vi får en temperaturgradient i y-led med temperaturmaximum i mitten. Detta förstås intuitivt om vi tänker oss att remsan består av tunna strimlor med bredden dy. Från varje strimla har vi ett värmefflöde såväl i x-led till omgivningen som i y-led till angränsande strimlor. Varje strimla både avger värme till de intilliggande strimlorna och mottar värme från dessa. Den yttersta strimlan, som vi betecknar med dy_n , skiljer sig från de övriga däri att den mottar värme endast från en sida. Detta resulterar i ett nettoflöde av värme i y-riktningen. Av symmetriskäl in ses att temperaturen blir högst i den mittersta strimlan, dy_1 . Detta betyder att resistansen är högst i dy_1 -strimlan och lägst i dy_n -strimlan. För en strimla på avståndet y från centrum kan resistansen uttryckas som

$$dR(T) = \rho(T)h/(vdy) \quad (1)$$

där

$$\rho(T) = \rho(T_0) \{1 + \alpha[T(y,t) - T_0]\} \quad (2)$$

$\rho(T)$ är remsans resistivitet vid temperaturen T, α är resistivitetsens temperaturkoefficient, $T(y,t)$ är temperaturen efter tiden t hos strimlan ifråga, och T_0 är den ursprungliga temperaturen. Den totala resistansen kan beräknas enligt $1/R = 1/dR_1 + 1/dR_2 + \dots$ eller om vi

Övergår till integrering

$$\frac{1}{R} = \frac{v}{h\rho(T_0)} \int_{-d/2}^{d/2} \frac{dy}{1 + \alpha\Delta T(y,t)} \quad (3)$$

där ekvationerna (1) och (2) har utnyttjats. $\Delta T(y,t) = T(y,t) - T_0$. Eftersom $\alpha < 4 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$ och temperaturändringarna $T(y,t) - T_0$ är mycket små (t o m i mitten av remsan $\Delta T(0,t) < 0,5 \text{K}$) får vi att

$$\frac{1}{1 + \alpha\Delta T} = 1 - \alpha\Delta T + \dots \quad (4)$$

där bidrag från termer $(\alpha\Delta T)^2$ och högre är fullständigt försumbara. Detta leder till uttrycket:

$$R = \frac{R_0}{1 - \frac{\alpha}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \Delta T(y,t) dy} \quad \text{där } R_0 = \rho(T_0) \frac{h}{vd} \quad (5)$$

eller om vi utnyttjar serieutveckling på nytt till:

$$R(t) = R_0 \left\{ 1 + \frac{\alpha}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \Delta T(y,t) dy \right\} \quad (6)$$

där

$$\frac{1}{d} \cdot \int_{-d/2}^{d/2} [T(y,t) - T_0] dy$$

representerar en slags medeltemperaturökning i remsan. Eftersom $U = RI$ får vi att variationen av spänningen över remsan som funktion av tiden blir

$$U(t) = U_0 \left\{ 1 + \frac{\alpha}{d} \cdot \int_{-d/2}^{d/2} [T(y,t) - T_0] dy \right\} \quad (7)$$

$T(y,t) - T_0$ beräknas genom att lösa värmelednings-
ekvationen

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (8)$$

Genom att göra en s k ansats (= initierad gissning) kommer vi fram till att lösningen har formen

$$T(x,y,z,t) = \frac{S}{8(\pi at)^{3/2}} e^{-\{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2\}/4at} \quad (9)$$

där $T(x,y,z,t)$ är temperaturen i materialet i punkten (x,y,z) vid tiden t , och S är en parameter som representerar den värmeenergi som produceras i punkten (x',y',z') . S erhålles ur villkoret att den totala värmemängden i materialet med densiteten ρ och värmekapacitiviteten c_p är

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \rho c_p T dx dy dz &= \\ &= \frac{S \rho c_p}{8(\pi at)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(x-x')^2/4at} dx \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(y-y')^2/4at} dy \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(z-z')^2/4at} dz = \\ &= S \rho c_p \quad (10) \end{aligned}$$

För en yta $dy'dz'$ blir den frigjorda värmemängden under tiden dt :

$$Sc_p \rho = (IU_o/hd) dy'dz'dt \quad (11)$$

där IU_o är den totala effekten som tillförs remsan och hd är dess yta. Vi får alltså

$$S = (IU_o/hdc_p \rho) dy'dz'dt \quad (12)$$

Den totala temperaturändringen i punkten (x,y,z) vid tiden t om värmekällan producerar energi kontinuerligt från tiden $t = 0$ till t fås då genom att integrera ekvationen (9) enligt

$$T(\alpha, y, z, t) - T_0 = \int_0^t \int_{-d/2}^{d/2} \int_{-h/2}^{h/2} \frac{IU_0}{hdc_p \rho} dy' dz' dt \frac{1}{8(\pi at)^{3/2}} \cdot e^{-\{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2\}/4at} \quad (13)$$

Detta är den allmänna ekvationen för en temperaturändring i en godtycklig punkt (x, y, z) i materialet. Vi är dock intresserade av temperaturfördelningen i den del av materialet som befinner sig i direkt termisk kontakt med remsan, eftersom detta ger oss samtidigt temperaturfördelningen på remsans yta. Eftersom tjockleken v hos remsan är mycket liten och temperaturen inne i remsan är densamma som på ytan, kan vi skriva $x = v/2 = 0$ och därmed fås att

$$e^{-x^2/4at} = 1$$

Vidare, om vi bortser från det lilla området vid de elektriska ledningskontaktarna är temperaturen konstant längs varje strimla i riktningen z . Vi kan därför beräkna temperaturfördelningen längs y -axeln för $z = 0$. Detta ger:

$$\frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} [T(y, t) - T_0] dy = \frac{IU_0}{2h\lambda\sqrt{\pi}} \cdot P(B\sqrt{t}) \quad (14)$$

där

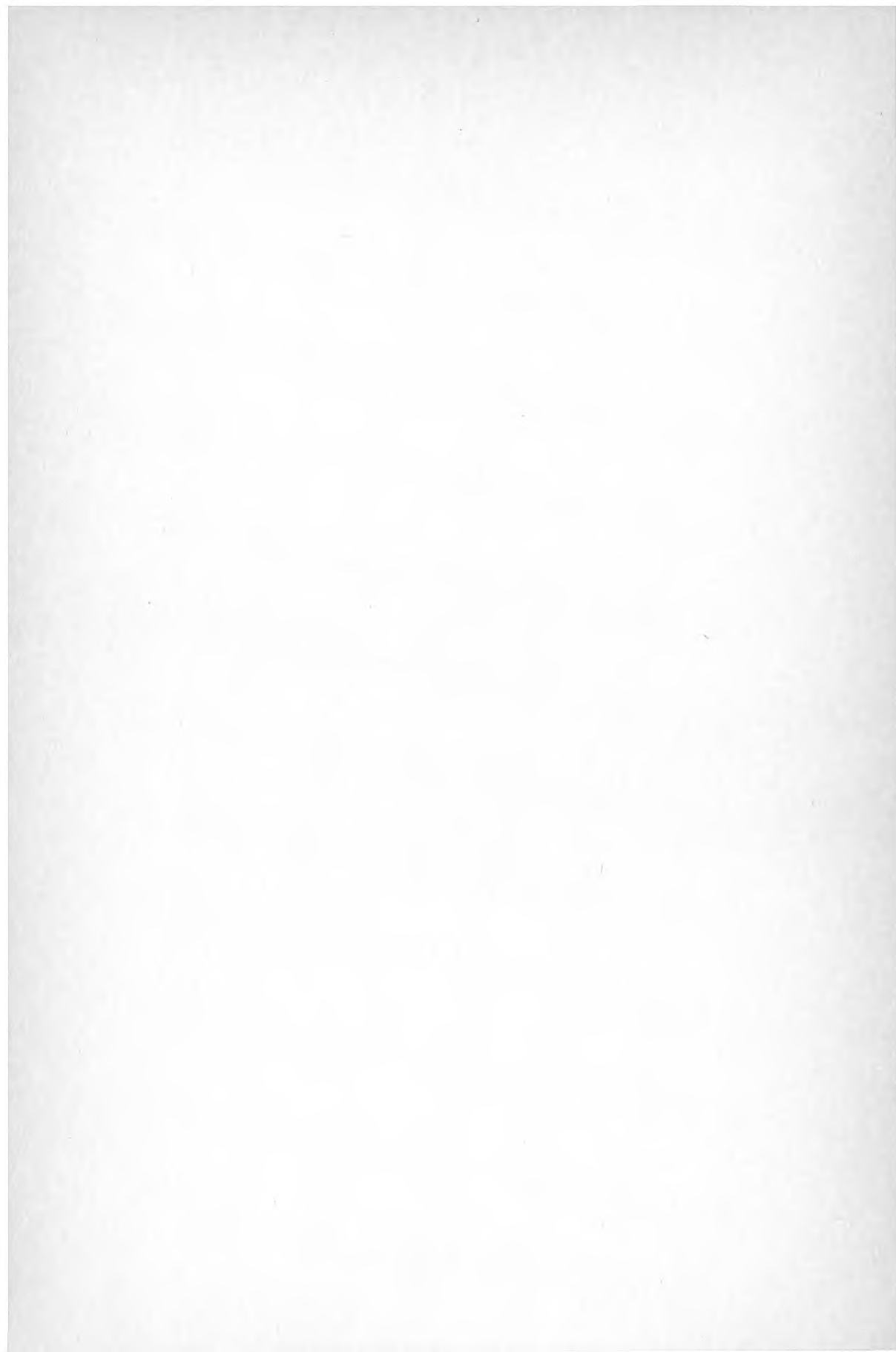
$$B = \frac{2\sqrt{a}}{d} \quad \text{och}$$

$$P(B\sqrt{t}) =$$

$$\begin{aligned} &= \int_0^t dt \frac{1}{d\sqrt{\pi} a\sqrt{t^3}} \int_{-d/2}^{d/2} dy' e^{-(y-y')^2/4at} \cdot \int_{-h/2}^{h/2} dz' e^{-z'^2/4at} = \\ &= B\sqrt{t} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{B\sqrt{t}} e^{-u^2} du - \frac{B^2 t}{\sqrt{4\pi}} \left[1 - e^{-\frac{1}{B^2 t}} \right] + \frac{1}{(4\pi)^{1/2}} \int_{B\sqrt{t}}^{\infty} \frac{e^{-v}}{v} dv \end{aligned} \quad (15)$$

Genom att kombinera (14) och (7), får vi:

$$U(t) = U_0 + \frac{\alpha I U_0^2}{2h\lambda\sqrt{\pi}} P(B\sqrt{t}) \quad (16)$$



REFERENSER

Bryngdahl, O, 1962, Genaue Bestimmungen der Wärmeleit-eigenschaften in Flüssigkeiten mit einer scherinter-ferometrischen Methode. Ark. Fys. 21, p. 289-369.

Carslaw, N S, and Jaeger, J C, 1959, Conduction of heat in solids. (Clarendon Press.) Oxford.

Fredén, S, 1979, Water segregation and structural changes in freezing soils. Nordic Symposium on Earth Heat Pump Systems, p. 43-54. Göteborg.

Gustafsson, S E, 1967, A non-steady-state method of measuring the thermal conductivity of transparent liquids, Z. Naturforsch. vol. 22a, p. 1005-1011.

Gustafsson, S E, Hamdami, A J and Karawacki, E, 1979, New method for measuring thermal properties of trans-parent solids. J. Phys. E: Sci. Instrum., vol. 12, p. 387-390.

Gustafsson, S E, Karawacki, E, and Khan, M N, 1979, Transient hot-strip method for simultaneously measuring thermal conductivity and thermal diffusivity of solids and fluids, J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 12, p. 1411-1421.

Gustafsson, S E, and Karawacki, E, 1979, Transient hot strip method for simultaneously measuring thermal conductivity and thermal diffusivity. (Nordic Symposium on Earth Heat Pump Systems). p. 55-61. Göteborg.

Sandberg, O, Andersson, P, och Bäckström, G, 1977, Heat capacity and thermal conductivity from pulsed wire probe measurements under pressure. J. Phys. E: Sci. Instrum. 10, p. 474-477.

Sundberg, J, 1979, Thermal properties of soil. Nordic Symposium on Earth Heat Pump Systems, p. 62-71. Göteborg.

TEFYMA 1971. Handbok för grundläggande teknisk fysik, fysik och matematik. (Sjöbergs förlag.) Stockholm/Bromma.

**Denna rapport hänför sig till forskningsanslag
790311-8 från Statens råd för byggnadsforskning
till Fysiska institutionen, CTH, Göteborg.**

R148: 1980

ISBN 91-540-3390-X

Statens råd för byggnadsforskning, Stockholm

Art.nr: 6700248

**Abonnemangsgrupp:
W. Installationer**

**Distribution:
Svensk Byggtjänst, Box 7853
103 99 Stockholm**

Cirka pris: 20 kr exkl moms