

September 1980

# LABORATION **T6**

## BESTÄMNING AV SOLABSORPTIONSKOEFFICIENT OCH EMISSIVITET FÖR YTBELÄGGNINGAR

### INNEHÅLL:

1. Värmestrålning, en teoretisk bakgrund.
2. Bestämning av solabsorptionskoefficient och emissivitet för en yta, teori för det ideala fallet.
3. Det verkliga fallet.  
Solsimulator.  
Termoelement.  
Vakuumsystem.  
Elektronik.
4. Utförande.
5. Appendix: Beskrivning av pyroelektrisk radiometer.

---

Handledare : .....

Namn: ..... Nr: ..... Labplats: .....

Laborationen utförd den .....

Laborationen inlämnad den ...

Godkänd den .....

av .....

## 1. Värmestrålning, en teoretisk bakgrund.

Uppvärmade föremål utstrålar ständigt elektromagnetisk strålningsenergi, vars intensitet och spektrala fördelning är entydigt bestämd av föremålets temperatur och yta. Inget medium krävs för energitransporten och strålningen utsänds vare sig föremålets temperatur är högre eller lägre än omgivningens. Denna elektromagnetiska strålning är till sin natur identisk med ljuset, radiovågorna eller röntgenstrålningen. Vid temperaturen under c:a  $500^{\circ}\text{C}$  ligger den största delen av den utstrålade energin i det infraröda våglängdsområdet. Vid högre temperaturer utsänds även synlig strålning. Energiförlusten hos den utstrålade kroppen kan täckas genom att den emitterande kroppen själv är energikällan (ett exempel är solen) eller genom att elektrisk energi tillföres eller energi erhålles genom värmeledning. Enligt den klassiska fysiken kan strålningens orsak anses vara acceleration av elektriska laddningar på grund av termisk rörelse. Experiment visar att den intensitet varmed en kropp emitterar termisk strålning beror på kroppens temperatur och yta. Vi betecknar kroppens totalt utstrålade effekt/ $\text{m}^2$  med  $e$ .

Antag en kropp som befinner sig i ett lufttomt rum så vi kan bortse från energitransport till och från kroppen genom ledning och strömning. Den strålningsenergi som per tids- och ytenhet infaller mot kroppens yta kallas  $W_i$ . Av denna energi absorberar kroppen en del  $W_\alpha$ , transmitterar en del  $W_\tau$  och reflekterar resten  $W_\rho$ .

Ytans absorptions- transmissions- och reflexionsförmåga,  $\alpha$  resp.  $\tau$  och  $\rho$ , definieras så att:

$$\begin{aligned} W_\alpha &= \alpha \cdot W_i & \alpha &= \text{den bråkdel av den totala energin hos} \\ & & & \text{den infallande strålningen som absorberas.} \\ W_\tau &= \tau \cdot W_i & \tau &= \text{den bråkdel av den totala energin hos den} \\ & & & \text{infallande strålningen som transmittteras} \\ W_\rho &= \rho \cdot W_i & \rho &= \text{den bråkdel av den totala energin hos den} \\ & & & \text{infallande strålningen som reflekteras.} \end{aligned}$$

Då  $W_i = W_\alpha + W_\tau + W_\rho$  gäller att  $\alpha + \tau + \rho = 1$ . Sambandet gäller för viss bestämd våglängd.

Om kroppen är ogenomskinlig så att ingen del av  $W_i$  går tvärs genom kroppen är:

$$W_\alpha + W_\rho = W_i$$

och följaktligen

$$\alpha + \rho = 1 \quad (\tau = 0)$$

En ideal absorbator absorberar all infallande strålning. Den är tillnärmelsevis förverkligad av en sotad yta ( $\alpha \approx 0,98$ ) men bäst av en liten öppning i ett hålrum (Fig. 1). Genom upprepade reflexioner absorberas en allt större del av strålningen så att till slut en försumbar del återstår. Endast en negligerbar del av den infallande strålningen kan efter ett antal reflexioner finna väg ut ur öppningen vars yta således har absorptionsförmågan  $\alpha = 1$ .

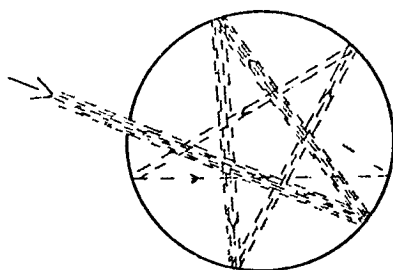


Fig. 1.

Antag två små kroppar placerade i en behållare vars väggar har samma temperatur överallt och är isolerade utåt. När systemet kommit i termisk jämvikt har kropparna samma temperatur som väggarna. Har den ena kroppen liten absorptionsförmåga och reflekterar en stor del av den mottagna strålningen medan den andra kroppen absorberar en stor del, så måste vardera kroppen emittera samma strålningsenergi som den absorberar. Gjorde kropparna ej detta skulle ju med tiden den ena kroppen bli kallare och den andra varmare än den omgivande behållaren. Vi skulle kunna få ett energiflöde från en kallare till en varmare kropp vilket strider mot andra huvudsatsen. Således: Ytor med hög absorptionsförmåga har också hög emissionsförmåga och ytor med låg absorptionsförmåga har också låg emissionsförmåga för värmestrålning.

Principen gäller både den totala strålningen och strålningen vid varje våglängd.

I det föregående nämndes att en liten öppning i ett hålrum (svart kropp) var en ideal absorbator d v s hade absorptionsförmågan  $\alpha = 1$ .

Enligt ovan är tydligen denna lilla öppning då också en ideal radiator (svartkroppsstrålare).

Beteckna med  $W$  den strålningseffekt som faller per  $m^2$  på en yta inuti ett hålrum. Insättes i hålrummet en svart kropp med samma temperatur som hålrummets väggar blir den av kroppen absorberade strålningseffekten per  $m^2$ :

$$\alpha_s \cdot W = W$$

då  $\alpha_s = 1$  för en svart kropp. Men temperaturen är konstant hos den svarta kroppen dvs den emitterar lika mycket som den absorberar:

$$W = e_s$$

Strålningseffekten per  $m^2$  som faller på väggen inuti ett hålrum, vars väggar är vid temperaturen  $T$ , är lika med den totalt utstrålade effekten per  $m^2$  hos en svart kropp vid samma temperatur. Strålningen inuti hålrummet kallas därför svartkroppstrålning. Då  $W$  är oberoende av materialet i väggarna följer att  $e_s = f(T)$  enbart för en svart kropp.

#### Kirchhoffs lag.

Antag nu en ej svart kropp, vars utstrålade effekt/ $m^2$  är  $e$  och vars absorptionsförmåga  $\alpha$ , insättes i hålrummet med strålningsenergien  $W$  per  $m^2$  och sekund. Kroppens temperatur och hålrummets temperatur antages lika.

Den absorberade effekten per  $m^2$  blir  $= \alpha \cdot W$   
 " utstrålade " " " " =  $e$

Då termisk jämvikt råder:

$e = \alpha \cdot W$ , vilket med  $W = e_s$  blir

$e = \alpha \cdot e_s$	Kirchhoffs lag (1895)
------------------------	-----------------------

Den totalt utstrålade effekten per  $m^2$  hos varje kropp vid en viss temperatur är således lika med en bråkdel av den utstrålade effekten per  $m^2$  från en svart kropp vid samma temperatur.

Bråkdelen, vilken brukar betecknas med  $\epsilon$  (emissionsförmågan), är således lika med absorptionsförmågan för temperaturen ifråga. Detta måste även gälla för en godtyckligt vald våglängd  $\lambda$ .

Kirchhoffs lag kan således också uttryckas som :  $\epsilon_\lambda = \alpha_\lambda$

Av relationen ser vi att en kropp som emitterar strålning av viss våglängd även absorberar strålning av samma våglängd. Däremot sker ingen absorption inom sådana våglängdssområden där ämnet ej emitterar strålning.

Låt oss sätta in en liten, ej svart kropp  $\alpha(T)$ ,  $\epsilon(T)$  i hålrummet och antag att hålrummets väggar är vid temperaturen  $T_0$  och den ej svarta kroppen vid temperaturen  $T$ . Kroppen och hålrummet har således ej lika temperatur.

Absorberad energi per  $m^2$  och sekund av den ej svarta kroppen:  $\alpha(T) \cdot W(T_0)$ .

Utstrålad energi per  $m^2$  och sekund av den ej svarta kroppen:  $e(T)$ .

Differensen mellan dessa bägge storheter blir den per  $m^2$  transporterade värmeeffekten. Låt den ej svarta kroppens area vara  $A$  och  $t =$  tiden.

$$\therefore \frac{dQ}{dt} = A [\alpha(T) W(T_0) - e(T)]$$

Nu är enligt ovan  $W(T_0) = e_s(T_0)$  och

$$e(T) = \alpha(T) e_s(T)$$

$$\therefore dQ = A \cdot \alpha(T) [e_s(T_0) - e_s(T)] dt$$

Det gäller nu att beräkna funktionen  $e_s(T)$ .

#### Stefan-Boltzmanns lag.

Enligt Maxwells elektromagnetiska teori utövar den isotropa strålningen med energitätheten  $u$  ett tryck:

$$p = \frac{1}{3} u$$

Är  $V$  volymen kan den totala strålningsenergin skrivas:

$$U = u \cdot V$$

Använd energiekvationen  $(\frac{\partial U}{\partial V})_T = T (\frac{\partial p}{\partial T})_V - p$  för beräkning av  $u$  som funktion av  $T$ .

Detta ger med sambandet ovan:

$$u = \frac{T}{3} \frac{du}{dT} - \frac{u}{3} \text{ eller } \frac{du}{u} = 4 \frac{dT}{T}$$

Integrerat:  $\ln u = \ln T^4 + \ln b$

$$\boxed{u = b T^4} \text{ Stefan-Boltzmanns lag}$$

Energitätheten i hålrumsstrålningen är således proportionell mot den termodynamiska temperaturen i fjärde potens. Det kan visas att sambandet mellan energitätheten i ett hålrum och den emitterade effekten vid samma temperatur är:

$$e_s(T) = \sigma \cdot T^4 \quad \text{där} \quad \sigma = \frac{c \cdot b}{4}$$

$c$  = ljushastigheten

Konstanten  $\sigma$  kallas Stefan-Boltzmanns konstant:

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$$

Har vid värmeisolering den yta som skall isoleras hög temperatur, kommer strålningen att dominera på grund av att temperaturen ingår i fjärde potens. Efter insättning av  $e(T)$  erhålles (reflektionen försummas):

$$dQ = A \cdot \alpha \cdot \sigma (T_0^4 - T^4) dt$$

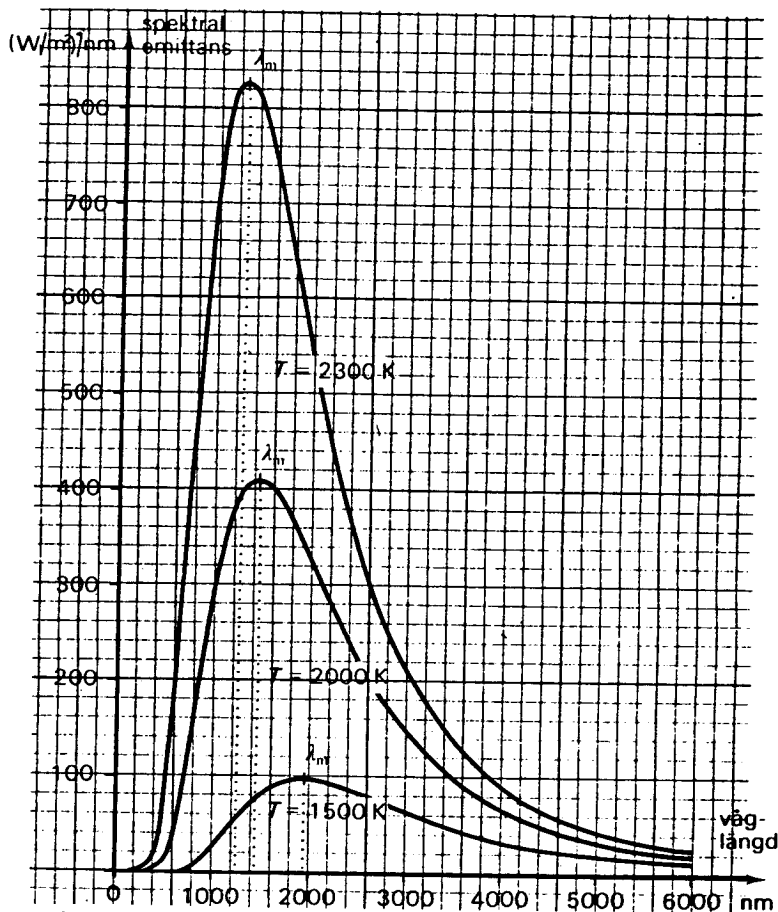
Ekvationen ger approximativt värmemängden transporterad genom strålning mellan en kropp vid temperaturen  $T$  och de omgivande väggarna med temperaturen  $T_0$ .  $A$  är kroppens area.

Ytterligare en strålningslag illustreras i Fig. 2. Figuren visar att den våglängd  $\lambda_m$  vid vilken strålningsintensiteten är maximal förskjuts mot kortare våglängder när temperaturen ökar. Följande samband, Wiens förskjutningslag, gäller mellan våglängden  $\lambda_m$  och temperaturen  $T$  hos den emitterande kroppen:

$$\lambda_m \cdot T = \text{konstant}$$

Konstanten har värdet  $2898 \mu\text{mK}$ .

Den spektrala fördelningen av strålningen ges av Plancks lag ur vilken Stefan-Boltzmanns lag och Wiens förskjutningslag kan härledas.



Kurvorna (strålningsisotermerna) över den spektrala emissionen ger den effekt som den svarta kroppen emitterar per ytenhet inom ett våglängdsintervall  $\lambda$  till  $\lambda + \Delta\lambda$  då kroppen har den absoluta temperaturen  $T$ .

Fig. 2.

### Spektralt selektiva ytor (solfångarytor).

Solfångare omvandlar solstrålningsenergi till energi lagrad i ett värmetransportmedium som kan vara varmvatten eller varm luft. För att denna omvandling skall ske utan stora förluster, måste den absorberande ytan vara spektralt selektiv, dvs ha olika optiska egenskaper inom olika delar av det relevanta våglängdsområdet. Detta kan lämpligen diskuteras utgående från Fig. 3. Solstrålning som infaller mot jorden ligger i våglängdsområdet 0,2 till 3  $\mu\text{m}$ . Den heldragna kurvan betecknad AM0 avser strålning utanför jordatmosfären. Kurvans form motsvarar ungefär ett svartkroppsspektrum för 6000<sup>o</sup> C. Vid jordytan ser spektrumet något annorlunda ut. Kurvan som betecknas AM2 avser typiska atmosfärsbetingelser och solen stående 30<sup>o</sup> över horisonten. Huvuddelen av solstrålningens ultravioletta del har nu absorberats. Ett antal absorptionsband, orsakade av vattenånga och koldioxid, uppträder inom det infraröda våglängdsområdet.

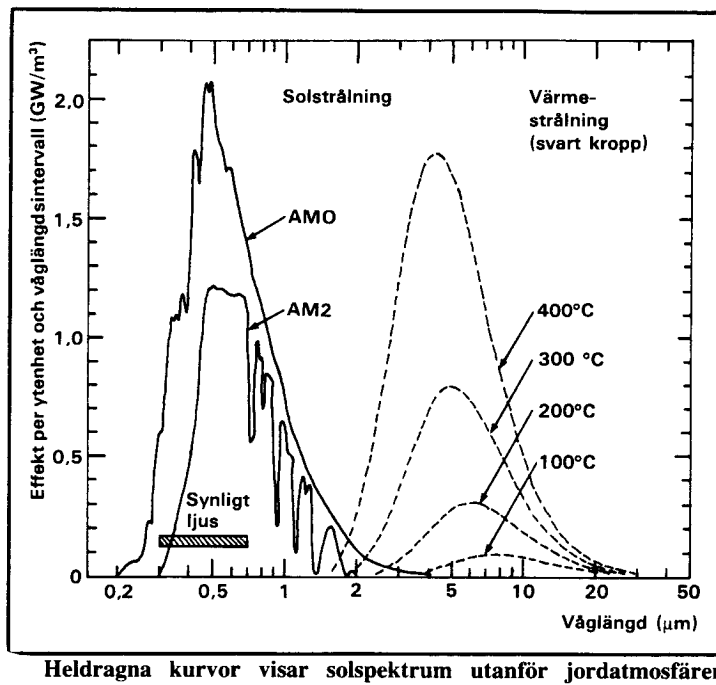


Fig. 3.

Huvuddragen av solspektrumet kvarstår dock; den infallande strålningen ligger vid våglängder som understiger  $2 \mu\text{m}$ . En solfångare skall givetvis absorbera en så stor del som möjligt av denna strålning, dvs dess absorptionsförmåga skall vara nära ett för våglängder kortare än  $2 \mu\text{m}$ . Reflexionsförmågan skall således vara nära noll för detta intervall.

För att den "infångade" solenergin inte omedelbart skall strålas ut som onyttig energi till omgivningen, utan utnyttjas för upphettning av ett värmetransportmedium, måste vi kräva att emissionsförmågan är liten för termisk strålning. De streckade kurvorna i Fig. 3 avser svartkroppsspektra för fyra olika temperaturer. Praktiska solfångarkonstruktioner kan arbeta vid temperaturer av 100 till  $200^{\circ}\text{C}$ . Den emitterade strålningen ligger då nästan helt för våglängder som överstiger  $2 \mu\text{m}$ . Inom detta intervall kräver vi att emissionsförmågan skall vara liten, dvs reflexionsförmågan skall vara stor.

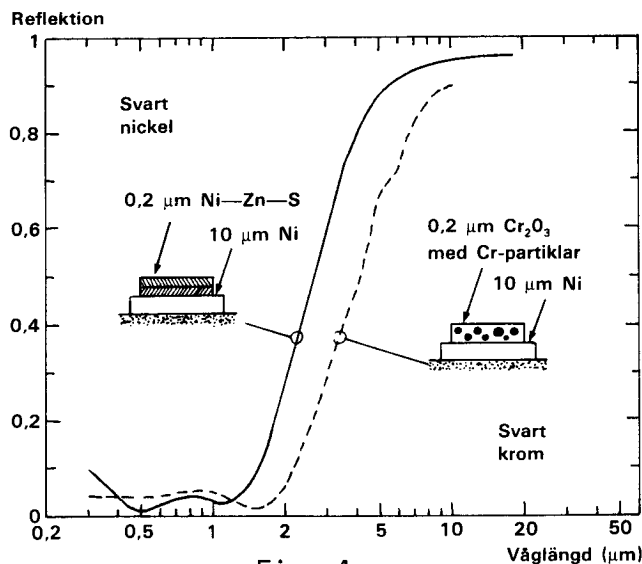


Fig. 4.



De önskvärda optiska egenskaperna finnes inte hos något befintligt material, men med hjälp av lämpligt utformade ytskikt på blanka metallytor kan de åstadkommas. De mest allmänt utnyttjade ytskikten är absorberande för våglängder som understiger  $2 \mu\text{m}$  men är transparenta för våglängder som överstiger detta värde. Den långvågiga strålningen karakteriseras då av den underliggande reflekterande metallen. Figur 4 visar uppmätta spektrala reflexionsegenskaper hos två typer av praktiskt använda solfångarytor. Dessa brukar kallas "svart nickel" resp. "svart krom". Ytorna tillverkas med hjälp av elektroplätning. På laborationen studeras en yta av "svart nickel" med egenskaper som ungefärligen överensstämmer med den heldragna kurvan i Fig. 4.

## 2. Bestämning av solabsorptionskoefficient och emissivitet för en yta Det ideala fallet.

Antag att en kropp formad som en platta som är belagd med ytbeläggningen vi vill undersöka svävar fritt i rummet utan annan termisk kontakt med omgivningen än strålning. Antag också att vi kan mäta dess temperatur. Kroppens temperatur måste då satisfiera differens-ekvationen  $C_m \cdot \Delta T = P_{\text{opt}} \Delta t$  där  $C_m(T)$  = kroppens värmekapacitet i J/K

$T$  = kroppens temperatur i K

$P_{\text{opt}}$  = skillnaden mellan absorberad och utstrålad effekt i W

$t$  = tid i s

Ekvationen kan också skrivas som en differentialekvation:

$$C_m \frac{dT}{dt} = P_{\text{opt}} \quad (1)$$

Vi delar först upp  $P_{\text{opt}}$  i två komponenter, nämligen värmestrålning som för temperaturer under  $300^{\circ}\text{C}$  innehåller våglängder över ca  $4\ \mu\text{m}$ , och solstrålning som huvudsakligen innehåller våglängder under ca  $2\ \mu\text{m}$ . Den värmestrålning från omgivningen som absorberas i kroppen kan tecknas  $A \cdot \sigma \cdot \alpha \cdot T_0^4$  där

$A$  = kroppens totala yta i  $\text{m}^2$

$\sigma$  = Stephan-Bolzmanns konstant  $\approx 5,67 \cdot 10^{-8}\ \text{W/m}^2\text{K}^4$

$\alpha$  = Den bråkdel av infallande värmestrålning som absorberas

$T_0$  = Omgivningens temperatur i K

Den värmestrålning som kroppen avger kan tecknas:

$$A \cdot \sigma \cdot \epsilon_h \cdot T^4$$

där  $\epsilon_h$  anger hur mycket strålning kroppen avger i förhållande till vad en svartkropp med samma form skulle avgett (h står för hemisfäriskt eftersom en plan yta kan stråla över en halvsfär).

Med god noggrannhet gäller att  $\epsilon_h = \alpha$  varför nettoeffektutbytet med omgivningen med avseende på värmestrålning kan tecknas  $A \cdot \sigma \cdot \epsilon_h (T_0^4 - T^4)^*$ . Om kroppen dessutom träffas av solljus kan den absorberade soleffekten tecknas:

$$P \cdot \alpha_s$$

där  $P$  är den solstrålningseffekt som träffar kroppen i watt

och  $\alpha_s$  är den bråkdel av  $P$  som absorberas.

Vi kan nu skriva om ekv. 1 till:

$$C_m \frac{dT}{dt} = P \cdot \alpha_s - \epsilon_h \cdot A \cdot \sigma (T^4 - T_0^4) \quad (2)$$

$$\text{om } T \approx T_0 \text{ gäller } \alpha_s \approx \frac{C_m}{P} \frac{dT}{dt} \quad (3)$$

$$\text{och om } P = 0 \text{ men } T \neq T_0 \text{ gäller } \epsilon_h = - \frac{C_m \frac{dT}{dt}}{A \cdot \sigma (T^4 - T_0^4)} \quad (4)$$

\*

jfr sid. 6.

Om stationärtillstånd får infinna sig när  $P \neq 0$  dvs  $\frac{dT}{dt} = 0$  gäller

$$\frac{\alpha_s}{\epsilon_h} = \frac{A \cdot \sigma(T^4 - T_0^4)}{P} \quad (5)$$

Man kan alltså på olika sätt bestämma de för solfångarytor så viktiga koefficienterna  $\alpha_s$  och  $\epsilon_h$  genom att studera  $\frac{dT}{dt}$  i olika situationer.

Antag att vi belyser kroppen med den konstanta soleffekten  $P$  under en tid och sedan stoppar belysningen.  $\frac{dT}{dt}$  som funktion av  $T$  beskriver då en kurva enligt Fig. 3. Låt oss betrakta Fig. 3.

Vi antar att kroppen från början är i strålningsjämvikt med omgivningen vilket innebär att  $\frac{dT}{dt} = 0$  och  $T = T_0$  vilket motsvarar punkten 1.

När vi släpper fram solljuset till kroppen börjar temperaturen genast stiga, vilket innebär att vi förflyttar oss snabbt till punkten 2 och därefter sakta åt höger. Enligt ekv. 3 är avståndet mellan 1 och 2 ett mått på  $\alpha_s$ .

När  $T$  sedan stiger ökar termen  $\epsilon_h \cdot A \cdot \sigma(T^4 - T_0^4)$  i ekv. 2 varvid  $\frac{dT}{dt}$  minskar. Om vi väntar tills stationärtillstånd inträffar hamnar vi i punkten 4 med "koordinaterna"  $T_1, 0$ . Enligt ekv. 5 gäller då:

$$\frac{\alpha_s}{\epsilon_h} = \frac{A \cdot \sigma(T_1^4 - T_0^4)}{P}$$

vilket innebär att  $\epsilon_h$  nu kan bestämmas eftersom  $\alpha_s$  redan är känd.

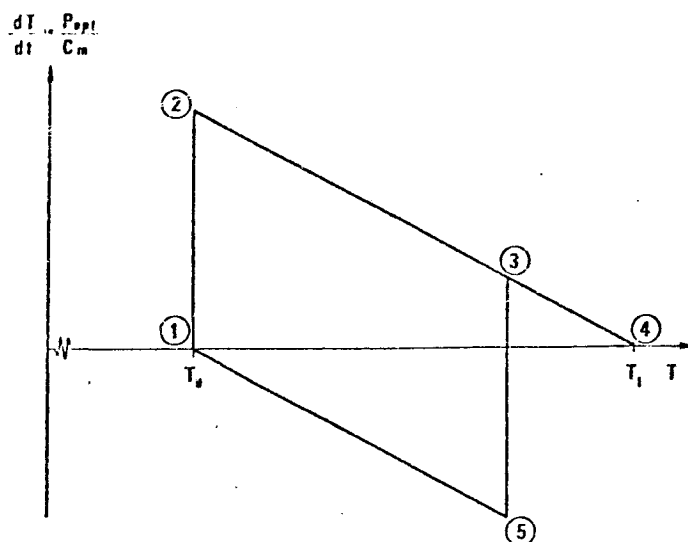


Fig. 5. Temperaturderivatan  $\frac{dT}{dt}$  som funktion av kroppens temperatur  $T$ .

Om vi däremot inte väntar tills stationärtillstånd inträffar utan avbryter solbelysningen i punkt 3 blir  $\frac{dT}{dt}$  negativ (kroppen svalnar), och vi hamnar i punkten 5. Därefter går  $T$  mot  $T_0$  och vi hamnar till slut åter i punkten 1. Var som helst mellan 5 och 1 kan vi välja ut en kombination av  $T$  och  $\frac{dT}{dt}$  som ger oss  $\epsilon_h$  enligt ekv. 4 utan att vi behöver känna  $\alpha_s$ .

### 3. Det verkliga fallet.

En plåtbit belagd med ytbeläggningen som skall undersökas upphänges i tunna trådar inne i ett vakuumbär, se Fig.6. De tunna trådarna som är av koppar och konstantan bildar ett termoelement. Spänningen från termoelementet registreras som funktion av tiden, varvid man får tillgång till information om  $T$  och  $\frac{dT}{dt}$ . I stället för solljus användes en strålkastare med vattenfilter för att efterlikna solstrålningen.

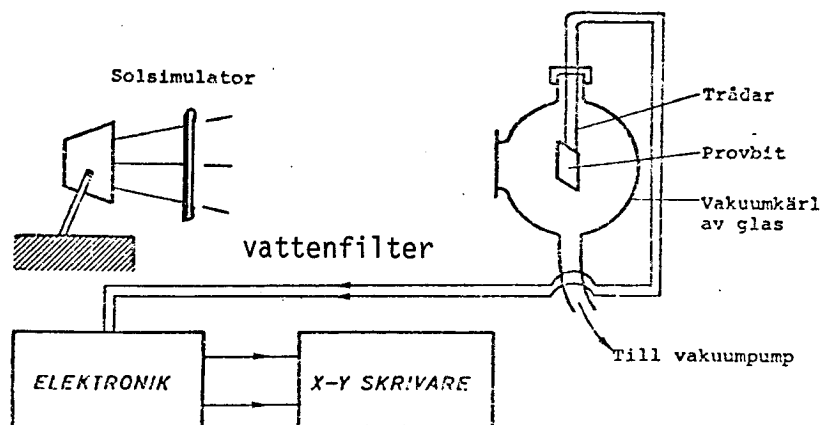


Fig.6. Mätapparaturen.

### Solsimulatorn.

Som solsimulator används en bilstrålkastare med halogenlampa (45 W). Ljuset från denna lampa har efter passage genom ett vattenfilter en spektralfördelning som "hyfsat" överensstämmer med solspektrum. Att vi inte lyckats få tag på någon lampa vars spektrum överensstämmer bättre med solspektrum beror helt enkelt på att det inte finns någon riktigt lämplig i marknaden trots att en "dagsljuslampa" länge har varit något

mycket önskvärt speciellt i fotobranschen. Avståndet mellan strålkastaren och provytan har valts så att irradiansen på provytan blir ca  $600 \text{ W/m}^2$  dvs något mindre än solljus från en molnfri himmel.

Vattenfiltrets uppgift är att eliminera strålning med våglängder över c:a  $2 \mu$ . (Jfr Fig.3.)

### Termoelementet.

Idealt ville vi mäta temperaturen på provytan utan att påverka dess temperatur. Konstruktion enligt Fig. 7 har valts för att påverka provytans temperatur så lite som möjligt.

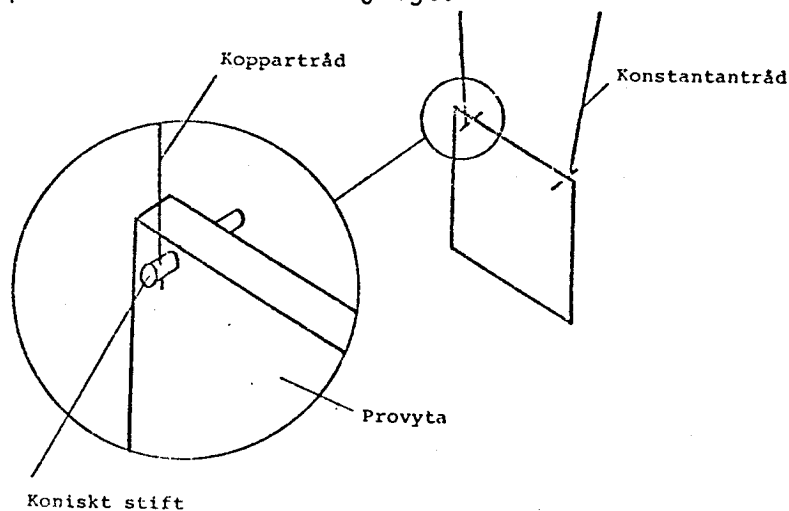


Fig. 7. Temperaturmättnings- och upphängningsarrangemang.

Termoelementtrådarna fungerar alltså även som upphängningstrådar. Eftersom metaller som ligger mellan koppartråden och konstanttråden inte påverkar spänningen från termoelementet fungerar arrangemanget som ett termoelement av typ koppar-konstantan.

### Vakuumsystemet.

I en solfångare orsakar luften som finns mellan absorbdatorytan och frontglaset en värmeförlust som är av storleksordningen 30 % av utstrålningen från en yta med emissiviteten = 1 under normala driftförhållanden. Eftersom denna siffra är osäker är det önskvärt att eliminera denna värmeförlust när man vill mäta upp de optiska konstanterna  $\alpha_s$  och  $\epsilon_h$  för en solabsorbatoryta. Det visar sig att om man sänker trycket till ca  $10^{-4}$  mbar blir värmeförlusten från ytan p g a resttryck försumbar relativt värmeutstrålningen och vi närmar oss i detta avseende det ideala fallet. I vårt fall används ej diffusionspump utan vi nöjer oss med en förvakuumpump varför värmeförlusten ej är försumbar.

### Elektroniken.

Elektronikens uppgift är att ge signalspänning till en y-t-skrivare. Termoelementet ger en spänning som ökar med temperaturen. För att kunna mäta temperaturen behöver denna spänning i princip bara förstärkas. Förstärkaren är av en speciell typ avsedd för termoelement (fabrikat Pentronic). Den kan registrera spänningsändringar av storleksordningen  $0.1\mu\text{V}$  vilket motsvarar c:a  $\frac{1}{400}$  K i temperatur. Observera att förstärkaren har inbyggd nollpunkt. Någon yttre referens krävs således ej.

## 4. Utförande.

Uppgift 1. Bestämning av solabsorptionskoefficient och emissivitet för några olika ytor (blank, vit- resp. svartmålad aluminium och aluminium täckt med selektivt solfångarmaterial).

Välj ett av provstyckena.

Bestämningen av  $\alpha_s$  och  $\epsilon_h$  tillgår enligt följande:

1. Provytornas vikt finns angiven på proven. Dimensionerna uppmättes med skjutmått. (Best. av  $C_m$  resp A).
2. Irradiansen bestämmas på provets plats med hjälp av radiometer. En beskrivning av radiometern finnes i appendix.
3. Sätt provet på plats och starta pumpningen.
4. y-t-skrivaren inkopplas.
5. När trycket sjunkit till c:a  $6 \cdot 10^{-2}$  m bar startas strålkastaren och y-t-skrivaren och mätningen börjar.

6. Efter c:a 10 min släcks lampan och skrivaren får fortsätta under ytterligare c:a 10 min.
7. Förse Ditt diagram med skalor. För omvandling till temperatur använd kurva eller programmerbar kalkylator.
8. Beräkna solabsorptionskoefficient och emissivitet enligt teorin i föregående.

Uppgifter Du behöver:

- a. Värmeledningen genom resterande luft blir c:a  $1 \text{ W/m}^2\text{K}$  (obs även från baksidan ).
- b.  $c_m \approx 0,89 \text{ J/kg, K}$  för aluminium.

Det praktiskt användbara uttrycket för  $\epsilon_h$  blir då:

$$\epsilon_h = \frac{-C_m \frac{dT}{dt} - P_f}{\sigma A(T^4 - T_o^4)}$$

där  $p_f$  är den värmeeffekt som leds bort från provbiten p g a alla processer förutom strålning.

Vilka övriga processer leder bort värmeeffekt?

.....  
 .....  
 .....

Ange övriga onoggrannheter för mätsystemet.

.....  
 .....  
 .....

Bör plåtkanterna vara metalliska eller belagda för att minimera felet?

.....  
 .....  
 .....

Gör därefter en uppställning av felen i  $\alpha_s$  och  $\epsilon_n$ .

Svar:  $\alpha_s = \dots \frac{+}{-} \dots$ ,  $\epsilon_h = \dots \frac{+}{-} \dots$  för .....

$\alpha_s = \dots \frac{+}{-} \dots$ ,  $\epsilon_h = \dots \frac{+}{-} \dots$  för .....

$\alpha_s = \dots \frac{+}{-} \dots$ ,  $\epsilon_h = \dots \frac{+}{-} \dots$  för .....

$\alpha_s = \dots \frac{+}{-} \dots$ ,  $\epsilon_h = \dots \frac{+}{-} \dots$  för .....

Uppgift 2 a. En metallkub har fyra sidor belagda med olika material. Fyll kuben med hett vatten och studera utstrålningen med hjälp av radiometern. Använd den magnetiska omröraren.

<u>Yta</u>	<u>Temperatur</u>
- - -	- - - - -
- - -	- - - - -
- - -	- - - - -
- - -	- - - - -

Kommentar:

.....  
.....

b. Två glasbehållare försedda med vattenmanometrar är vit- respektive svartmålade. Utsätt behållarna för värmestrålning från en glödlampa.

Resultat:

.....  
.....

Kommentar:

.....  
.....  
.....  
.....

c. Två aluminiumburkar är resp. svart- och vitmålade. Fyll burkarna med hett vatten (avläs termometrarna). Studera avsvälmandet.

Resultat:

.....  
.....

Kommentar:

.....  
.....  
.....  
.....



Table 1  
TYPICAL EMISSIVITIES

<u>METALS</u>		<u>FINISHES</u>	
Aluminum, oxidized	.60	Aluminum Paint	.55
Brass, polished	.50	Bronze	.80
Brass, oxidized	.60	Gloss Paint, any color	.90
Copper, oxidized	.65	Dull Paint, any color	.95
Iron, Cast, polished	.25		
Iron, Cast, Oxidized	.70	<u>OTHER</u>	
Iron, wrought	.94	Asbestos	.94
Steel, oxidized	.75	Brick	.90
Steel, Plate, rough	.95	Lampblack	.95
Aluminum, polished	.04	Paper, any color	.95
		Plastics, opaque, any color	.90
		Rubber, any color	.95



*Kirchhoff's law. The upper figure absorbs half the incident radiation. (The lower black body absorbs it all.) The upper figure thus emits half what the black body emits*

Appendix 1.

Beskrivning av pyroelektrisk radiometer.

Fig. 6-1  
PR200 System

## Molelectron Model PR200

## SECTION I

## GENERAL DESCRIPTION

## 1-1 THE SYSTEM

The PR200 radiometer system is built around the pyroelectric detector. The pyroelectric effect occurs in certain classes of materials called ferroelectrics, which possess a permanent electric polarization that is highly dependent on temperature. A small variation of temperature in the detector material produces an electrical current proportional to the rate of temperature change. By mechanically chopping the radiation incident upon the detector an AC current is generated with the same frequency as that of the chopper blade and with an amplitude proportional to the incoming radiant flux. The detector output is applied to a transimpedance amplifier which generates a voltage proportional to the detector current. This combination results in a probe responsivity of approximately 100 V/watt. In the control unit the voltage signal is amplified or attenuated as required and is synchronously detected for optimum signal-to-noise ratio.

## 1-2 PR20 DETECTOR PROBE

The PR20 detector probe contains the detector and its transimpedance amplifier, the chopper motor and its associated control circuitry, the synchronous signal generator, and the calibration L.E.D. A slot in the top of the probe housing permits the interchange of slide-in optical window assemblies. An Infrasil Quartz window assembly is provided with each probe for system calibration and for operation over the .23 to 3.2  $\mu\text{m}$  spectral range. A blank window holder is also provided for wideband windowless operation or custom window mounting. Other types of windows as described in Fig. 6-6 are available from the factory.

The front bezel of the probe rotates to three detented positions spaced 90 degrees apart. In the ZERO position a reference plate, in front of the detector, blocks incoming radiation, allowing the system to be zeroed for internal calibration and absolute measurements. Rotation to the CAL position exposes the detector to the calibration LED for system self test and window transmission compensation. The OPEN position is used for normal external measurements.

## Molelectron Model PR200

## 1-3 PR200 CONTROL UNIT

The PR200 control unit provides power to the PR20 probe and performs all signal processing and control functions. The front panel features both a 3½-digit display for accurate, convenient readout of radiant power and an analog meter for easy adjustment of background null, source intensity, and optical alignment. The NULL control is used for internal zero setting as well as external background cancellation for both hot and cold background temperatures. The range switch provides six decades of system sensitivity.

The WATTS / WATTS/CM<sup>2</sup> switch provides for direct readout of either total radiant flux or irradiance. System response speed is selected by the RESPONSE switch. The FAST position individually optimizes the response speed for each range of sensitivity. The SLOW position provides 100-second integration time for noise reduction on all ranges.

The REAR PANEL includes the probe input connector, BCD output connector labeled DPM output, 0-200 mV full scale analog output jack for data recording, high range (20 and 200 mW) meter ZERO control, gain adjustment control for filter compensation, calibration LED ON-OFF switch, FAC-FIL CAL switch, and power cord connection.

## 1-4 OPTIONAL OPTICAL WINDOWS

Fig. 6-6 shows transmission curves of window assemblies available from Molelectron for use with the PR20.

## 1-5 PR200 SYSTEM SPECIFICATIONS

Active Detector Size:	0.2 cm <sup>2</sup> (5.1 mm dia.)
Detector Position:	5.6 cm behind front bezel edge
Spectral Range and Uniformity:	
Quartz Window:	0.23 to 3.2 μm; ±2%*
Windowless:	0.2 to 20 μm; ±3%*
	0.2 to 40 μm; ±5%*
(See Accessory List for other optional windows)	
Surface Uniformity: (Across Active Area)	±5%

## Molelectron Model PR200

Field of View:	0.1 Sr	
Front Panel Display: Digital Panel Meter:	3½-digit Bipolar LED display providing direct reading of radiant flux in watts and irradiance in watts/cm <sup>2</sup> .	
Analog Indicator Meter:	Provides convenient relative indication for ease of source adjustment, optical alignment, and background nulling.	
Range Selection:	<p>Radiant Flux (Front Panel Switch in WATTS position): 2 μW to 200 mW full scale. Radiation must fall <u>within</u> detector area without exceeding 50 W/cm<sup>2</sup> damage threshold.</p> <p>Irradiance (Front Panel Switch in WATTS/CM<sup>2</sup> position): 2 μW/cm<sup>2</sup> to 200 mW/cm<sup>2</sup> full scale. Radiation must <u>fill</u> entire detector area.</p> <p>Radiance/"Brightness" (Front Panel Switch in WATTS/CM<sup>2</sup> position): 20 μW/cm<sup>2</sup> Sr. to 2 W/cm<sup>2</sup> Sr. full scale. Obtained by multiplying meter reading by factor of 10 with radiation filling entire detector and source filling entire 0.1 steradian field of view.</p>	
Null Adjustment:	+25 μW/cm <sup>2</sup> range for offset of hot or cold backgrounds.	
System Response Time:	Front panel switch selects fast or slow response times (0-90% of full scale) as follows:	
	<u>Range</u>	<u>Fast Response</u> <u>Slow Response</u>
	2 μW	10 sec                  100 sec
	20 μW	3 sec                    100 sec
	200 μW	2 sec                    100 sec
	2,20,200 mW	1 sec                    100 sec
Phase Control:	Screwdriver electronic adjustment recessed on probe rear panel to correct signal for off-axis radiation incident on probe aperture.	

## Molelectron Model PR200

Quartz Window - Typical Lab Background:	Better than $5 \times 10^{-7}$ W/cm <sup>2</sup> per hour after 15 min. warmup.
Electronics Only:	Better than $2 \times 10^{-8}$ W/cm <sup>2</sup> per hour after 15 min. warmup.
System Calibration Accuracy: Windowless or Quartz:	+5% of full scale (with Accessory Windows calibration accuracy depends on spectral uniformity of window transmission)
Linearity:	within 2% up to 50 mW/cm <sup>2</sup> within 5% up to 200 mW/cm <sup>2</sup>
Overall Temperature Coefficient:	Better than 0.2%/°C
Absolute Maximum Radiant Flux (Overload Condition):	10 W
Absolute Maximum Irradiance (Any portion of Active Surface):	50 W/cm <sup>2</sup>
Input Power Requirement:	25 Watts at 115 or 230 Vac, single phase, 50/60 Hz, $\pm$ 10%
Probe Dimensions:	15.0 cm long x 8.2 cm dia (excluding stand)
Control Unit Dimensions:	20.4 cm deep x 17.8 cm wide x 7.6 cm high (excluding stand)
Weight:	Control Unit with Stand, 5 lbs. Probe with Stand, 4 lbs.

## Notes:

\*Spectral Uniformity estimated theoretically based on known characteristics of absorbing coating.

Irradiance measurements valid only if entire active detector surface is irradiated.

Chart recordings of the PR200 output in ZERO position, with no window and with .23 to 35  $\mu$ m optical bandwidth are shown in Figures 6-5A and 6-5C which clearly illustrate the effect of variations in long wavelength energy on the output of the radiometer.

The selection of an optical window that filters out energy at wavelengths that are not required will substantially reduce the effects of thermal drift as indicated by Fig. 6-5B, Strip Chart recording of a PR200 with a quartz window in open air.

## Molelectron Model PR200

## SECTION III

## OPERATION

## 3-1 INTRODUCTION

The wavelength range of the instrument is dependent on the material used for the window. Quartz is supplied with the standard probe for accurate measurements from .23 to 3.2  $\mu\text{m}$ . Measurements outside of the above range may be made with an optional slide-in window assembly or using the detector probe with the blank holder provided for wideband windowless measurements.

## 3-2 INITIAL TURN-ON

Connect the probe to the control unit, plug in the power cord and turn the ON/OFF switch to ON. The digital display should become illuminated. If the display is not illuminated, see Section V for instructions on troubleshooting.

## 3-4 INTERNAL ZERO FOR CALIBRATION AND ABSOLUTE MEASUREMENTS

The NULL control on the control unit front panel adjusts the amplitude and polarity of an electronic signal that is similar to that produced by the detector. Adjustment of the NULL control will either add this signal to or subtract it from the detector signal. In this manner it is possible to NULL out hot or cold background irradiance reaching the detector up to a level of 25  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ .

To zero the instrument internally the front bezel of the probe is rotated to the zero position, as shown in Fig. 6-2. This places a reference plate in the field of view of the detector. The reference plate is the same color temperature as the chopper blade which results in a signal of minimum amplitude. It is this signal that determines the system zero. With the front bezel in the ZERO position adjust the NULL control for a zero reading on the front panel meters. It is helpful to start on the 200  $\mu\text{W}$  range and work down to the 2  $\mu\text{W}$  range. This process is facilitated by observing first the analog meter to determine a coarse zero and then

## Molelectron Model PR200

the digital meter for the fine zero adjustment. In many cases a coarse zero alone will be adequate. The operator should also switch to the FAST mode for the zeroing operation. System zero will not be changed when switched back to SLOW.

If a slide-in window is changed, the system must be re-zeroed before calibration or absolute measurements.

Meter zero for the two high ranges (20 mW and 200 mW) is accomplished by normally zeroing with the NULL control on the 2  $\mu$ W range, then switching to the 20 mW range and zeroing with the rear panel ZERO potentiometer.

## 3-5 INTERNAL SELF TEST

Each PR200 instrument is factory calibrated with NBS traceability. This factory calibration is maintained when the FAC-FIL CAL rear-panel switch is in the FAC (up) position. In this position, the rear panel CAL control potentiometer has no effect. Recalibration by Molelectron or by a competent standards laboratory is recommended every six months, or prior to any particularly critical measurement. A procedure for this calibration is available from Molelectron.

An internal Light Emitting Diode (LED) calibrator provides a useful complete system self-check in the field. The LED calibrator also aids in determining compensation for window or filter transmission.

With the FAC-FIL CAL rear-panel switch in the FAC (up) position, perform the following steps:

- (1) Insert the quartz optical window provided with the radiometer when calibrating the unit.
- (2) After allowing the radiometer to warm up for a minimum of 2 hours with the quartz window in place, zero the instrument as described in Section 3-4.
- (3) Rotate the front bezel of the probe from ZERO to the CAL position.
- (4) Turn on the CAL Light Emitting Diode by switching the CAL switch on the rear panel of the control unit to the ON (up) position. See Fig. 6-3.
- (5) Refer to the calibration label on the probe case. On this label is listed the calibration factor for each window as well as for windowless operation. Note the calibration factor for the quartz window and select the front panel switch positions for the range and units (WATTS or WATTS/CM<sup>2</sup>) as indicated on the label.



## Molelectron Model PR200

- (6) If the display reading agrees with the probe label calibration factor, the instrument is functioning properly. However, a discrepancy of +3% or more indicates need for recalibration by Molelectron or by a competent standards laboratory. Gross discrepancy indicates an instrument malfunction requiring service.
- (7) Turn off the CAL LED by switching the lower CAL switch to the OFF (down) position.

## 3-7-1 RADIANT FLUX (POWER) MEASUREMENTS

Allow the instrument to warm up, calibrate with the desired window (see previous section) switch to the WATTS position, and null the display on the desired range in the absence of the source to be measured.

Make certain that all the radiant flux to be measured falls within the 5 mm diameter detector area and that the source is centered on the probe optical axis and lies within the 0.1 Steradian field of view. The graph in Fig. 6-7 shows the variation in output signal as a point source is moved across the field of view, in both the vertical and horizontal planes.

Irradiate the probe detector with the source radiation and read the radiant flux on the display. Alignment and centering can be checked by gently moving the probe to maximize the display reading. A final correction for off-axis radiation is made by adjusting the PHASE CONTROL\* by means of a small screwdriver through the hole in the probe rear plate until maximum display reading is reached. On the lowest ranges, noise fluctuations may be reduced by switching to the SLOW response speed.

For improved confidence, block or remove the source, readjust the NULL control, and repeat the measurement process. An average of several such readings is recommended.

Do not exceed the maximum display reading of 199.9 mW. Do not exceed a local irradiance of 50 W/cm<sup>2</sup> over any portion of the detector surface.

## 3-7-2 IRRADIANCE MEASUREMENTS

Follow the same procedure as in Radiant Flux Measurements, except for switching to the WATTS/CM<sup>2</sup> position.

In order for irradiance measurements to be valid, it is important that the entire surface of the probe detector be uniformly irradiated. Otherwise the instrument reading will be the average irradiance over the surface area (simply the total radiant flux falling on the detector divided by 0.2 cm<sup>2</sup> area). In general, irradiance measurements are best made with a radiant flux distribution that fills an area larger than the detector, whereas radiant flux measurements are best made where the distribution is entirely within the detector diameter.

For uniform irradiance, do not exceed the maximum display reading of 199.9 mV/cm<sup>2</sup>. For non-uniform irradiance, do not exceed a local irradiance of 50 W/cm<sup>2</sup> at any portion of the detector surface.

Instuderingsfrågor till laboration:

T6 BESTÄMNING AV SOLABSORPTIONSKOEFFICIENT OCH  
EMISSIVITET FÖR YTBELÄGGNINGAR.

1. Definiera en ytas absorptions- transmissions- och reflexionsförmåga.
2. Vilket samband råder mellan storheterna i a)?
3. Beskriv en ideal absorbator.
4. Beskriv en svartkroppstrålare.
5. Ställ upp och beskriv Kirchhoffs lag.
6. Ställ upp och beskriv Stefan-Boltzmanns lag.
7. Redogör för Wiens förskjutningslag.
8. Vilka krav bör man ställa på en solfångaryta?
9. Beskriv i stora drag experimentuppställningen.
10. Hur fungerar i princip en pyroelektrisk radiometer?