



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA CHEMICKÁ

ÚSTAV FYZIKÁLNÍ A SPOTŘEBNÍ CHEMIE

FACULTY OF CHEMISTRY

INSTITUTE OF PHYSICAL AND APPLIED CHEMISTRY

OPTIMALIZACE TEPELNÝCH VLASTNOSTÍ STRUKTUR MODULŮ FOTOVOLTAICKÝCH ČLÁNKŮ

OPTIMALISATION OF THERMAL PROPERTIES OF SOLAR CELL MODULES

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. LENKA HŘEBENOVÁ

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

prof. Ing. OLDŘICH ZMEŠKAL, CSc.

BRNO 2010



Vysoké učení technické v Brně
Fakulta chemická
Purkyňova 464/118, 61200 Brno 12

Zadání diplomové práce

Číslo diplomové práce:	FCH-DIP0365/2009	Akademický rok: 2009/2010
Ústav:	Ústav fyzikální a spotřební chemie	
Student(ka):	Bc. Lenka Hřebenová	
Studijní program:	Spotřební chemie (N2806)	
Studijní obor:	Spotřební chemie (2806T002)	
Vedoucí práce	prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.	
Konzultanti:		

Název diplomové práce:

Optimalizace tepelných vlastností struktur modulů fotovoltaických článků

Zadání diplomové práce:

1. Proveďte rešerši na téma odvod tepla z objemových a plošných materiálů vedením, prouděním a zářením
2. Stanovte příspěvky odvedeného tepla ze zalaminovaného fotovoltaického panelu. K měření použijte pulzní a skokovou tranzientní metodu a termokameru
3. Porovnejte a diskutujte výsledky použitých metod
3. Výsledky zpracujte do diplomové práce

Termín odevzdání diplomové práce: 14.5.2010

Diplomová práce se odevzdává ve třech exemplářích na sekretariát ústavu a v elektronické formě vedoucímu diplomové práce. Toto zadání je přílohou diplomové práce.

Bc. Lenka Hřebenová
Student(ka)

prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.
Vedoucí práce

prof. Ing. Miloslav Pekař, CSc.
Ředitel ústavu

V Brně, dne 1.12.2009

prof. Ing. Jaromír Havlica, DrSc.
Děkan fakulty

ABSTRAKT

Předmětem této diplomové práce je studium tepelných vlastností struktur fotovoltaických článků. Cílem mojí práce je prostudovat způsoby odvodu tepla z objemových a plošných materiálů (vedení, proudění a záření). Dále je třeba stanovit příspěvky odvedeného tepla ze zalaminovaného fotovoltaického článku a porovnat výsledky zjištěné pomocí pulsní transientní metody, skokové metody a pomocí termokamery.

V úvodu práce bude třeba definovat teplo a jeho způsoby šíření. S teplem úzce souvisí teplota. Proto zde bude věnován prostor teplotě a metodám určování teploty. Dále budou definovány základní termofyzikální parametry materiálů. Termofyzikální parametry materiálů budou určovány transientními metodami, které budou dále popsány, a také pomocí termokamery.

Tato práce je věnována z velké části fotovoltaickým článkům, bude tedy popsána jejich struktura, vlastnosti, využití a způsob výroby. Následně po definici všech potřebných pojmů bude zahájena experimentální část této práce. Bude zapotřebí charakterizovat měřený objemový materiál a definovat jeho termofyzikální parametry.

Pomocí pulsní transientní metody, skokové metody a termokamery bude měřena odezva vzorku PMMA, nezapouzdřeného fotovoltaického článku a poté vzorky zapouzdřených fotovoltaických článků. Výsledky popsaných metod budou na závěr práce porovnány.

KLÍČOVÁ SLOVA

teplo, termofyzikální parametr, fotovoltaický článek, termokamera, transientní metody

ABSTRACT

The topic of presented diploma thesis is study of thermal properties structures of photovoltaic cells. The main goal of this thesis is study of ways of heat spreading from volume and planar materials (conduction, convection and radiation). Then it is needed to determine contributions of heat spread from laminated photovoltaic cell and compare them to results measured by transient pulse method, step wise method and with thermo-camera using.

At the beginning of this thesis it will be needed to define heat and ways it's spread. Heat is closely connected with temperature. That is reason why will be there spoken about temperature and methods of its measuring. Than there will be defined basic thermo-physical parameters of materials. Thermo-physical parameters of materials will be measured by transient methods that will be characterized later and by thermo-camera.

This thesis deals with photovoltaic cells, so there will be described their structure, properties, utilization and way of their production. Subsequently after the definition of all needed terms the experimental part of this thesis will be introduced. It will be needed to characterize measured volume material and define its thermo-physical parameters.

Using the pulse transient method, step wise method and thermo-camera there will be measured the thermal response of PMMA sample, nonlaminated photovoltaic cell and also samples of laminated photovoltaic cells. Findings of all described methods will be finally compared.

KEYWORDS

heat, thermo-physical parameter, photovoltaic cell, thermo-camera, transient methods

HŘEBENOVÁ, L. *Optimalizace tepelných vlastností struktur modulů fotovoltaických článků*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta chemická, 2010. 67 s. Vedoucí diplomové práce prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem svoji diplomovou práci na téma “Optimalizace tepelných vlastností struktur modulů fotovoltaických článků“ jsem vypracovala samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autorka uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této práce jsem neporušila autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhla nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědoma následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení §152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne

.....

podpis autora

Obsah

1 ÚVOD	8
2 CÍL PRÁCE	9
3 TEORETICKÝ ZÁKLAD.....	10
3.1 Teplo	10
3.1.1 Přenos tepla	10
3.2 Měření teploty.....	12
3.2.1 Dotykové teploměry	13
3.2.2 Bezdotykové teploměry.....	17
3.3 Základní termofyzikální veličiny	20
3.3.1 Měrná tepelná kapacita.....	20
3.3.2 Tepelná vodivost	21
3.3.3 Teplotní vodivost.....	21
3.4 Metody měření termofyzikálních veličin.....	21
3.4.1 Stacionární metody.....	22
3.4.2 Transientní metody.....	22
3.5 Fraktály	25
3.5.1 IFS	25
3.5.2 L – systémy	26
3.5.3 TEA	27
3.5.4 Fraktální struktura v prostoru.....	27
3.6 Pulsní modely pro výpočet termofyzikálních veličin	28
3.6.1 Ideální planární model (Diracův impuls)	28
3.6.2 Ideální planární model (obdélníkový impuls)	29
3.6.3 Reálný planární model (obdélníkový impuls)	30
3.6.4 Ideální fraktální model (Diracův impuls).....	30
3.6.5 Reálný fraktální model (Diracův impuls).....	30
3.7 Skokové modely pro výpočet termofyzikálních veličin.....	31
3.7.1 Ideální planární model.....	31
3.7.2 Ideální fraktální model	31
3.7.3 Reálný fraktální model	32
3.8 Fotovoltaické články	33
3.8.1 Historie.....	33
3.8.2 Princip činnosti fotovoltaického článku.....	35
3.8.3 Výroba fotovoltaického článku	37
3.8.4 Využití solárních článků.....	37
4 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST	39
4.1 Materiály vzorků	39
4.2 Experimentální aparatura	40

4.3 Experiment.....	43
4.3.1 Příprava vzorku a průběh experimentu	43
4.3.2 Vyhodnocení experimentálních dat.....	45
5 DISKUSE VÝSLEDKŮ	47
5.1 PMMA	47
5.1.1 Výsledky získané zahřívací fází skokové metody.....	47
5.1.2 Výsledky získané chladicí fází skokové metody.....	49
5.1.3 Výsledky získané pulsní transientní metodou a s použitím termokamery	51
5.2 Nezalaminovaný fotovoltaický článek	52
5.2.1 Výsledky získané zahřívací fází skokové metody.....	52
5.2.2 Výsledky získané chladicí fází skokové metody.....	54
5.2.3 Výsledky získané pulsní transientní metodou	55
5.3 Zalaminovaný fotovoltaický článek.....	56
5.3.1 Výsledky získané zahřívací fází skokové metody.....	56
5.3.2 Výsledky získané chladicí fází skokové metody.....	58
5.3.3 Výsledky získané pulsní transientní metodou	60
6 ZÁVĚR	61
7 SEZNAM LITERATURY	62
8 SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK.....	65
9 SEZNAM PŘÍLOH.....	67

1 ÚVOD

V dnešní době je energie velmi důležitým artiklem. Sluneční záření je velmi žádaným zdrojem energie, protože je lze efektivně přeměňovat na teplo. energii lze nepřímo získávat pomocí větrných a vodních elektráren, dále v tepelných elektrárnách spalujících biomasu či bioplyn, přímou cestou ji lze získávat pomocí fotovoltaických panelů.

Fotovoltaické panely jsou již v současnosti běžnou součástí života. Vyrábějí se zapojením několika fotovoltaických článků, které jsou laminovány různými fóliemi. Na základě různých použitých fólií lze ovlivňovat účinnost fotovoltaických článků a tím také účinnost celého panelu. Pro zvýšení účinnosti fotovoltaických článků použitím různých laminačních fólií je třeba znát termofyzikální parametry těchto struktur. Tato práce si klade za cíl prověřit několik takových struktur z hlediska tepelných vlastností.

Termofyzikální parametry materiálů jsou velmi důležité i při zkoumání nových materiálů, na základě jejich znalosti je možné potom určit cílové využití materiálů. Pro měření termofyzikálních parametrů byla vyvinuta celá řada metod. V této diplomové práci byly použity transienční metod (konkrétně pulsní transienční a skoková) pro určení termofyzikálních parametrů vzorků, které jsou založeny na analýze dynamického teplotního pole ve vzorku. Na základě maximální teplotní odezvy na tepelný puls, který je třeba měřit v optimální vzdálenosti od zdroje pulsu, lze potom určit základní termofyzikální parametry – měrnou tepelnou kapacitu c_p , tepelnou vodivost λ a teplotní vodivost a .

2 CÍL PRÁCE

Cílem této práce bylo studium tepelných vlastností struktur fotovoltaických článků. Ke splnění tohoto zadání bylo třeba provést následující kroky:

- Prostudovat způsoby odvodu tepla z objemových a plošných materiálů vedením, prouděním a zářením.
- Stanovit příspěvky odvedeného tepla ze zalamínovaného fotovoltaického článku.
- Porovnat výsledky zjištěné pomocí pulsní transientní metody, skokové metody a pomocí termokamery.

3 TEORETICKÝ ZÁKLAD

3.1 Teplo

Teplo lze charakterizovat jako část vnitřní energie tělesa, kterou je možno mezi tělesy předávat [1], [2]. Z hlediska kinetické teorie lze též říci, že teplo způsobuje změnu celkové kinetické energie částic, které setrvávají v neuspořádaném pohybu. Jednotkou tepla je Joule (J).

Přenos tepla je možný pouze pokud mezi tělesem a okolím existuje teplotní rozdíl. Předané množství tepla poté lze vyjádřit pomocí vztahu

$$dQ = cm dT, \quad (1)$$

kde dQ je množství předaného tepla (J), dT je změna teploty před a po předání tepla (K), c je měrná tepelná kapacita ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) a m je hmotnost (kg). Pro uzavřené systémy lze teplo charakterizovat pomocí 1. termodynamické věty, která vyjadřuje předávané teplo uvnitř soustavy

$$dQ = dU + p dV, \quad (2)$$

kde U je vnitřní energie soustavy (J), p je tlak (Pa) a V je objem (m^3). V tomto případě však není zohledněno časové hledisko, protože klasická termodynamika se zabývá rovnovážnými procesy, kdy neexistují uvnitř systému teplotní rozdíly a vše probíhá za tepelné rovnováhy. Avšak při studiu přenosu tepla je třeba zohlednit i čas. Proto vznikla nauka o sdílení tepla, která řeší právě časový průběh přenosu tepla mezi soustavou a jejím okolím. Pro charakterizaci časového průběhu tepla byla zavedena nová veličina – tepelný tok, která je definována

$$\dot{Q} = \frac{dQ}{dt}, \quad (3)$$

kde dQ je přenesené množství tepla za časový interval dt . Jednotkou tepelného toku je ($\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$).

Jedná-li se o děj samovolný, dochází k přenosu tepla vždy směrem k chladnějšímu místu. Tento děj je charakterizován 2. termodynamickou větou

$$\dot{Q} = \int_S q dS, \quad (4)$$

kde dS je element plochy S a q je plošná hustota tepelného toku.

3.1.1 Přenos tepla

Kdykoliv existuje rozdíl teplot, je teplo přenášeno z teplejšího na chladnější místo. Zvyšuje se tak vnitřní energie atomů chladnější látky a tedy i její teplota, zároveň se snižuje vnitřní energie a tedy i teplota teplejší látky. Výměna pokračuje, dokud nenastane teplotní rovnováha. Jsou známy tři základní způsoby přenosu tepla [2], [3].

Proudění

Proudění (konvekce) je šíření tepla uplatňující se u pohybujících se tekutin. Proudící tekutina s sebou nese teplo ve formě tepelné energie, kterou přijímá z tepelného zdroje. Pokud proudění vzniká samovolně, jedná se o **přírozenou konvekci**, pokud je vyvoláno, potom je děj nazýván **nucená konvekce**. Hustotu tepelného toku při konvekci lze vyjádřit z Newtonova ochlazovacího zákona

$$q_m(r) = \operatorname{div} \mathbf{q}_m = \operatorname{div}(-D \operatorname{grad} \rho) = -D \Delta \rho, \quad (5)$$

kde $q_m(r)$ je měrný výtěžek tepelného zdroje ($\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$), $\mathbf{q}_m(r)$ je hustota hmotnostního toku ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), ρ je hustota ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) a D je difúzní koeficient ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

Vedení

Vedení (kondukce) je předávání kinetické (mechanické) energie tělesa prostřednictvím vzájemných srážek mezi kmitajícími částicemi. Tento způsob přenosu tepla lze pozorovat především u pevných látek. Vyskytuje se i v tekutinách, avšak zde dochází také k proudění a tyto dva způsoby šíření tepla nelze navzájem odlišit. Lze jej zaznamenat až tehdy, pokud je eliminován vliv proudění např. v úzkých kanálech. Hustotu tepelného toku lze definovat pomocí Fourierova zákona

$$q_0(r) = \operatorname{div} \mathbf{q} = \operatorname{div}(-\lambda \operatorname{grad} T) = -\lambda \Delta T, \quad (6)$$

kde $q_0(r)$ je měrný výtěžek tepelného zdroje ($\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$), $\mathbf{q}(r)$ je hustota tepelného toku ($\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), T je teplota (K), λ je tepelná vodivost ($\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), kterou lze definovat vztahem

$$\lambda = c_p \rho a = C_p a, \quad (7)$$

kde c_p je měrná tepelná kapacita za konstantního tlaku ($\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$), ρ je hustota ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$), C_p je tepelná kapacita ($\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$), a je teplotní vodivost ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

Záření

Záření (sálání, radiace) je způsob přenosu tepla, který je dán emisí a absorpcí elektromagnetického záření mezi povrchy těles. Z toho vyplývá, že na rozdíl od kondukce a konvekce probíhá též ve vakuu. U zahřátého tělesa dochází ke vzniku elektromagnetického záření přeměnou části jeho vnitřní energie. Těleso, které je schopno spojitě vyzařovat a pohlcovat elektromagnetické záření v celé šíři spektra vlnových délek, se nazývá dokonale černé těleso. Pomocí Kirchhoffova vyzařovacího zákona lze přenos tepla zářením ve vakuu vyjádřit

$$q_e(r) = \operatorname{div} \mathbf{H}_e = \operatorname{div}(-a \operatorname{grad} w) = -a \Delta w, \quad (8)$$

kde $q_e(r)$ je měrný příkon tepelného zdroje ($\text{J}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$), $H_e(r)$ je radiační excitance ($\text{J}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$), w je hustota vyzařované energie ($\text{J}\cdot\text{m}^{-3}$) a a je teplotní vodivost ve vakuu ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$). Pomocí Stefan-Boltzmannova zákona lze definovat hustotu toku vyzářené energie

$$H_e = \sigma T^4, \quad \sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60c^2 \hbar^3} = 5,67051 \cdot 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}, \quad (9)$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta, k je Boltzmannova konstanta, \hbar je modifikovaná Planckova konstanta a c je rychlost světla.

Zobecnění

Změna tepelné kapacity C_p v závislosti na teplotě ve fraktálním prostředí lze vyjádřit jako

$$C_p = c_p \rho = \frac{\lambda}{a} = -\frac{k^2}{\hbar c} \Delta T. \quad (10)$$

Z tohoto univerzálního vztahu lze potom odvodit pro šíření tepla (5), (6) a (8) další vztahy. Pokud je hustota vyzařovaného tepla $w = c_p \rho T$ a $(\lambda/c) \Delta T = D \Delta \rho$ lze vztah pro přenos tepla prouděním zapsat jako

$$q_m(r) = C_p \frac{\lambda \hbar}{k^2 c} = -D \Delta \rho, \quad (11)$$

pokud $aw = \lambda T$, lze vztah pro přenos tepla vedením zapsat jako

$$q_0(r) = C_p \frac{\lambda \hbar c}{k^2} = -\lambda \Delta T \quad (12)$$

a pro $w = C_p T = c_p \rho T = \lambda T/a$ (přičemž $\lambda/a = \text{konst.}$), lze vztah pro přenos tepla zářením zapsat jako

$$q_e(r) = C_p \frac{\lambda \hbar c}{k^2} = -a \Delta w. \quad (13)$$

3.2 Měření teploty

Teplota je stavová veličina charakterizující termodynamický stav jakékoliv soustavy. Teplotu tělesa lze charakterizovat podle Maxwellovy definice [4] jako tepelný vztah hodnocený na základě schopnosti tělesa předávat teplo. Teplotu tělesa lze určit jako kinetickou energii pohybujících se částic (atomů, molekul) látky.

Pojem základní teplota lze chápat jako termodynamickou teplotu T [5], [6], jejíž jednotka Kelvin (K) je jednou ze sedmi základních jednotek SI soustavy. Kelvin byl definován dvěma

body, absolutní nulovou teplotou, které odpovídá hodnota 0 K, a teplotou trojného bodu 273,1 K. Od této teploty je odvozena Celsiova teplotní stupnice, pro kterou platí

$$T_C = T - T_0, \quad (14)$$

kde T_C je teplota Celsiova, kterou lze vyjádřit ve stupních Celsia, T je teplota v Kelvinech a $T_0 = 273,15$ K. Teplotní diference je u obou teplotních stupnic stejná ($\Delta T_K = \Delta T_C$).

Aby bylo možné teplotu měřit, byla vyvinuta zařízení nazývaná teplotní čidla (teploměry). Tato čidla pracují díky tomu, že se změnou teploty se v materiálu mění celá řada dalších veličin a je tedy možné tuto změnu definovat. V dnešní době existuje velké množství druhů teplotních čidel. Základní rozdělení teploměrů je podle toho, zda jsou přímo ve styku s měřeným materiálem či nikoliv. Potom je možné teploměry rozlišit na dotykové a bezdotykové. Dále lze teploměry rozdělit do dalších několika skupin podle toho, jaká veličina reaguje na změnu teploty měřené látky. Přehled základních skupin teploměrů je uveden v *tab. 1*.

Tab. 1 Přehled základních skupin teploměrů.

Dotykové			Bezdotykové
dilatační	elektrický	speciální	pyrometry
kapalinový	odporový	kontaktní	
kovový	termoelektrický	Sixův	termokamery
tlakový			

3.2.1 Dotykové teploměry

Dilatační teploměry

První skupinou dotykových teploměrů jsou teploměry dilatační [7], [8]. Dilatační teploměry jsou schopné reagovat na změnu teploty změnou délky nebo objemu materiálu, ze kterého jsou vyrobeny. Mezi dilatační teploměry patří skupina **kapalinových teploměrů**. Principem měření teploty u těchto teploměrů je objemová roztažnost kapaliny v závislosti na teplotě. Vzhledem k teplotě varu a tuhnutí jednotlivých kapalin mají tyto teploměry omezené rozsahy, nejčastěji využívané kapaliny jsou rtuť a etanol. Výhodou těchto teploměrů je, že jsou jednoduché, levné a poměrně spolehlivé. Tyto teploměry jsou většinou skleněné, takže jejich nevýhodou je nízká mechanická odolnost. Další nevýhodou je, že nelze naměřené hodnoty přímo přenést a zpracovat.

Mezi dotykové dilatační teploměry patří dále **teploměry kovové**, jejichž měření teploty je založeno na závislosti roztažnosti kovů na teplotě. Využívají se dva různé kovy s různou závislostí délkové roztažnosti na teplotě. Mezi výhody těchto teploměrů lze zařadit dlouhá životnost a nízké náklady, ovšem mají omezený rozsah měřitelných hodnot a jsou prostorově náročnější. Dalším typem dilatačních teploměrů jsou **teploměry tlakové**. U tohoto typu teploměrů je využívána lineární závislost změny tlaku plynu na teplotě. Nejčastěji se k tomuto

účelu využívá vodík, helium nebo dusík. Nespornou výhodou těchto teploměrů je široký měřicí rozsah a lineární závislost tlaku na změně teploty.

Elektrické teploměry

Elektrické teploměry jsou všeobecně velmi často využívané. Oblíbené jsou nejen díky principu, na kterém pracují, ale také díky elektrickému výstupu. Elektrický výstup totiž zjednodušuje přenos naměřených dat, která jsou tak přístupnější a je možné je rovnou vyhodnotit. Díky tomu jsou velmi dobře využitelné u různých technologických procesů. Výhodou těchto teploměrů je obecně vysoká přesnost měření a také malé rozměry čidla.

Jedním z typů elektrických teploměrů jsou **teploměry odporové** [6]. Jedná se o pasivní prvky elektrického obvodu, které jsou napájeny proudem, a měří se u nich změna odporu v závislosti na teplotě. Pro výrobu odporových teploměrů jsou většinou vybírány kovy, jejichž závislost odporu na změně teploty je zhruba kvadratická. Základní vlastnosti odporových teploměrů jsou zejména teplotní součinitel odporu α_1 , odporový poměr a stabilita měřicího odporu. Teplotní součinitel odporu lze vyjádřit

$$\alpha_1 = \frac{1}{R_0} \frac{\Delta R}{\Delta T}. \quad (15)$$

kde R_0 je odpor kovu teploměru při teplotě 0 °C. Odporový poměr je poměr hodnot odporu měřených při teplotě 100 °C a 0 °C a vyjadřuje jakost odporu daného teploměru. Stabilita měřicího odporu udává maximální změnu hodnoty měřeného odporu v závislosti na změně teploty. Pro výrobu odporových teploměrů se používají čisté kovy nejčastěji platina, měď či nikl (viz *tab. 2*). Z hlediska čistoty je nejvýhodnější používat platinu, protože ji lze vyrobit ve standardně čistém stavu (99,9 % až 99,99 %).

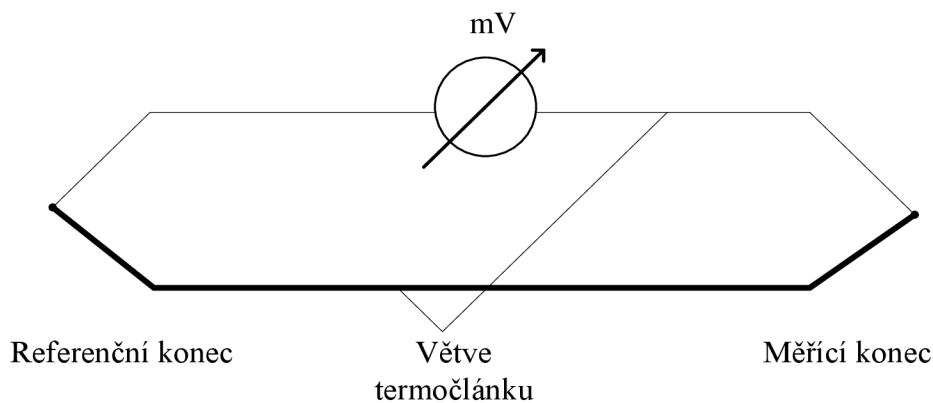
Tab. 2 Vlastnosti odporových teploměrů v závislosti na použitém materiálu.

Materiál	Pt	Ni	Cu
$\alpha_1 \cdot 10^{-3} \text{ (K}^{-1}\text{)}$	3,85 až 3,93	6,17 až 6,70	4,26 až 4,33
měřicí rozsah (°C)	–200 až 850	–60 až 200	–50 až 150
$R_0 \text{ (}\Omega\text{)}$	100	100	100
$W_{100 \text{ }^\circ\text{C}}$	1,385	1,618	1,426

Dalším typem elektrických teploměrů jsou **teploměry termoelektrické** (termočlánky). Termoelektrický teploměr [4] až [8] (viz *obr. 1*) je tvořen dvěma vodiči z různých kovových materiálů A, B, které jsou na obou koncích navzájem vodivě spojeny. Jeden z těchto spojů je nazýván měřicí konec, druhý spoj je znám pod názvem referenční konec. Referenční (srovnávací) konec je umístěn v místě o konstantní definované teplotě, měřicí konec se nachází v místě měření. Pokud se změní teplota měřicího konce termočlánku na teplotu T_M , přičemž druhý konec má teplotu T_R , vzniká mezi oběma konci potenciálový rozdíl. Jde o tzv. Seebeckův efekt, který vyjadřuje míru rozdílů obou teplot. Na výstupu termoelektrického článku tak vzniká elektromotorické napětí ε , které je funkcí teplotního rozdílu mezi měřicím a srovnávacím koncem

$$\varepsilon = \alpha_{AB}(T_M - T_R), \quad (16)$$

kde α_{AB} je materiálová konstanta pro určitou kombinaci kovů, T_M je teplota měřícího konce termočlánku a T_R je teplota referenčního konce.



Obr. 1 Termoelektrický teploměr.

Při výrobě termoelektrických teploměrů je kladen velký důraz na výrobní materiál. Pro výrobu termoelektrického článku může být použit takový materiál, který je dostatečně rezistentní vůči mechanickým a chemickým vlivům prostředí, stálý zvláště za vyšších teplot, aby se závislost elektromotorického napětí na výstupu termočlánku na teplotě co možná nejvíce blížila lineárnímu průběhu. Velmi důležitá je také hodnota termoelektrického napětí. Čím je tato hodnota termoelektrického napětí nižší, tím se snižuje přesnost měření a je zapotřebí použít citlivější měřící přístroje, které jsou ale náchylnější k poškození. Velkou výhodou termoelektrických teploměrů je cenová dostupnost a rychlá časová odezva, takže lze termočlánek použít i při rychlých změnách teplot. Nejpoužívanější druhy termočlánků jsou:

- Termočlánek PtRh10 (platinorhodium) – Pt (typ S)

Díky stálosti jde o nejpoužívanější typ termočlánku. Při dlouhodobém zatížení je schopen měřit do 1 300 °C, krátkodobě až do 1 600 °C. Nevýhodou je, že je schopen vyvinout relativně nízké termoelektrické napětí. Při měření je proto třeba používat citlivější přístroje pro přesné měření. Tyto přesné přístroje však nelze využívat v průmyslové výrobě, proto se tento typ termočlánku využívá především v laboratořích.

- Termočlánek NiCr10 (niklchrom) – Ni (typ K)

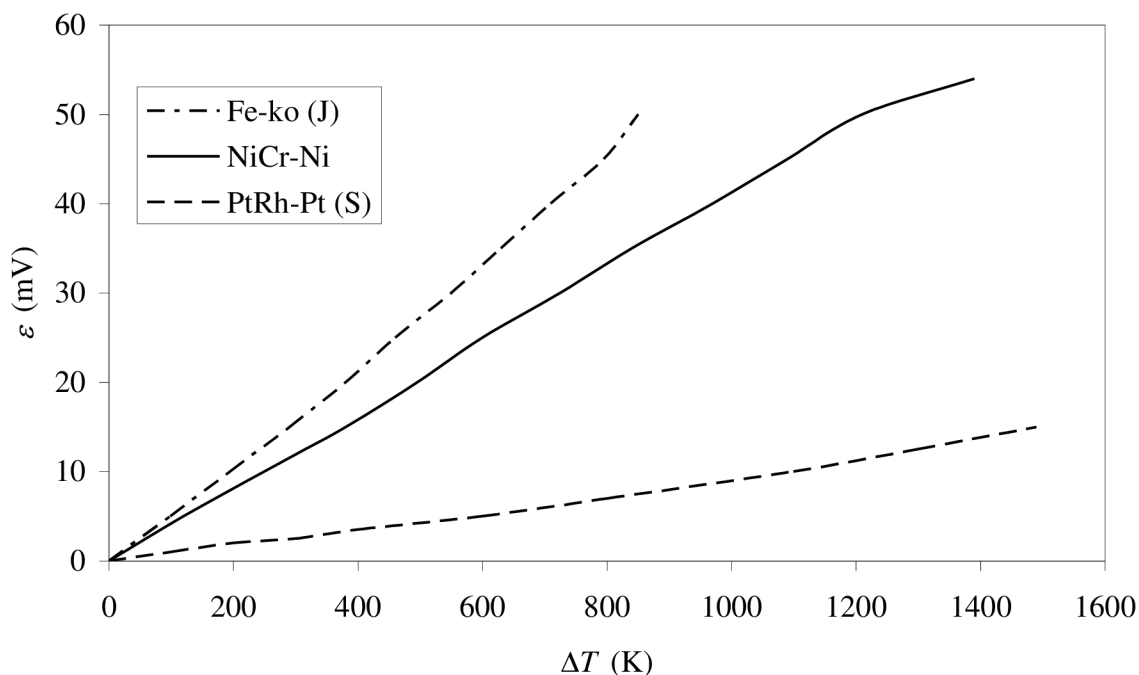
Tento typ termočlánku lze dlouhodobě využívat pro teploty do 900 °C, krátkodobě až do 1 200 °C. Díky tomu, že dokáže vyvinout relativně vysoké termoelektrické napětí a nepotřebuje tedy tak citlivé přístroje jako předchozí typ, jedná se o nejpoužívanější typ termočlánku

ve výrobě. Niklchromová větev termočlánku je složena z 85 % Ni, 10 % Cr a 5 % dezoxidačních přísad. Niklová větev je tvořena 95 % Ni a opět 5 % tvoří dezoxidační přísady. Vzhledem k zachování termoelektrických vlastností termočlánku je velmi podstatné dodržet dané složení. Je důležité vyvážit vliv materiálu na termoelektrické vlastnosti termočlánku, ale též jeho vliv na životnost čidla, což lze velmi dobře pozorovat při použití chromu.

- Termočlánek Fe-CuNi45 (konstantan) – (typ J)

Navzdory tomu, že lze tento typ termočlánku využívat pouze do teploty 600 °C, využívá se často v průmyslových výroбах. Hodnota produkovaného termoelektrického napětí je vyšší než u termočlánku typu S.

Na obr. 2 je znázorněna závislost termoelektrického napětí různých druhů termočlánků. Základní vlastnosti vybraných termočlánků shrnuje tab. 3. Termoelektrické i odporové teploměry mají své výhody a nevýhody. Porovnání vlastností odporových a termoelektrických teploměrů je obsaženo v tab. 4.



Obr. 2 Graf závislosti termoelektrického napětí na rozdílu teplot u různých typů termočlánků.

Tab. 3 Základní vlastnosti vybraných termoelektrických teplotních čidel.

Termočlánek	složení	Cu-CuNi	Fe-CuNi	NiCr-NiAl	PtRh-Pt
	označení	T	J	X	S
Použití	trvale (°C)	-200 až 400	-200 až 750	-200 až 1 250	0 až 1 300
	krátkodobě (°C)	600	900	1 300	1 800
Střední termoelektrické napětí (mV/100 °C)		4,25	5,37	4,8	0,64
Odolnost v oxidačním prostředí		malá	malá	velká	velká
Odolnost v redukčním prostředí		-	velká	malá	malá

Tab. 4 Srovnání elektrických teploměrů.

	Výhody	Nevýhody
Termoelektrický teploměr	široce využitelný	nelineární
	velký teplotní rozsah	nízká úroveň signálů
	jednoduše ovladatelný	potřeba referenčního signálu
	odolný	nízká citlivost
	nízká cena	nízká stabilita
	aktivní senzor	
Odporový teploměr	lineární	nutnost referenčního zdroje
	vysoká úroveň signálu	malá změna odporu
	vysoce citlivý	nízký odpor
	vysoce stabilní	zahřívání proudem
		vysoká cena

Speciální teploměry

Tento typ teploměrů [7], [8] je využíván v situacích, kdy klasickými teploměry nelze přesně změřit teplotu. Takový případ nastává, pokud je třeba měřit např. velmi nízké teploty řádově jednotky K. Zde je možné využít k měření teploměr, který měří teplotu na základě změny magnetického pole paramagnetické látky. Jedním z typů speciálních teploměrů jsou **teploměry kontaktní**. Tento teploměr pracuje tak, že při dosažení požadované teploty sepne kontakt. Často je využíván pro automatizovanou regulaci teploty např. v termostatu.

Dalším typem speciálního teploměru je **teploměr Sixův** (maximo-minimální). Tento typ teploměru je schopen měřit minimální a maximální teplotu ve stanoveném časovém intervalu. Díky této schopnosti je často využíván v meteorologii pro měření teploty vzduchu.

3.2.2 Bezdotykové teploměry

Základní myšlenkou bezdotykového měření teploty [8], [9] je, že všechny formy hmoty vyzařují při teplotě vyšší než absolutní nula tepelné záření. Toto tepelné záření vzniká díky Brownově pohybu částic látky, jehož intenzita je určena teplotou. Toto záření jsou schopny zachytávat a vyhodnocovat zařízení nazývaná bezdotykové teploměry. Aby bylo možné hodnotit schopnost vyzařování různých materiálů, byla definována veličina emisivita. Emisivita udává poměr

celkového zářivého toku vyzářeného daným tělesem ku zářivému toku, který by byl vyzářen černým tělesem.

Bezdotykové měření teploty má řadu výhod. Lze takto měřit povrchovou teplotu různých předmětů, elektrických zařízení pod napětím nebo vzdálené či nepřístupné povrchy. Měření je velmi rychlé a při správném nastavení emisivity povrchu snímaného tělesa také velmi přesné. Další výhodou je umožnění změření teploty pohybujících se objektů a také objektů s velmi vysokou teplotou, při které již není možné použít dotykové teploměry. Při použití bezdotykového měření teploty je vyloučeno ovlivnění, mechanické poškození či kontaminace měřeného objektu. Z toho důvodu je možné i použití např. v potravinářství.

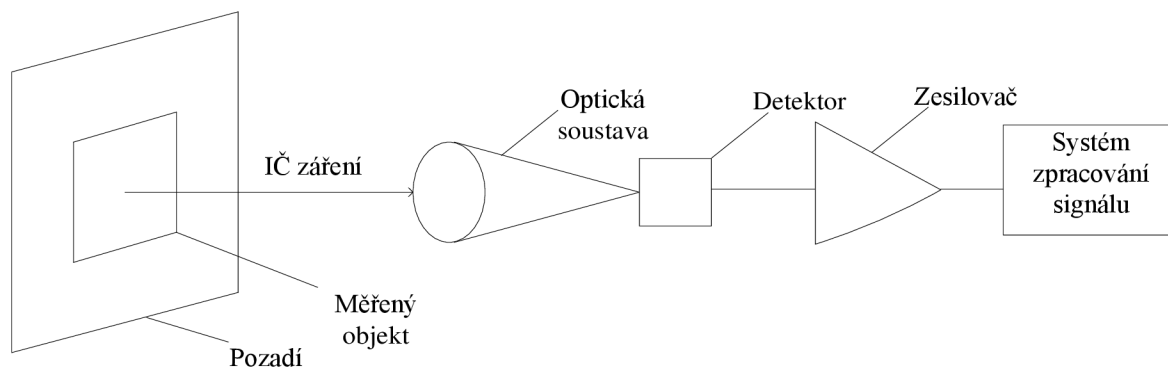
Mezi nevýhody bezdotykového měření teploty patří nižší cenová dostupnost zařízení. Dále je třeba chránit optiku před prachem a kapalinami. Je možné měřit pouze povrchovou teplotu objektu, přičemž měřený objekt musí být viditelný.

Pyrometry

Jedním z typů bezkontaktních teploměrů jsou pyrometry [8]. Pyrometry jsou schopny přijímat elektromagnetické záření z povrchu měřeného objektu ve velkém rozsahu vlnových délek, který je omezen pouze charakteristikami přístroje (absorpční schopností detektoru a propustností čočky). Toto záření je poté převedeno na napětí, proud či odpor. Vzniklý analogový signál je pomocí A/D převodníku digitalizován a zpracován. Na displeji přístroje je poté možno odečítat naměřené hodnoty teploty ve zvolených jednotkách. Nevýhodou měření teploty pomocí pyrometrů je vliv prostředí na výsledky měření. Značný negativní vliv má denní světlo a také jiné než měřené objekty v měřicím prostoru schopné pohlcovat IČ záření silně ovlivní naměřené výsledky.

Termokamera

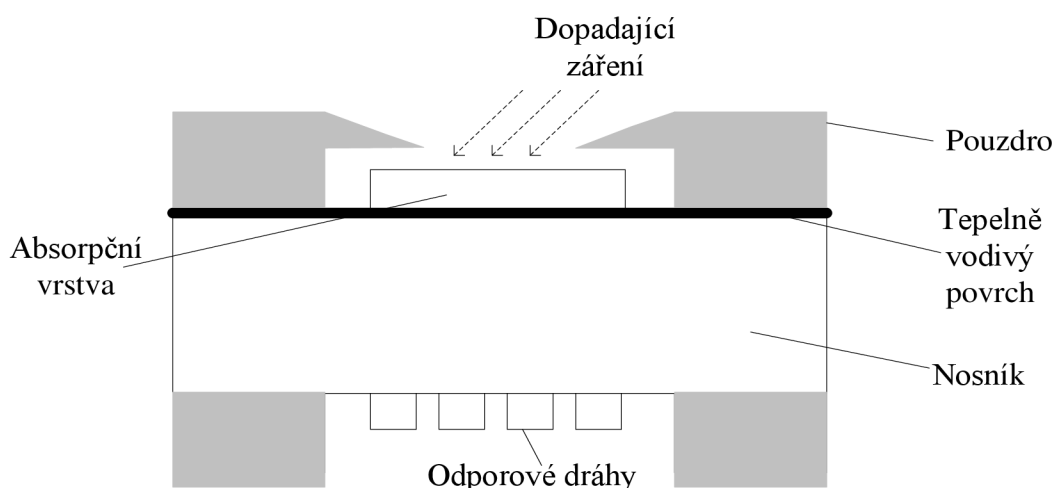
Měření teploty pomocí termokamery [10] je dalším ze základních typů bezdotykového měření. Výsledkem je potom teplotní pole, které znázorňuje rozložení teploty na povrchu měřeného objektu. Nastavenému teplotnímu rozsahu je přiřazena barevná škála, takže každé teplotě odpovídá určitá barva. Schéma principu měření teploty pomocí termokamery, kdy zkoumaný objekt má teplotu $T > 0$ K, takže vyzařuje IČ záření, je vidět na *obr. 3*. Toto záření dopadá na optickou soustavu, je detektorem převedeno na elektrický signál a dále zpracováno elektrickými obvody.



Obr. 3 Princip měření teploty termokamerou.

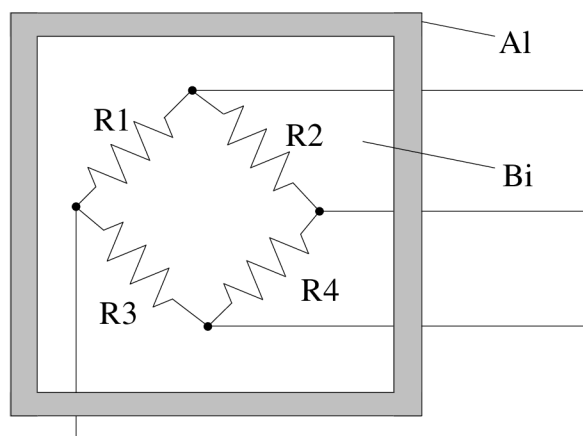
Povrchová teplota objektu je snímána IČ senzory. V dnešní době existuje několik typů senzorů, používají se termoelektrické teploměry, jejichž ozářený (měřicí) konec je začerněn, aby co nejvíce absorboval IČ záření. Jinou alternativou jsou pyroelektrické detektory, avšak nejčastěji jsou využívány bolometry.

Princip činnosti bolometru je znám již od konce devatenáctého století. Základem je odpor bolometru, který se stejně jako u odporových senzorů mění v závislosti na změně teploty. Rozdíl je však v tom, že u bolometru se teplota mění v závislosti na množství absorbovaného IČ záření, které na něj dopadá. Bolometry měří celkový vyzářený tepelný výkon prostřednictvím IČ záření, které dopadá na absorpční vrstvu bolometru. Absorpční vrstva je nejčastěji tvořena zlatou fólií, která je schopna absorbovat až 95 % záření. Absorpce záření způsobí zahřívání povrchu bolometru, který je vyroben z tepelně vodivého materiálu. Teplo je vedeno nosníkem až na spodní stranu bolometru, kde jsou umístěny odporové dráhy (viz obr. 4). Odpor lineárně vzrůstá se stoupající teplotou. Změna odporu je zaznamenávána, signál je zesílen pomocí zesilovače a je dále zpracováván pomocí elektrických obvodů. Výhodou těchto senzorů je vysoká rychlost, citlivost a velký rozsah ($-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ až $100\text{ }^{\circ}\text{C}$), ve kterém jsou schopny měřit teplotu.



Obr. 4 Schéma bolometru.

V dnešní době se bolometry vyrábějí ve formě integrovaných obvodů, které jsou složeny z mnoha mikrobolometrů. Mikrobolometry mají odlišnou strukturu, ale princip jejich činnosti je stejný jako u bolometrů. Běžně jsou mikrobolometry zapojovány čtyři na substrátu (viz obr. 5). Substrát je tvořen hliníkem a odizolován vrstvou oxidu hlinitého. Na této vrstvě je nanášena tepelně vodivá podložka z bismutu, kde jsou umístěny odporové dráhy. Tyto dráhy jsou většinou tvořeny MgO, MnO, TiO₂ nebo chalkogenidovým sklem Tl₂SeAs₂Te₃.



Obr. 5 Zapojení mikrobolometrů na substrátu.

3.3 Základní termofyzikální veličiny

3.3.1 Měrná tepelná kapacita

Měrná tepelná kapacita c (měrné teplo) [1] je definována jako množství tepla, které je potřebné k ohřátí jednotkového množství látky o jednotku teploty

$$c = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT} \quad (17)$$

Měrnou tepelnou kapacitu c lze vyjádřit dvěma různými způsoby:

- za konstantního tlaku – pomocí změny entalpie $H = U + pV$, resp. $dH = dQ + Vdp = dQ$

$$c_p = \frac{1}{m} \frac{dH}{dT} \quad (18)$$

kde m je hmotnost látky, dH je změna entalpie potřebná ke zvýšení teploty o dT

- za konstantního objemu – pomocí změny vnitřní energie $dQ = dU + pdV = dU$

$$c_v = \frac{1}{m} \frac{dU}{dT} \quad (19)$$

kde m je opět hmotnost látky a dU je změna vnitřní energie při zvýšení teploty o dT . Jednotkou měrné tepelné kapacity je $(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$. S měrnou tepelnou kapacitou za konstantního tlaku se většinou počítá u pevných látek a kapalin, přičemž rozdíl mezi c_p a c_v se v praxi zpravidla nebere v úvahu. U plynu je však zřetelný rozdíl mezi hodnotami c_p a c_v , proto je zaveden jejich poměr tzv. Poissonova konstanta $\kappa = c_p/c_v$.

3.3.2 Tepelná vodivost

Tepelná vodivost λ je termofyzikální veličina, která udává schopnost tělesa šířit teplo vedením. Tepelná vodivost je definována pomocí Fourierova zákona. Číselně lze tepelnou vodivost vyjádřit jako množství tepla, které v ustáleném stavu prochází jednotkovým průřezem látky v jednotkovém teplotním gradientu za jednotku času. Jednotkou tepelné vodivosti v soustavě SI je $(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$. V izotropním prostředí lze uvažovat, že tepelná vodivost je konstantní, záleží však také na měřeném materiálu, u některých látek se významně projevuje její závislost na teplotě.

3.3.3 Teplotní vodivost

Teplotní vodivost a (tepelná difuzivita) udává schopnost materiálu vyrovnávat rozdílné teploty při neustáleném šíření tepla vedením v homogenním prostředí. Jednotkou teplotní vodivosti je $(\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1})$. Teplotní vodivost lze vyjádřit jako podíl tepelné vodivosti a součinu její hustoty a měrné tepelné kapacity při stálém tlaku

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p}. \quad (20)$$

3.4 Metody měření termofyzikálních veličin

Pro měření termofyzikálních veličin je rozhodující znalost rozložení teploty ve vzorku [11]. Z předem daných podmínek lze rozložení tepla na povrchu vzorku stanovit u izotropních látek řešením diferenciální rovnice

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q_0, \quad (21)$$

kde c je měrná tepelná kapacita, ρ je hustota a q_0 je označení pro výkon tepelného zdroje v objemové jednotce látky. Z rovnice je patrné, že rozložení tepla na povrchu vzorku závisí na vlastnostech tepelného zdroje, na jeho tvaru a účinnosti. Na základě různých parametrů zdroje tepla je možné rozlišit velké množství různých metod měření termofyzikálních veličin. Pro výběr správné měřicí metody pro konkrétní materiál, je vhodné zvážit několik aspektů. Jedním z důležitých aspektů je tvar vzorku. Je třeba vzít v úvahu, zda je možné připravit takový tvar vzorku, který lze měřit vybraným způsobem. Dále je nutné stanovit si přesnost měření. Pokud je kladem velký důraz na přesnost měření, jsou k dispozici přesné laboratorní metody, které jsou ovšem zpravidla časově náročné. Pokud je vybrána metoda přesná, je třeba si uvědomit časovou

náročnost a tomu úměrný počet vzorků. Dále je třeba prověřit vzorek, jakým extrémním podmínkám lze materiál vzorku vystavit (teplota, tlak, apod.).

3.4.1 Stacionární metody

Stacionární metody jsou používány již dlouho a jsou velmi jednoduché. Lze je proto zařadit mezi metody **klasické**. Potřebné veličiny jsou měřeny v okamžiku, kdy dojde k jejich ustálení. Změřené hodnoty teplot a tepelného příkonu jsou tedy velmi přesné. Jinak je tomu u parazitních tepelných toků, které způsobují při měření systematické chyby a které nelze tak přesně definovat. Pro minimalizování vlivu těchto tepelných parazitních toků, je třeba sestavit složitější aparatury, které se dají použít prakticky jen v laboratořích.

3.4.2 Transientní metody

Dalším způsobem měření termofyzikálních veličin je měření transientní metodou [11], [12]. V dnešní době existuje celá řada transientních metod měření, které se liší typem zdroje tepla, typem pulsu, atd., jak je uvedeno v *tab 5*. Základní princip je však u všech transientních metod stejný. Měření pomocí transientní metody je založeno na vytvoření malého tepelného pulsu přivedením elektrického pulsu na zdroj tepla. Tento zdroj tepla je umístěn stejně jako u skokové metody mezi dvěma částmi vzorku. Od tepelného zdroje se dále vzorkem šíří vygenerovaný tepelný puls. Odezva vzorku na tento puls je opět měřena teplotním čidlem, které je umístěno v definované vzdálenosti od plošného zdroje tepla. Výhoda transientních metod spočívá v tom, že na výsledky měření nemá žádný vliv povrch materiálu vzorku, protože tepelný puls je vytvářen uvnitř vzorku.

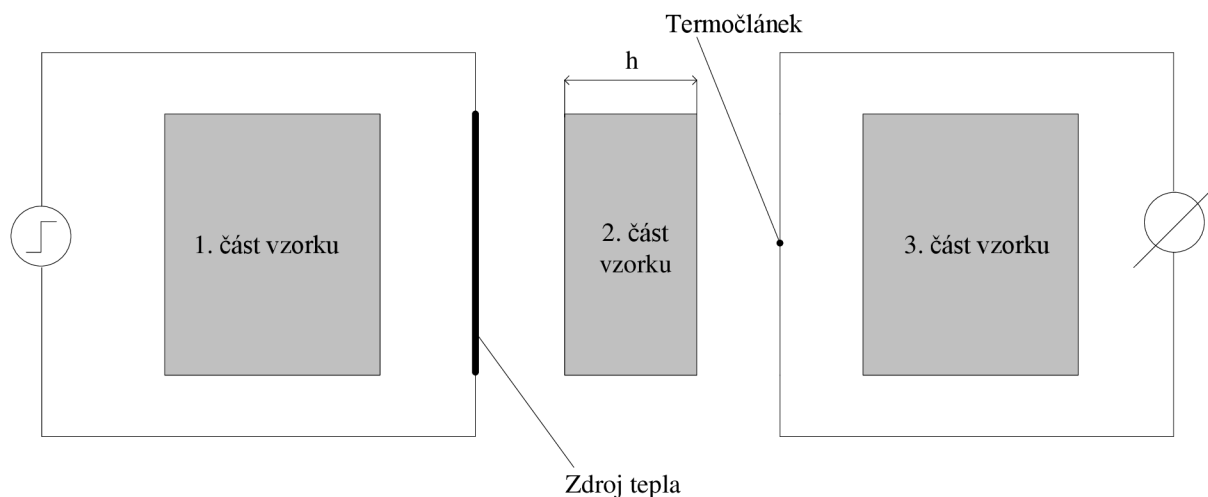
Tab. 5 Typy transientních metod.

Tepelný zdroj	Tepelný puls	Teplotní čidlo	Měřená veličina	Název metody
plošný zdroj	δ - puls	teplotní čidlo mimo zdroj tepla	α, a, c	Pulse transient
plošný zdroj	jednotkový skok	teplotní čidlo mimo zdroj tepla	α, a, c	Step Wise
disk	jednotkový skok	teplotní čidlo spojeno se zdrojem tepla	α, a, c	Hot disc
lineární zdroj	jednotkový skok	teplotní čidlo spojeno se zdrojem tepla	α	Hot wire
plošný zdroj	jednotkový skok	teplotní čidlo spojeno se zdrojem tepla	α, a	Hot plate
soustředné kruhy	jednotkový skok	teplotní čidlo spojeno se zdrojem tepla	α, a, c	Gustafsson probe

Skoková metoda

Jednou z transientních metod měření termofyzikálních veličin je skoková metoda. Skoková metoda využívá tepelný zdroj k vytváření dlouhého tepelného pulsu (jednotkového skoku) ve

vzorku. Zdroj tepla je umístěn mezi dvěma částmi vzorku, jak je zobrazeno na *obr. 6*. Po přivedení elektrického proudu na plošný topný zdroj vzniká teplo. Toto teplo se rovnoměrně šíří vzorkem až k teplotnímu čidlu, kde je detekováno. Teplotní čidlo, které je umístěno v předem definované vzdálenosti od zdroje tepla, zaznamenává časový průběh teplotního pole.



Obr. 6 Princip měření skokovou metodou.

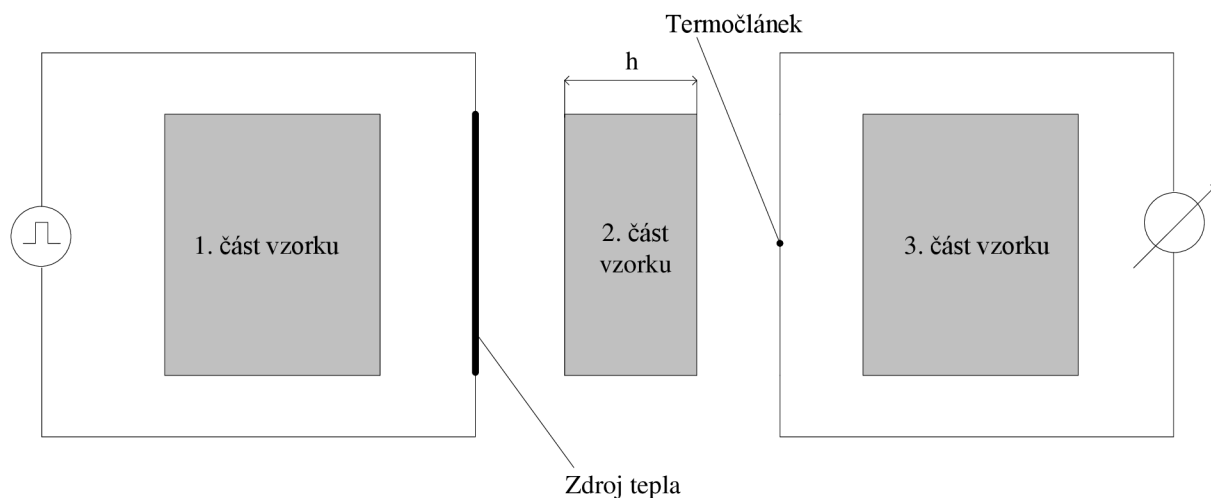
Pulsní transientní metoda

Pulsní transientní metoda měření termofyzikálních vlastností materiálů [13], [14] je založena na vygenerování Diracova δ – pulsu pomocí plošného zdroje tepla. Tímto pulsem se ve vzorku vytváří dynamické teplotního pole. Toto dynamické teplotní pole je charakterizováno dvěma hlavními parametry. Jedná se o dobu od začátku pulsu a hodnotu maxima teplotní odezvy na teplotní puls. Pomocí těchto vlastností dynamického teplotního pole lze určit termofyzikální parametry měřeného vzorku a to měrnou tepelnou kapacitu, tepelnou vodivost a teplotní vodivost. Pulsní transientní metodu lze použít v rozsahu teplot 80 – 800 K. Při nastavení zvláštních podmínek je možné měřit až do 1 300 K.

Měřená soustava vzorek se skládá ze tří částí. Mezi první a druhou částí vzorku je vložen plošný zdroj tepla, jak je zobrazeno na *obr. 7*. Aby bylo možné generovat teplo přivedením proudu na zdroj tepla, je plošný zdroj obvykle vyroben z materiálů, které mají značný elektrický odpor. Přejdem elektrického pulsu se ve zdroji tepla vlivem jeho značného odporu uvolní Joulovo teplo

$$Q = RI^2t_0, \quad (22)$$

kde R je elektrický odpor zdroje tepla, I je elektrický proud a t_0 je šířka pulsu. Mezi druhou a třetí částí vzorku se nachází teplotní snímač. Obvykle se jedná o termoelektrický teploměr, který reaguje na změnu teploty vzorku vlivem procházejícího tepelného pulsu. Výsledkem měření je tedy teplotní odezva na tepelný puls. Z této reakce lze poté vypočítat termofyzikální parametry měřeného vzorku (teplotní vodivost, měrnou tepelnou kapacitu a tepelnou vodivost).

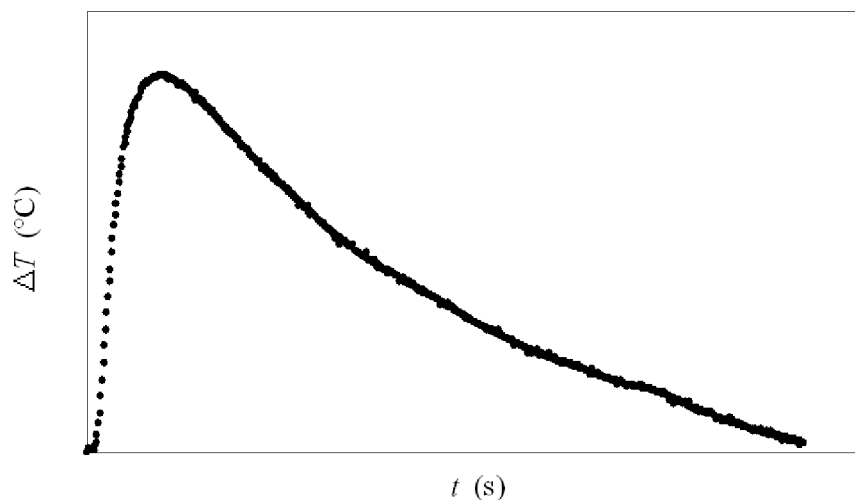


Obr. 7 Princip měření pulsní transientní metodou.

Funkční závislost teploty na čase

$$T(t) = \frac{Q}{c\rho\sqrt{\pi at}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right), \quad (23)$$

kde Q je dodané teplo, h je výška vzorku, a je teplotní vodivost, c je měrná tepelná kapacita a ρ je hustota. Výsledkem měření pulsní transientní metodou je odezva termočláneku na tepelný puls. Typická odezva je potom na obr. 8.



Obr. 8 Typická odezva termočláneku na tepelný puls.

V praxi není možné dosáhnout ideálních výsledků. Při měření je díky působení různých rušivých elementů teplotní pole vzorku deformováno. Působení těchto rušivých vlivů lze stanovit

porovnáním ideálního modelu s reálným systémem. Odchytky reálného uspořádání od ideálního jsou způsobeny

1. odvodem tepla z povrchu vzorku – ideální model uvažuje neohraničené těleso, reálný systém má však reálné rozměry a z jeho povrchu je teplo odváděno do okolí,
2. reálným zdrojem tepla – ideální model předpokládá ideální tepelný zdroj, který má nekonečně velkou plochu, takže vytváří homogenní tok tepla, má zanedbatelnou tloušťku a jeho termofyzikální vlastnosti jsou stejné jako u vzorku. Mezi ideálním zdrojem tepla a vzorkem je předpokládán ideální tepelný kontakt. V reálném systému je zdrojem tepelného pulsu, který je popsán Diracovou δ - funkcí, kovová fólie. Průchodem proudu tímto zdrojem tepla je vyvíjeno Joulovo teplo. Reálný zdroj má konečnou plochu i tloušťku a jeho termofyzikální parametry nejsou shodné s termofyzikálními parametry vzorku. Navíc ani reálný proudový puls nesplňuje přesně vlastnosti δ - funkce. Na rozdíl od ideálního uspořádání nemá reálný tepelný zdroj se vzorkem ideální tepelný kontakt, při šíření tepla ze zdroje do vzorku se uplatňuje tepelný odpor,
3. reálným vzorkem – ideální systém uvažuje neohraničené homogenní prostředí, avšak v reálném uspořádání existuje hned několik rozhraní (v místě uložení teplotního snímače, tepelného zdroje, v místě uchycení vzorku). Přejdem tepelného pulsu přes různá prostředí je teplotní pole deformováno vlivem odporu proti šíření tepla,
4. neustálenou teplotou vzorku.

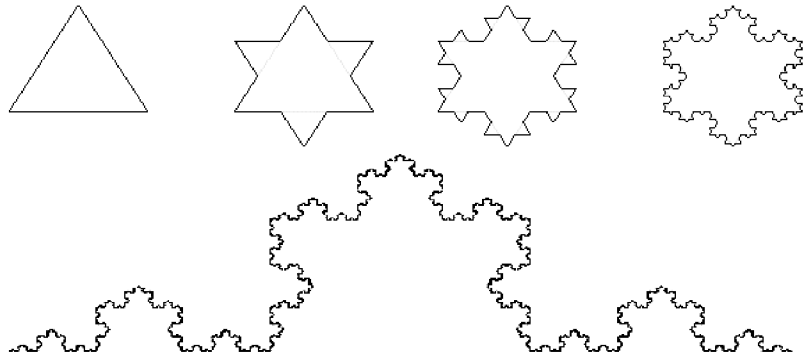
3.5 Fraktály

Úvodem je jistě třeba vysvětlit, proč je třeba zabývat se teorií fraktálů. Klasická geometrie se zabývá pouze útvary pravidelnými. V reálném světě však pravidelných útvarů není tolik jako těch nepravidelných. Pokud by měly být nepravidelné tvary popsány pomocí klasické geometrie, tedy útvarů pravidelných, dochází ke zkreslení. Proto vznikla geometrie fraktální, která se snaží popisovat útvary nepravidelné. Termín fraktál [15], [16] byl poprvé použit v roce 1975 matematikem Benoitem Mandelbrotem. Název fraktál pochází z latinského *fractus*, což znamená rozbitý, rozlámaný. Pod pojmem fraktál se rozumí obecně nepravidelný geometrický útvar, který lze rozdělit na několik částí, které jsou si navzájem podobné a jsou podobné i původnímu celku.

Fraktály lze rozdělit z hlediska fraktální geometrie na dvě základní skupiny a to fraktály soběpodobné a soběpříbuzné. Soběpodobné fraktály jsou matematické útvary, které jsou složeny pouze ze základního motivu, který se přesně opakuje. Oproti tomu soběpříbuzné fraktály jsou složeny z podobných kopií základního motivu. Za soběpříbuzné fraktály lze označit nepravidelné struktury kolem nás jako jsou hory, mraky, rostliny, atd.

3.5.1 IFS

Pro konstrukci fraktálů se používají tzv. **afinní transformace**. Tyto transformace provedou s původním objektem několik operací: rotaci, zmenšování a posun. Výsledkem jsou potom fraktály, které jsou nazývány iterační funkční systémy – IFS (Iteration Function System). Příkladem takového fraktálu je třeba známá Kochova vložka na obr. 9.

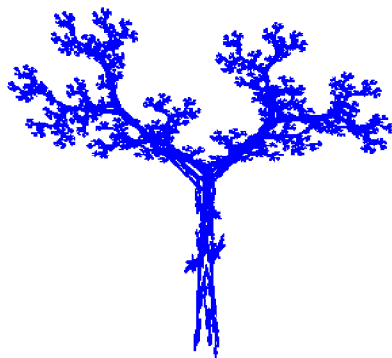


Obr. 9 Příklad fraktálu typu IFS – Kochova vločka.

Z obrázku Kochovy vločky je patrné, že pokud je afinní transformace opakována, z jednoduché pravidelné struktury se začne stávat struktura fraktální. K vytvoření fraktální struktury obvykle nestačí jedna afinní transformace, ale je zapotřebí použít jich několik. Výsledná fraktální struktura závisí na použitých afinních transformacích, pokud jsou transformace využity pravidelně, výsledná struktura bude soběpodobná, pokud nevznikne fraktál soběpříbuzný.

3.5.2 L – systémy

Jedná se o zajímavé fraktální systémy, které mohou být uplatněny např. v biologii. Tyto systémy byly vyvinuty biologem A. Lindenmayerem, který se zabýval počítačovými simulacemi vývoje biologických organismů. L – systém funguje na základě procesu nahrazování určitého počtu elementů. Opakovaným nahrazováním vzniká velice složitá struktura, která simuluje proces růstu živého organismu. Typickým příkladem takového fraktálu je strom na *obr. 10*.



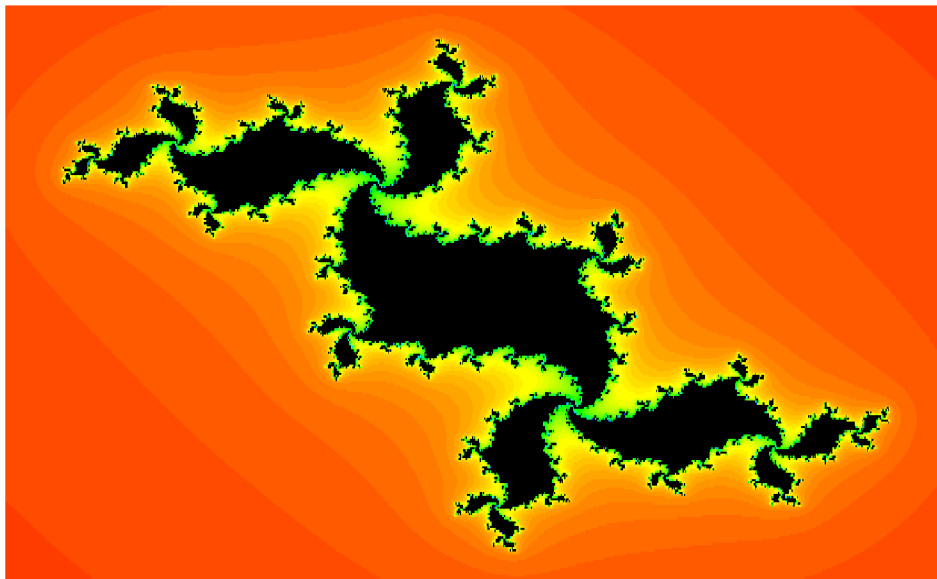
Obr. 10 Fraktální L – systém strom.

3.5.3 TEA

Jiným typem fraktálů jsou fraktály **polynomické**. Tyto fraktály patří do tzv. Juliovy množiny. Juliovy množiny tvoří hranice mezi body, jejichž trajektorie uniká do nekonečna a body s omezenou trajektorií. V praxi tvorba polynomického fraktálu probíhá v několika krocích:

1. je náhodně zvoleno komplexní číslo c , které charakterizuje množinu,
2. opakovaným mocněním z a přičítáním hodnoty komplexního čísla c se zjišťuje, zda bod komplexní roviny z konverguje k nule,
3. pokud výsledek k nule konverguje, bod patří do Juliovy množiny.

Vzniklé Juliovy množiny jsou pro větší zatraktivnění barevně vybarveny (viz *obr. 11*). Barva je volena podle počtu operací potřebných k zařazení nebo vyřazení bodu roviny do Juliovy množiny. Metoda vybarvování Juliovy množiny se nazývá TEA (Time Escape Algorithms). Z hlediska principu používá TEA inverzní IFS transformace pro vytvoření barevných fraktálních útvarů.



Obr. 11 Příklad fraktálu typu TEA – Juliova množina.

3.5.4 Fraktální struktura v prostoru

V běžné praxi se pro charakterizaci rozměrů pravidelných útvarů používá euklidovská dimenze, která běžně nabývá hodnot 0, 1, 2 a 3. Ovšem pro charakterizaci fraktálních objektů nestačí. V praxi bylo zjištěno, že odměřená délka nepravidelného objektu závisí na délce měřidla, při zmenšování měřítka se délka stává nekonečnou, v prostoru tedy zabírá více prostoru než hladká křivka – Richardsonův efekt. Skutečná dimenze tohoto nepravidelného objektu je tedy větší než jeho euklidovská dimenze. Z toho lze vyvodit, že dimenze není celočíselná. Proto byl zaveden pojem Hausdorfova-Besicovitchova (fraktální) dimenze D , která určuje míru nepravidelnosti útvaru. Pokud je hodnota fraktální dimenze blízká hodnotě dimenze euklidovské, potom popisovaný objekt bude jen málo členitý. Naopak v případě, že bude hodnota fraktální dimenze

výrazně vyšší než euklidovská, objekt bude považován za velmi členitý. Vztahu mezi fraktální a euklidovskou dimenzí lze využít i pro definici fraktálů. Tímto způsobem lze fraktál definovat jako množinu nebo geometrický útvar, jehož Hausdorfova-Besicovitchova dimenze je výrazně větší než euklidovská. Fraktální dimenzi je možné vyjádřit

$$D = -\frac{d \ln N(\varepsilon)}{d \ln \varepsilon} \approx \frac{\ln(m)}{\ln(r)}, \quad (24)$$

kde $N(\varepsilon)$ znamená počet objektů o velikosti $\varepsilon = 1/r$, které zaplňují daný prostor, m udává počet opakování zmenšeného objektu a r je změna měřítka.

Na základě fraktální dimenze lze určit další charakteristiku fraktálů – fraktální míru K . Zatímco fraktální dimenze udává změnu zaplněnosti prostoru při změně měřítka, fraktální míra udává zaplněnost prostoru základní buňkou, která má dané vlastnosti. Fraktální míru je možné definovat

$$K = N(\varepsilon)\varepsilon^D = mr_0 \left(\frac{1}{r}\right)^D. \quad (25)$$

3.6 Pulsní modely pro výpočet termofyzikálních veličin

Existuje celá řada modelů [13], [17], jak lze vyjádřit termofyzikální parametry z dat naměřených pomocí různých metod. V této práci však budou rozebrány pouze ty nejdůležitější.

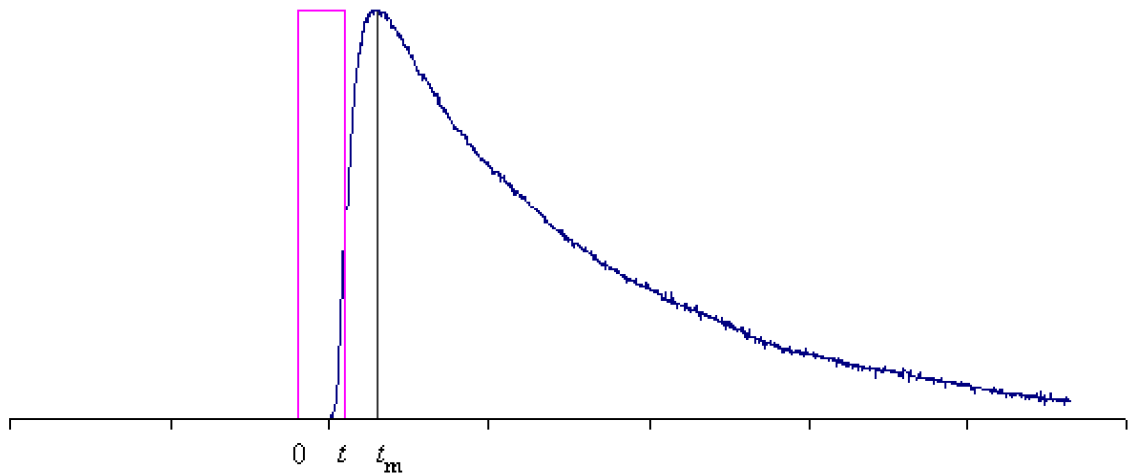
3.6.1 Ideální planární model (Diracův impuls)

Tento model uvažuje, že do vzorku vstupuje puls o velmi malé šířce, tedy Diracův impuls. Potom závislost teploty ve vzdálenosti h od plošného zdroje tepla na čase t lze vyjádřit vztahem

$$\Delta T_r(t) = \frac{Q}{c_p \rho \sqrt{4at}} i\Phi^*(t), \quad (26)$$

kde $i\Phi^*(x) = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}}$ a kde $x = \frac{h}{\sqrt{4at}}$. Q má význam tepla dodaného do vzorku, c_p je měrná tepelná kapacita, ρ je hustota vzorku a a je teplotní vodivost.

Tento model lze využít i pro reálné systémy, kde je ohřev zabezpečen obdélníkovým pulsem velmi malé šířky ($t \ll t_m$), kde t_m je čas, kdy odezva (26) dosáhla maxima. Na výsledné odezvě na obr. 12 je vyznačen extrém, maximální teplota dosažená ve vzorku průchodem Diracova impulsu a jí odpovídající čas dosažení této maximální teploty.



Obr. 12 Odezva na obdélníkový puls.

Z těchto dvou hodnot je možné jednoduchými vztahy vyjádřit teplotní vodivost

$$a = (h^2/2t_m)f_a. \quad (27)$$

Na základě výpočtu tepelné difuzivity lze vyjádřit tepelnou kapacitu

$$c = Q/\sqrt{2\pi e\rho h T_m} f_c \quad (28)$$

a tepelnou vodivost

$$\lambda = h^2 Q/2t_m \sqrt{2\pi e h T_m}. \quad (29)$$

3.6.2 Ideální planární model (obdélníkový impuls)

Tento model uvažuje, že do vzorku vstupuje puls o reálné šířce, tedy obdélníkový impuls. Na druhou stranu ovšem nebere v úvahu konečnou geometrii vzorku. Tento model uvažuje, že teplo se vzorkem šíří v planárních izotermách a nedochází tudíž k odvodu tepla ze vzorku do okolí. To ovšem znamená, že ve výpočtu nejsou zahrnuty ztráty tepla vyzářením do okolí z povrchu vzorku. Teplo, které projde vzorkem, lze vyjádřit z výsledné odezvy změny teploty na puls dodaného tepla

$$\Delta T_r(t) = \frac{Q}{c_p \rho \sqrt{a}} \left(i\Phi_0^*(t)\sqrt{t} - i\Phi_{t_0}^*(t)\sqrt{t-t_0} \right) \quad (30)$$

kde $i\Phi_\tau^*(x_\tau) = \frac{e^{-x_\tau^2}}{\sqrt{\pi}} - x_\tau \operatorname{erfc}(x_\tau)$, pro $\tau = 0$ platí $x_0 = \frac{h}{\sqrt{4at}}$, pro $\tau = t_0$ je $x_{t_0} = \frac{h}{\sqrt{4a(t-t_0)}}$.

3.6.3 Reálný planární model (obdélníkový impuls)

Modifikací ideálního modelu lze získat model reálný. Tento model na rozdíl od ideálního neuvažuje planární izotermu šířícího se tepla vzorkem, protože předpokládá konečnou geometrii vzorku. Tím je dosaženo toho, že ve výpočtu jsou zahrnuty i tepelné ztráty. Teplo lze pomocí reálného modelu vyjádřit vztahy

$$\Delta T_r(t) = \beta \frac{Q}{\lambda} R \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ \left[\frac{J_{0i}(r)}{\xi_i (\xi_i^2 + \beta^2) J_{0i}(R)} \right] e^{-\xi_i \frac{x}{R}} [i\Phi_{-}^*(t) - i\Phi_{+}^*(t)] \right\}, \quad (31)$$

$$\text{kde } i\Phi_{\pm}^*(x_{\pm}) = \frac{e^{-x_{\pm}^2}}{\sqrt{\pi}} - x_{\pm} \operatorname{erfc}(x_{\pm}), \quad x_{\pm} = \sqrt{\frac{h^2}{4at} \pm \xi_i^2 \frac{at}{R^2}}, \quad J_{0i}(r) = J_0\left(\xi_i \frac{r}{R}\right) \text{ a } J_{0i}(R) = J_0(\xi_i),$$

kde λ je tepelná vodivost, R je poloměr vzorku, r je poloměr tepelného zdroje a ξ_i a β jsou koeficienty vyjadřující neplanaritu izoterm. Termofyzikální veličiny mají u reálného modelu stejný význam jako u ideálního modelu a lze je vypočítat analogicky.

3.6.4 Ideální fraktální model (Diracův impuls)

Existuje ještě další přístup k řešení výpočtu termofyzikálních parametrů. Jde o fraktální přístup. Z fraktálního hlediska je třeba brát v úvahu fraktální dimenzi zdroje tepla. Po zavedení fraktálů bude odezva teploty na puls dodaného tepla vyjádřena vztahem

$$\Delta T_r(t) = \frac{Q\sqrt{\pi}}{c_p \rho (4\pi at)^{(E-D)/2}} i\Phi^*(t), \quad (32)$$

$$\text{kde } i\Phi^*(x) = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}} \text{ a } x = \frac{h}{\sqrt{4at}}.$$

Termofyzikální veličiny mají opět stejný význam jako u předchozích modelů. Parametry E , D charakterizují konfiguraci měřícího systému. Pro měření v třídídimenzionálním prostoru ($E = 3$) bude $D = 0$ vyjadřovat bodový zdroj tepla, $D = 1$ platí pro lineární zdroj tepla, $D = 2$ charakterizuje plošný zdroj tepla a $D = 3$ určuje objemový zdroj tepla. Obecně však parametr D může nabývat hodnot $D \in \langle 0, E \rangle$. Takže např. pro plošný zdroj bude parametr $D > 2$ vyjadřovat ohřev zdrsněnou plochou, parametr $D < 2$ pouze z části plochy (např. u kompozitních materiálů).

3.6.5 Reálný fraktální model (Diracův impuls)

U tohoto modelu lze odezvu teploty na puls dodaného tepla vyjádřit

$$\Delta T_r(t) = \frac{Q\sqrt{\pi}}{c_p \rho (4at)^{(E-D)/2}} i\Phi^*(t), \quad (33)$$

$$\text{kde } i\Phi^*(x) = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}} \text{ a } x = \sqrt{\frac{h^2}{4at} + \frac{4at}{R^2}}.$$

Tento model koresponduje s reálným modelem (uvedeným v kap. 3.6.3). Pokud $\xi_i = 2$ a bude uvažován pouze první člen řady ($i = 1$), potom lze rovnici (30) přepsat ve tvaru

$$\Delta T_r(t) = \beta \frac{Q}{\lambda} R \left[\frac{J_{0i}(r)}{2(4 + \beta^2)J_{0i}(R)} \right] e^{-\frac{2x}{R}} \left[i\Phi_{-}^*(t) - i\Phi_{+}^*(t) \right] \quad (34)$$

$$\text{kde } i\Phi_{\pm}^*(x_{\pm}) = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}} \text{ a } x_{\pm} = \sqrt{\frac{h^2}{4at} \pm \frac{4at}{R^2}}.$$

V současné době lze považovat modely v kap. 3.6.3 a 3.6.5 za nejvhodnější pro interpretaci experimentálních výsledků pulsní transientní metody. Úpravou výkonu tepelného zdroje a šířky pulsu lze dosáhnout reálných hodnot termofyzikálních veličin výpočtem provedeným dle tohoto modelu.

3.7 Skokové modely pro výpočet termofyzikálních veličin

3.7.1 Ideální planární model

Tepelnou odezvu pro tento model [18], [19] lze získat integrací ideálního planárního pulsního modelu (26), přičemž tepelný příkon je konstantní. Časová změna teploty pro plošný tepelný zdroj lze definovat jako

$$\Delta T_r(t) = \int_0^t \frac{P}{c_p \rho \sqrt{4at}} i\Phi_p^*(t) dt, \quad (35)$$

kde $i\Phi_p^*(x) = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}}$ a $x = \frac{h}{\sqrt{4at}}$. Výsledkem integrace je závislost změny teploty na čase

$$\Delta T_r(t) = \frac{P}{2\lambda} \sqrt{\frac{4at}{\pi}} i\Phi_s^*(t), \quad (36)$$

kde $i\Phi_s^*(x) = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}} - x \operatorname{erfc}(x)$ a $x = \frac{h}{\sqrt{4at}}$, kde $\operatorname{erfc}(x)$ je doplňková chybová funkce.

3.7.2 Ideální fraktální model

Tepelnou odezvu pro tento model [18], [19] lze získat integrací ideálního fraktálního pulsního modelu (32), přičemž tepelný příkon je konstantní. Časová změna teploty pro fraktální tepelný zdroj lze definovat

$$\Delta T_r(t) = \int_0^t \frac{P\sqrt{\pi}}{c_p \rho (4at)^s} i\Phi_p^*(t) dt. \quad (37)$$

Výsledkem integrace je závislost změny teploty na čase

$$\Delta T_r(t) = \frac{P(4at)^{1-s}}{4\lambda(1-s)\pi^s} i\Phi_s^*(t), \quad (38)$$

kde lze pro puls dosadit $i\Phi_p^* = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}}$ a $x = \frac{h}{\sqrt{4at}}$ a pro skok lze psát $i\Phi_s^* = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}} - x \operatorname{erfc}(x)$ a $x = \frac{h}{\sqrt{4at}}$, s je parametr definující uspořádání systému $s = (E - D)/2$.

Pro třídimenzionální prostor ($E = 3$) a pro plošný zdroj tepla ($D = 2$), kdy $s = 1/2$, lze psát

$$\Delta T_r(t) = \frac{P}{2\lambda} \sqrt{\frac{4at}{\pi}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right). \quad (39)$$

3.7.3 Reálný fraktální model

Tento model [18], [19] byl vyvinut s ohledem na počáteční a okrajové podmínky základní rovnice přenosu tepla. V tomto modelu jsou zahrnuty tepelné ztráty, dále počítáno s reálným rozměrem vzorku a je brát v potaz také konečný rozměr plošného zdroje tepla (poloměr). Termofyzikální veličiny mají stejný význam jako u ideálního modelu. Závislost teploty ve vzdálenosti r od zdroje tepla lze vyjádřit vztahem

$$\Delta T(r) = -\frac{\hbar c}{k_B} \frac{K r^{D+E+2}}{D(D-E+2)}, \quad (40)$$

kde k_B je Boltzmannova konstanta, \hbar je modifikovaná Planckova konstanta, c je rychlost prostupu tepla, K je fraktální míra, D je fraktální dimenze. Pokud je vektor r rozepsán na tvar

$$r^2 = r_T^2 - c^2(t-t_0)^2 = -h^2 + 4a_0 t - c^2 t^2 \quad (41)$$

kde r_T je poloměr fraktálního prostoru, t_0 je zpoždění odezvy, $a_0 = c^2 t_0 / 2$ je maximální hodnota teplotní vodivosti (pro $E = D$) a h je tloušťka vzorku, kterou lze vyjádřit $h^2 = c^2 t_0^2 - r_T^2$, lze rovnici (40) upravit na tvar

$$\Delta T(t) = -\frac{K\hbar c}{k_B} \frac{(4a_0 t)^{(D-E+2)/2}}{D(D-E+2)} \left(-\frac{h^2}{4a_0 t} - \frac{c^2 t}{4a_0} + 1 \right)^{(D-E+2)/2}. \quad (42)$$

Pokud je teplotní vodivost vyjádřena $a = 2a_0/(D - E + 2)$, efektivní poloměr vzorku lze definovat $R = 4a/c$, kde a je koeficient teplotní vodivosti s fraktální dimenzí D a kvalitu tepelného zdroje lze vyjádřit $s = (E - D)/2 = (a - a_0)/a$, potom lze dále vyjádřit

$$\Delta T(t) = -\frac{K\hbar c}{k_B} \frac{(4at)^{1-s}}{2D(1-s)^s} \exp\left[-\left(\frac{h^2}{4at} + \frac{4at}{R^2}\right)\right]. \quad (43)$$

Pro planární tepelný zdroj platí $s = 1/2$, pro lineární tepelný zdroj platí $s = 1$ a pro bodový zdroj tepla platí $s = 3/2$. Parametr s vyjadřuje obecně i nehomogenitu tepelných zdrojů $s \in \langle 0, 3/2 \rangle$.

Pokud se příkon tepelného zdroje ve vztahu k tepelné vodivosti reálného materiálu definuje jako

$$\frac{P}{\lambda} = -\frac{K\hbar c}{k_B D} \left(\frac{\pi}{1-s}\right)^s, \quad (44)$$

lze potom dosazením do rovnice (43) získat vztah

$$\Delta T(t) = \frac{P}{2\lambda} \left(\frac{4at}{\pi}\right)^{1-s} \exp\left[-\left(\frac{h^2}{4at} + \frac{4at}{R^2}\right)\right]. \quad (45)$$

Pokud platí $i\Phi_s^*(t) = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}}$ a $x = \sqrt{\frac{h^2}{4at} + \frac{4at}{R^2}}$, lze vztah zjednodušit na tvar

$$\Delta T(t) = \frac{P}{2\lambda\pi^s} i\Phi_s^*(t). \quad (46)$$

3.8 Fotovoltaické články

V dnešní době, kdy technologický pokrok znamená vše, je velmi důležité zajistit zdroj energie. Protože dosavadní zdroje energie jsou neekologické nebo neobnovitelné, je stále naléhavěji hledána ekvivalentní náhrada za stávající energetické zdroje. Fotovoltaické články by takovou náhradou mohly být. Energie přijímaná ze Slunce je obnovitelná a ekologická. Stávajícím problémem je stále účinnost solárních článků, avšak jsou stále studovány nové materiály a nové možnosti.

3.8.1 Historie

Historie vývoje fotovoltaických článků [20] až [22] sahá až do první poloviny 19. století, kdy v roce 1839 francouzský experimentální fyzik Alexandr Edmond Becquerel objevil existenci fotovoltaického efektu. Dělal tehdy pokusy se dvěma kovovými elektrodami v elektrolytu. Při jejich osvětlení došlo ke zvýšení napětí na elektrodách. Dalším krokem ve vývoji fotovoltaických článků byla výroba solárního článku s použitím selenu, kterou provedl v roce 1883 Američan Charles Fritts. Jeho článek měřil asi 30 cm^2 s účinností 1 %. Pro velmi nízkou účinnost nenašly

tyto články uplatnění ve fotovoltaice, avšak používají se jako solární čidla k určení doby expozice ve fotoaparátech.

Zlomovým okamžikem ve vývoji fotovoltaiky bylo objevení způsobu růstu monokrystalu křemíku v roce 1918. Na počátku rozvoje prvních křemíkových solárních článků stál Russell Ohl. První skutečný solární článek z krystalického křemíku s účinností 6 % byl vyroben v roce 1954 v Bellových laboratořích. Větší rozvoj fotovoltaiky nastal v šedesátých letech s nástupem kosmického výzkumu, solární články v té době dosáhly účinnosti 9 %, proto bylo rozhodnuto, že budou sloužit jako zdroj energie pro družice. První umělá družice Vanguard I využívající solární článek byla vypuštěna roku 1958. Již v této době bylo možné vyrábět fotovoltaické články sériově, avšak jejich cena byla stále příliš vysoká. Výraznější vývoj fotovoltaiky je zaznamenáván především v posledních dvaceti letech. Je to způsobeno vládními dotacemi na obnovitelné zdroje energie, zvětšováním objemů výroby a snahou šetřit materiály při výrobě.

V České republice začaly být fotovoltaické systémy využívány především k napájení menších zařízení či objektů jako např. chaty, především v místech, kde není dostupné elektrické vedení. Postupně se začaly instalovat fotovoltaické elektrárny, např. v Dukovanech a stále jich přibývá.

V průběhu vývoje fotovoltaických článků vznikly postupně tři generace. Fotovoltaické články první generace [23] jsou v současné době nejrozšířenější. Jejich technologie je založena na krystalickém křemíku. Tento typ solárního článku sice dosahuje účinnosti až 50 %, avšak spotřeba polovodičového materiálu na jeho výrobu je příliš vysoká. V případě křemíku to znamená zvýšení produkce jeho výroby, avšak u dalších prvků (Ga, Ge) je problémem dostupnost.

Druhá generace fotovoltaických článků [24] vznikla jako reakce na generaci první. Jejich úkolem bylo odstranit nevýhody první generace článků, především nízkou účinnost, velkou spotřebu materiálu při výrobě a vysokou cenu. Tyto články jsou konstruovány tak, že mají až tisíckrát tenčí absorpční vrstvou, jsou to články z amorfního a mikrokystalického křemíku (případně ze směsných polovodičů z mědi, india, galia, síry, nebo selenu). Vzhledem k použitým materiálům poklesly výrobní náklady, avšak s cenou klesla i dosahovaná účinnost (pod 10 %). V současnosti jsou vyvíjeny také články organické a dále i světlocitlivá barviva, která lze použít na stávající struktury článků za účelem zvýšení efektivity. Z hlediska materiálů je možné tenkovrstvé fotovoltaické články nanášet nejen na sklo, ale také na kovové či polymerní fólie, tím se zvyšuje variabilita solárních systémů. Problémem tenkovrstvých článků ale není jen nízká účinnost, ale také degradace, která probíhá mnohem rychleji než u článků křemíkových. Z toho důvodu, že tyto články nejsou využívány dlouho, není možné zcela spolehlivě určit, jak přesně probíhá degradace těchto článků, ani jak se snížila účinnost oproti klasickým křemíkovým článkům.

Třetí generace fotovoltaických článků [25] měla za úkol opět zvýšit účinnost. Tyto solární systémy se snaží využít maximum absorbovaných fotonů a jejich energii. Příkladem článků třetí generace jsou vícevrstvé struktury, z nichž každá substruktura absorbuje určitou část spektra, čímž je maximalizována energetická využitelnost fotonů. Tento fotovoltaický systém využívá PN přechodu amorfního a mikrokystalického křemíku. Amorfní křemík absorbuje záření v oblasti modré, zelené a žluté části spektra, mikrokystalický křemík má vysokou absorpci v oblasti červené a infračervené. Mikrokystalický křemík je možné nahradit i slitinou křemíku a germania a dle zvoleného poměru obou materiálů lze upravovat jejich optické a elektrické vlastnosti.

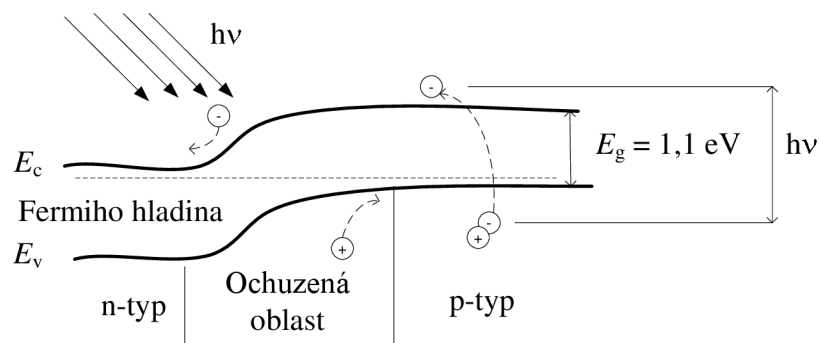
Základní podmínkou pro dobrou funkci vícevrstvých článků je, aby každý z článků generoval stejný proud. Pokud tomu tak není, limituje dosažitelnou účinnost nejslabší z článků, výsledné napětí je pak dané součtem všech článků.

Další zvýšení účinnosti by bylo možné, pokud by se podařilo prolomit Shockley-Queisserova bariéru, která omezuje fotovoltaickou přeměnu. Omezení spočívá v tom, že absorpcí jednoho fotonu je vytvořen pouze jeden exciton, který je schopen překonat zakázaný pás. Zbytek energie se mění na teplo. V současné době probíhají nové výzkumy v oblasti využití polovodičových nanokrystalů, které podle pozorování mohou vyvinout kvantové výtěžky až 700 %, to znamená, že z jednoho fotonu je vytvořeno až 7 excitonů. Ještě je však třeba vyřešit způsob převedení takto vzniklé energie k elektrodám. To bude jistě předmětem dalšího výzkumu.

3.8.2 Princip činnosti fotovoltaického článku

Základním principem činnosti fotovoltaického článku je fotoelektrický jev [26]. Jedná se o proces, kdy dopadající záření, tedy proud fotonů způsobuje v polovodičovém materiálu generaci elektrického proudu (viz *obr. 13*). Při dopadu na fotovoltaický článek má foton několik možností, může být odražen, projít článkem a pokračovat dál nebo být absorbován, což způsobí vznik fotoelektrického jevu, tedy uvolnění elektronu a tím vznik elektrického proudu.

Fotovoltaický článek je tvořen dvěma vrstvami polovodičového materiálu. Svrchní vrstva je dotována N – prvky (fosfor), takže vodivost této části článku je způsobena pohybem elektronů. Druhá vrstva je tvořena polovodičem typu P (křemík s příměsí boru), který má nedostatek elektronů, takže vodivost této části je způsobena pohybem děr. Mezi těmito vrstvami se vytvoří PN přechod, který zabraňuje přímému přenosu elektronů z vrstvy N do vrstvy P díky potenciálové bariéře. Dopadem fotonů dojde v oblasti PN přechodu k oddělení díry a elektronu. Díky potenciálové bariéře nemohou elektrony projít přes PN přechod do vrstvy s děrovou vodivostí a hromadí se v oblasti elektronové vodivosti. Stejně tak se v oblasti s děrovou vodivostí hromadí díry. Jakmile se v oddělených oblastech nahromadí dostatečné množství nosičů náboje, vytváří se elektrický potenciál (asi 0,6 V na článek). Po připojení do elektrického obvodu, začnou nahromaděné elektrony proudit z N – oblasti do P – oblasti, rekombinují s volnými dírami a tím na přírodních kontaktech vznikne napětí. Pokud připojíme ke kontaktům spotřebič, začne jím protékat elektrický proud, který je přímo úměrný počtu absorbovaných fotonů. Solární článek lze tedy považovat za velkoplošnou polovodičovou diodu, která má spodní kovový kontakt (reflektor), většinou ze směsi stříbra a hliníku, a vrchní kovový kontakt (mřížku), které nesmí stínit absorpční vrstvu článku.



Obr. 13 Pásové schéma P-N přechodu krystalického křemíku za osvětlení.

Aby bylo možné minimalizovat ztráty způsobené reflexí záření, rekombinací nosičů náboje atd., je skutečná struktura fotovoltaického článku je mnohem složitější. Čím více různých materiálů s různou absorpční hranou je použito, tím je dosaženo vyšší účinnosti díky absorpci záření v širším spektru vlnových délek. Teoretická účinnost článku z krystalického křemíku je asi 30 %. Absorpce monokrystalického křemíku nad absorpční hranou roste pomalu, a proto musí být křemíkový solární článek dostatečně silný (0,3 mm). Amorfni křemík absorbuje v červené a infračervené oblasti spektra, ale absorpce nad absorpční hranou prudce roste. Pro úplnou absorpci tedy stačí vrstva tenčí než tisícina milimetru. Amorfni křemík lze připravit při nízké teplotě (200 °C) a nanášet na různé podložky (sklo nebo kovová fólie). Oproti tomu je však mnohem složitější jeho obohacování a transport elektrického náboje. Z toho důvodu mají články tvořené amorfni křemíkem často poměrně komplikovanou strukturu. Fotovoltaické články je možné vyrobit také z dalších materiálů jako jsou chalcogenidové polovodiče (sloučeniny síry, selenu nebo teluru), jinou alternativou jsou prvky druhé skupiny periodické tabulky (kadmium) nebo kombinace prvků první (měď) a třetí skupiny (indium, galium). Dříve byl velmi oblíbený materiál pro výrobu fotovoltaických systémů CdTe, avšak v současnosti jsou vlivem odhalení toxicity kadmia nahrazovány nejčastěji systémem CuInSe₂. Absorpce světla v těchto materiálech je velmi silná díky přímým optickým přechodům, takže stačí pouze velmi tenká vrstva (řádově jednotky mikrometrů).

Účinnost fotovoltaických článků obecně není příliš vysoká. Je třeba ji ale hodnotit vzhledem k výrobním a provozním nákladům, které mají klesající trend. Avšak jak zvyšování účinnosti, tak i snižování nákladů má své hranice. Přehled účinností různých typů fotovoltaických článků je k nahlédnutí v tab. 6.

Tab. 6 Účinnost fotovoltaických článků.

Typ článku	Účinnost v laboratoři	Účinnost ve výrobě
monokrystalický křemík	24 %	14 – 17 %
polykrystalický křemík	24 %	13 – 17 %
CuInSe ₂	18 %	12 – 15 %
amorfni křemík	13 %	8 – 10 %

Jednotlivé solární články lze navzájem zapojovat buď sériově, tím je potom dosaženo potřebného napětí ($n \times 0.6 \text{ V}$), nebo paralelně pro získání většího proudu a tím i výkonu. Nejčastěji se fotovoltaické články zapojují kombinací obou způsobů a vznikají tak fotovoltaické panely. Pro dosažení maximálního výkonu je důležité dosáhnout co nejvyšší účinnosti přeměny světla na elektrickou energii. Dnes se výkon článku o velikosti 1 cm^2 pohybuje kolem hodnoty 15 mW . Výkon fotovoltaického článku závisí na různých faktorech prostředí. Rozhodující vliv na výkon fotovoltaického systému má intenzita osvětlení, úhel dopadu a vlnová délka dopadajícího záření a v neposlední řadě také teplota článku. Proto je tato práce zaměřena na zkoumání tepelných vlastností různých struktur.

3.8.3 Výroba fotovoltaického článku

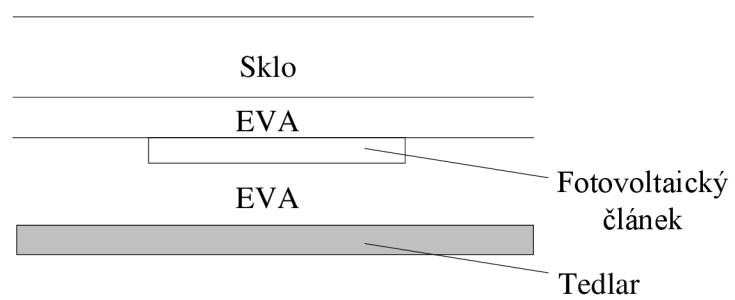
Základem pro výrobu fotovoltaických článků křemík [27]. Křemík ve formě křemenného písku je nejprve třeba zbavit nečistot. Křemenný písek je následně zpracován na monokrystal křemíku. Křemíkový monokrystal je poté vložen do horkého tekutého křemíku, který se nabaluje na ponořený křemíkový krystal. Pomalým vytahováním lze vytvořit křemíkové tyče o délce přes jeden metr a průměrem asi 12 cm . Při výrobě polykrystalického křemíku je horký křemík odléván do formy a pozvolna ochlazován. Vzniklé křemíkové tyče jsou řezány na tenké plátky (méně než $0,5 \text{ mm}$). Každý plátek je poté obroušen a vyhlazen. Následně je třeba vytvořit strukturu zahrnující PN přechod. V praxi obohacení probíhá tak, že jedna strana plátku je dopována malým množstvím pětimocného prvku pro vznik polovodiče typu N. Druhá strana plátku je obohacena trojmocným prvkem, čímž vznikne polovodič typu P. Fotovoltaický článek s vytvořeným PN přechodem je třeba poté nakontaktovat. Zadní strana článku sloužící jako kladný pól je proto potažena velmi tenkou vrstvou hliníku. Kontakty na přední straně jsou tvořeny stříbrem a představují pouze úzké vodivé dráhy, aby mohlo světlo dopadat na křemík.

3.8.4 Využití solárních článků

Propojením a zapouzdřením fotovoltaických článků vzniká fotovoltaický panel. Tento panel je hermeticky uzavřen a zajišťuje dostatečnou mechanickou a klimatickou odolnost článků (např. vůči silnému větru, dešti, krupobití, sněhu, mrazu).

Podle druhu použití existuje velice rozmanité spektrum konstrukcí fotovoltaických panelů. Nejčastěji jsou fotovoltaické panely opatřeny po obvodu duralovými rámy pro vyztužení celé konstrukce a zároveň ke snadnému uchycení panelů ke konstrukci systému. Na přední stěně se nachází velmi odolný materiál, který je tvořen kaleným sklem. Mezi krycí vrstvou kaleného skla a vlastním solárním článkem je vložena EVA fólie, která je tvořena organickým materiálem (ethylen-vinylacetátem), který může při silném ozáření UV paprsky žloutnout, čímž dochází ke snížení transparentnosti a snižuje se elektrický výkon panelu. Z hlediska degradace optických vlastností je krycí kalené sklo velmi stabilní a ke snížení optické propustnosti dochází pouze při znečištění povrchu. Znázornění struktury zalaminovaného fotovoltaického článku je na *obr. 14*.

Struktura panelů tenkovrstvých solárních článků je odlišná od konstrukce krystalických křemíkových článků. To je dáno zejména odlišnou technologií výroby, kdy je celá aktivní struktura deponována plasmaticky v jednotlivých krocích na velkoplošný skleněný substrát.



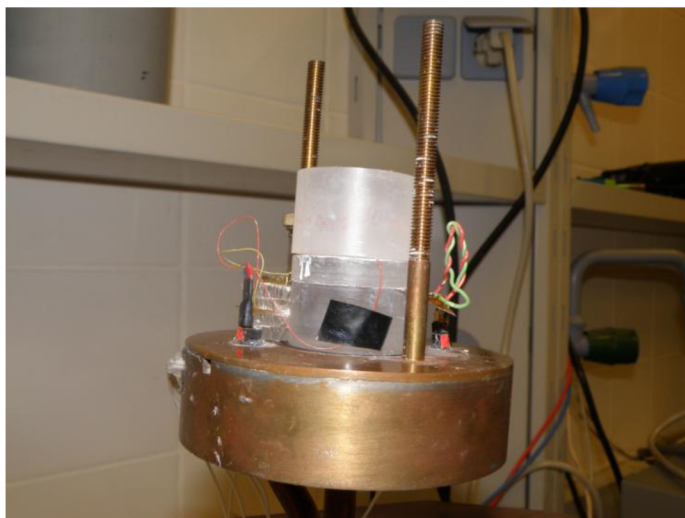
Obr. 14 Struktura zapouzdřeného fotovoltaického článku.

4 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

4.1 Materiály vzorků

První z měřených materiálů byl polymethylmethakrylát (PMMA), který je znám pod obchodním názvem Perspex. Tento materiál je již dlouho využíván především díky odolnosti proti otřesům a vysoké průhlednosti jako náhrada skla. Používá se v mnoha odvětvích průmyslu, protože je lehký, odolný vůči klimatickým změnám i působení různých chemických látek.

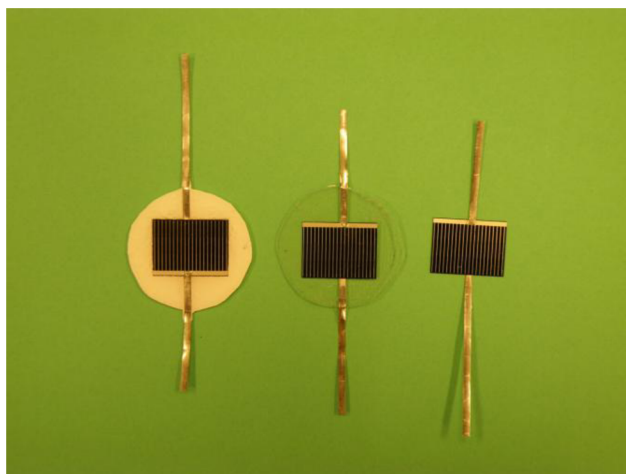
Pro měření tepelných vlastností PMMA byl použit kruhový vzorek o tloušťce $h = 0,0061$ m a průměru $d = 0,03$ m, znázorněný na *obr. 15*.



Obr. 15 Systém vzorku pro experiment.

Další měření bylo prováděno na vzorcích PMMA s použitím nezalaminovaného fotovoltaického článku (FV), který v systému vzorku PMMA plnil funkci plošného zdroje tepla. Dále byly jako tepelný zdroj použity také fotovoltaické články zapouzdřené v různých laminačních fóliích (FV – L1, ..., 4). Ukázka některých vzorků je na *obr. 16*. Tyto fotovoltaické články byly rovněž kruhového tvaru o průměru $d = 0,03$ m. Vzorky byly označeny:

- vzorek 1 – PMMA,
- vzorek 2 – FV,
- vzorek 3 – FV – L1,
- vzorek 4 – FV – L2,
- vzorek 5 – FV – L3,
- vzorek 6 – FV – L4.



Obr. 16 Fotografie vybraných vzorků.

4.2 Experimentální aparatura

Agilent 34420A – Nano Volt/Micro Ohmmetr

Tento přístroj je vysoce výkonný voltmetr a ohmmetr. Při experimentu byl zapojen pro monitorování napětí na termočláнку.

Agilent 6622A

Jedná se o stabilizovaný zdroj stejnosměrného napětí 20/50V. Díky rozhraní IEEE-488.2 umožňuje spojení s PC a může být jednoduchým programováním řízen. Tento zdroj napětí byl použit pro generování pulsů, které byly naprogramovány pomocí PC.

Termočlánek

Pro měření teploty vzorku byl použit neizolovaný termočlánek typu K, který byl umístěn v přesně definované vzdálenosti od plošného tepelného zdroje (mezi druhou a třetí částí vzorku). Jeho měřící konec se nachází ve vzorku, srovnávací konec je uchycen pod patkou v místě, kde je pomocí termostatu udržována konstantní teplota. Termočlánek tedy měří rozdíl mezi teplotou vzorku a výměníku. Pro lepší kontakt termočlánu a vzorku byla použita teplovodivá pasta.

Zdroj tepla

Jako zdroj tepla byla použita 20 μm silná niklová folie. Aby bylo možné tento zdroj použít i ve vodivém prostředí, je pokryt vrstvou Kaptonu[®]. Zdroj tepla byl umístěn mezi první a druhou část vzorku a pro lepší kontakt byla na obě strany zdroje nanášena teplovodivá pasta.

Ve druhém případě byla niklová fólie nahrazena nezapouzdřeným fotovoltaickým článkem dodaným firmou Solartec. Pro lepší kontakt mezi článkem a vzorkem byl opět pokryt teplovodivou pastou.

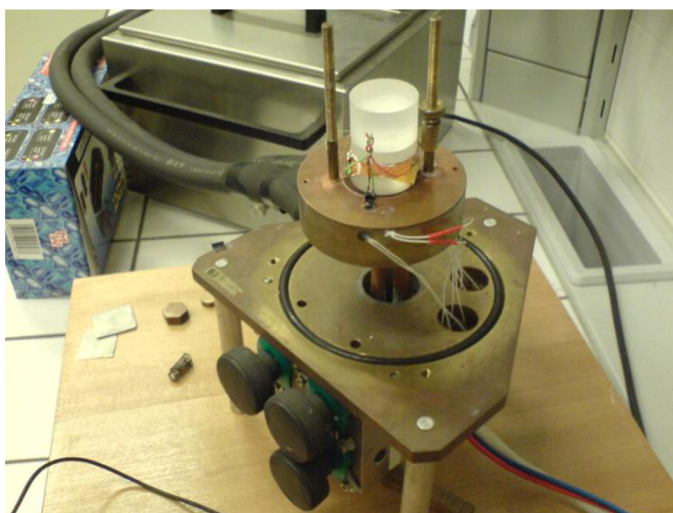
Pro další experimenty byl nezapouzdřený fotovoltaický článek nahrazen zalaminovaným fotovoltaickým článkem, taktéž dodaným firmou Solartec. Pro zajištění dobrého kontaktu se

vzorkem byla na povrch zapouzdřeného fotovoltaického článku nanесena vrstva teplovodivé pasty.

V ideálním případě je plošný zdroj tepla považován za homogenní a planární, v takovém případě je jeho dimenze $D = 2$. Problém nastává u reálného zdroje tepla, u kterého nevzniká teplo rovnoměrně po celé jeho ploše, potom jej lze charakterizovat jako zdroj fraktální. Podle toho, jak se z takového zdroje šíří teplo do okolí, může jeho dimenze nabývat hodnotu $D < 2$, to potom znamená, že teplo se z něj nešíří celou plochou. Pokud pro dimenzi zdroje tepla platí $D > 2$, vypovídá to o kvalitě povrchu zdroje, zdroj má tedy větší plochu než by měl ideálně mít. Teplo se v tom případě šíří z nerovností na povrchu zdroje a dimenze zdroje se tím zvětšuje.

Thermophysical Transient Tester – RT 1.02

Tento laboratorní přístroj (viz *obr. 17*) byl vyvinut na SAV v Bratislavě a je určen pro měření tepelných parametrů různých materiálů pomocí transientních metod. Přístroj je konstruován pro rozsah teplot -40 až 200 °C, přičemž se tento rozsah může měnit v závislosti na tlaku v komoře přístroje. Komora přístroje se skládá z vakuového krytu, izotermického krytu, který chrání vzorek před vlivem teplotního gradientu a zároveň umožňuje měření ve vakuu či v jiné atmosféře, dále je zde umístěn výměník tepla, který je spojen s termostatem a tím je umožněno regulovat teplotu vzorku. Vzorek je umístěn na výměníku a zafixován. Mezi systémem vzorku a fixačním systémem se nachází elektrický izolant (např.: teflon, keramika atd.). Pro měření teploty výměníku je zde platinový odpor (RTD senzor).



Obr. 17 Thermophysical Transient Tester – RT 1.02.

Termokamera

Pro studium vývoje teplotního pole v průběhu experimentu byla použita termokamera Fluke Ti55 (viz *obr. 18*). Termokamera byla umístěna na stativu nad systémem vzorku, ze kterého byly odstraněny oba kryty. Stativ byl nastaven tak, aby se termokamera nacházela v optimální výšce nad systémem vzorku, aby zabírala celou plochu vzorku, zároveň ale aby vyzařováním tepla neovlivňovala teplotu povrchu vzorku. Na termokameře lze nastavit parametry snímků (počet

snímků, interval pořizování snímků, teplotní rozsah měření, atd.) a také parametry kamery (zvětšení, objektiv, atd.). Výstupní data jsou ve formě obrázků typu is2, které lze pomocí programu HarFA spojit a prezentovat jako video.



Obr. 18 Termokamera Fluke Ti55.

Software

Pro zaznamenávání výstupních dat experimentů byl na FCH VUT vyvinut speciální program *Electrical Measurement*. Pomocí tohoto programu lze nastavit parametry zdroje napětí Agilent 6622A, vlastností vyslaného pulsu, tzn. jeho šířka, délka a intenzita. Po spuštění měření je zaznamenáván průběh termoelektrického napětí na termočlánek. Výstupní data ve formě souboru MS Excel je možné dále zpracovávat. V programu lze nastavit libovolný počet opakování experimentu s nastavitelnou dobou relaxace, což slouží ke zvýšení reprodukovatelnosti výsledků měření.

Pro vyhodnocení termogramů získaných měřením pomocí termokamery byl na FCH vyvinut program HarFA (Harmonic and Fractal Image Analyzer). Vyhodnocování termogramů probíhá pomocí komplexní analýzy obrazových dat, kdy je analyzován celý obrazový soubor najednou a to podle opakujících se motivů. V komplexní analýze obrazových dat jsou používány transformace pomocí diskrétních periodických funkcí, (např. Fourierova transformace) nebo pomocí prostorově omezených funkcí, tzv. waveletů (např. Haarova transformace nebo transformace využívaná při fraktální analýze box counting). Výsledky těchto transformací nám poskytují charakteristické údaje o analyzované struktuře.

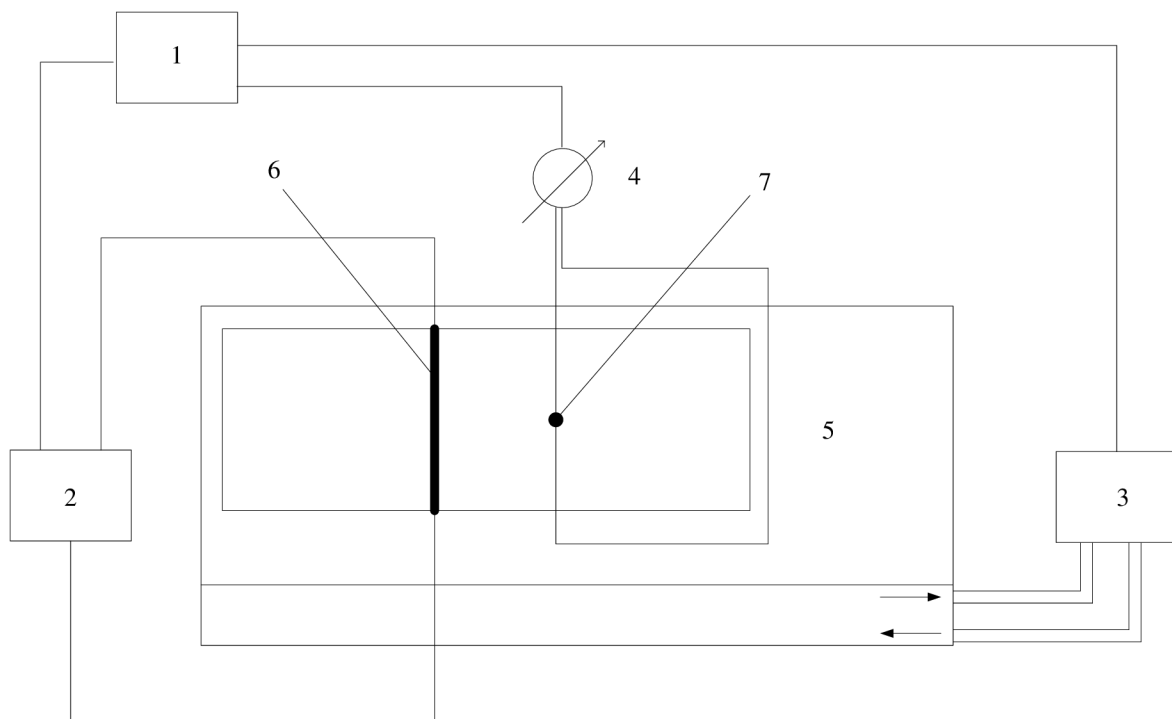
Box counting (počítání čtverců) je metoda, kterou lze využít pro určení fraktální dimenze zkoumaného fraktálního objektu. Principem této metody je umístění objektu na čtvercovou síť a počítání množství čtverců potřebných k úplnému pokrytí zkoumaného objektu.

4.3 Experiment

Cílem bylo určit tepelné parametry objemových materiálů a poté fólií, které se používají pro laminaci solárních článků. Nejprve byl proměřen známý materiál o definovaných tepelných vlastnostech kvůli ověření správnosti měření. Pro tento účel byl použit PMMA, jehož tepelné vlastnosti jsou tabelovány.

4.3.1 Příprava vzorku a průběh experimentu

Pro měření pomocí přístroje Thermophysical Transient Tester – RT 1.02 byl nejprve vzorek PMMA upraven do kruhového tvaru o průměru 0,03 m a rozdělen na tři části. Mezi první a druhou část vzorku byl umístěn plošný zdroj tepla, mezi druhou a třetí část byl umístěn měřicí kontakt termočlánku. Celý systém byl vložen na výměník v komoře přístroje a zafixován fixačním systémem. Celkové zapojení měřící soustavy je zobrazeno na obr. 19.



Obr. 19 Blokové schéma celkového zapojení: 1 – osobní počítač, 2 – proudový zdroj, 3 – termostat, 4 – voltmetr, 5 – komora, 6 – tepelný zdroj, 7 – termočlánek.

Poté byly nastaveny všechny potřebné výchozí parametry pomocí programu *Electrical Measurement* a bylo spuštěno měření. Po 50 s od spuštění měření byl na tepelný zdroj přiveden puls o definovaných vlastnostech. Ze vstupních hodnot proudu a napětí první části měření bylo vypočítáno Joulovo teplo dodané do vzorku

$$Q = RI^2t_0, \quad (47)$$

kde R je elektrický odpor tepelného zdroje, I je elektrický proud a t_0 je šířka vyslaného pulsu. Toto celkové teplo odevzdané tepelným zdrojem bylo použito k dalším výpočtům.

V průběhu měření bylo zaznamenáváno napětí na termočlátku, které bylo pomocí charakteristiky termočlátku a platinového odporu (RTD senzoru) přepočítáno na teplotní odezvu termočlátku. Odtud byly odečteny hodnoty maximální teploty T_m a této teplotě odpovídajícího času t_m .

Po ukončení měření byly odstraněny kryty z komory přístroje a nad systém vzorku byla na stativu upevněna termokamera. Pro měření s použitím termokamery byl vyroben nový kryt vzorku tak, aby termokamera byla dostatečně vzdálena od vzorku. Pokud by byla příliš blízko, ovlivňovalo by výsledky měření teplo vyzařované termokamerou samotnou. Nový kryt byl vyroben tak, aby bylo možné snímat povrch vzorku pomocí termokamery a současně aby nedocházelo k úniku tepla ze vzorku do okolí při změně podmínek prostředí. Tento kryt byl tedy instalován na termokameru a umístěn na vzorek. Uspořádání měření je potom zobrazeno na obr. 20.



Obr. 20 Měření pomocí termokamery.

Po nastavení všech potřebných parametrů bylo pomocí programu *Electrical Measurement* spuštěno nové měření. Po 30 s byl spuštěn také záznam na termokameře se sekvencí 12 snímků/min. Výstupní obrázky byly poté zpracovány fraktální analýzou pomocí programu HarFA.

Při dalším měření byl stávající tepelný zdroj vyměněn za nezapouzdřený fotovoltaický, který plnil funkci tepelného zdroje. Měření bylo poté provedeno výše popsáním postupem. Tento postup byl opakován pro všechny výše uvedené vzorky.

4.3.2 Vyhodnocení experimentálních dat

Vyhodnocení měření se lišilo podle použité metody. Pro měření termofyzikálních veličin pomocí skokové metody bylo třeba rozlišit počáteční část měření, kdy byl vzorek vyhříván dlouhým tepelným pulsem – skokem až do saturace teploty ve vzorku, a na část, kdy byl skok ukončen a byl snímán pokles teploty ve vzorku. Tyto jednotlivé části měření lze vyhodnotit obdobným způsobem, který je níže popsán.

Pomocí měřicího programu *Electical Measurement* byl zjištěn čas t (s), proud dodávaný do zdroje tepla I (A), napětí na zdroji tepla U_s (V) a napětí na termočlátku U_t (V). Z těchto dat byl vypočten výkon zdroje P (W), celková hodnota dodaného tepla Q (J) a změna teploty termočlátku – teplotní odezva ΔT (K). Teplotní odezva byla získána konverzí pomocí kalibračních křivek termočlátku, topného tělesa a platinového odporu (RTD senzoru). Odpor RTD senzoru byl po celou dobu měření konstantní $R_{Pt} = 110,5 \Omega$. Poté byla pomocí lineární regrese

$$\Delta T = \frac{d(\Delta T)}{dt} t + \Delta T_0 \quad (48)$$

provedena derivace teplotní odezvy a zjištěny časové závislosti derivace

$$\frac{d \ln(\Delta T)}{dt} = \frac{1}{T} \frac{d(\Delta T)}{dt} = (1-s) \frac{1}{t} + \frac{h^2}{4at^2} - \frac{4a}{R^2}. \quad (49)$$

a předexponenciálního členu

$$\Delta T_0 = \frac{P}{2\lambda} \frac{h^{2(1-s)}}{\pi^s}. \quad (50)$$

Úpravou vztahu (49) lze získat parabolickou závislost, z jejichž koeficientů lze určit parametry s , a a R

$$\frac{d \ln(\Delta T)}{d(1/t)} = -\frac{T}{t^2} \frac{d\Delta T}{dt} = -\frac{4at^2}{R^2} + (1-s)t - \frac{h^2}{4a} = At^2 + Bt - C. \quad (51)$$

Z prvního členu lze získat hodnotu efektivního poloměru vzorku R , z druhého členu lze vypočítat parametr s , ze kterého lze určit hodnotu fraktální dimenze D plošného topení. Fraktální dimenze plošného topení D vypovídá o kvalitě zdroje tepla. Z posledního členu lze vyjádřit teplotní vodivost a . Při znalosti těchto parametrů lze dopočítat měrnou tepelnou kapacitu c_p i tepelnou vodivost $\lambda = c_p \rho a$. Obdobným způsobem je možno vyhodnocovat i výsledky měření pomocí pulsní transientní metody.

Pokud byla při měření použita i termokamera, lze data získaná pomocí programu *Electrical measurement* vyhodnotit opět popsaným způsobem. Navíc jsou získána data přímo z termokamery. Tato data je třeba vyhodnotit pomocí fraktální analýzy v programu *HarFA*.

Výsledkem fraktální analýzy jsou závislosti změny barvy (odstínu) vzorku na čase. Tyto závislosti je třeba pomocí kalibrační křivky převést na závislosti změny teploty vzorku na čase. Takto získané závislosti je možné již vyhodnotit opět předchozím způsobem a výsledky porovnat.

5 DISKUSE VÝSLEDKŮ

5.1 PMMA

První část měření byla zaměřena na stanovení termofyzikálních parametrů PMMA. Naměřené hodnoty tepelných parametrů PMMA byly určeny pomocí parametrů vzorku v *tab. 7*. Tabeľované hodnoty termofyzikálních parametrů byly pomocí pulsní transientní a skokové metody ověřeny, výsledky jsou zaznamenány v *tab. 8*.

Tab. 7 Parametry měřeného vzorku PMMA.

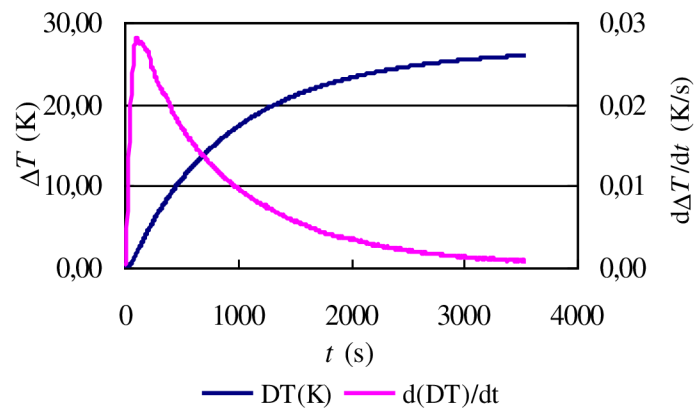
Vzorek PMMA			
tvar	průměr d (m)	tloušťka h (m)	hustota ρ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)
válec	$3,0\cdot 10^{-2}$	$6,1\cdot 10^{-3}$	1182

Tab. 8 Termofyzikální parametry vzorku PMMA.

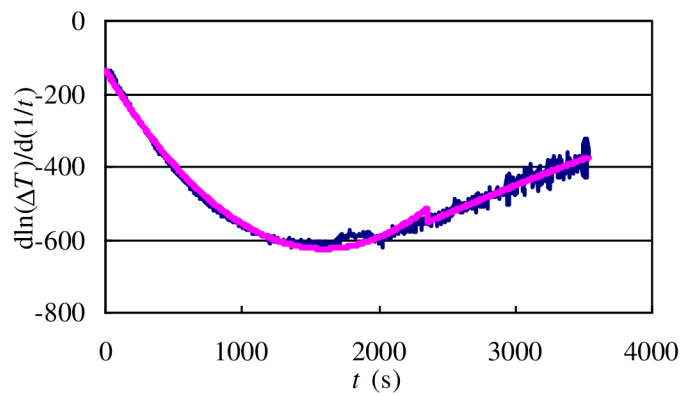
Termofyzikální parametry PMMA	Měrná tepelná kapacita c_p ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	Tepelná vodivost λ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	Teplotní vodivost a ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)
tabeľované hodnoty	$1,45\cdot 10^3$	0,193	$1,12\cdot 10^{-7}$
naměřené hodnoty pomocí pulsní transientní metody	$(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,196 \pm 0,031$	$(1,23 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$
naměřené hodnoty pomocí skokové metody	$(1,8 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,191 \pm 0,031$	$(0,95 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$

5.1.1 Výsledky získané zahřívací fází skokové metody

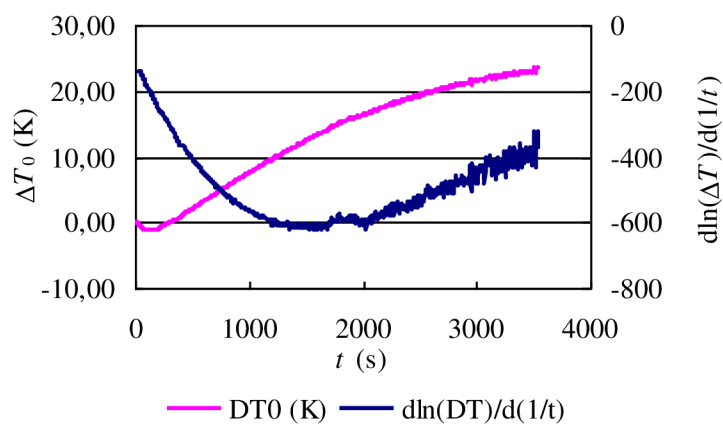
Nejprve byla vyhodnocována měření získaná pomocí skokové metody. Při vyhodnocování byla porovnána odezva termočlánku po dobu trvání tepelného skoku. Měření trvalo 60 minut než se ve vzorku ustálila stoupající teplota snímaná termočlánkem. Jedná se tedy o zahřívací fázi skoku. Porovnání tepelné odezvy termočlánku a derivované tepelné odezvy je na *obr. 21*. Na *obr. 22* je zobrazena derivovaná teplotní odezva na jednotkový skok, která má tvar paraboly, která je proložena regresní křivkou. Z této regresní křivky je možno určit parametry paraboly (viz *tab. 9*). Závislost předexponenciálního členu na čase je v porovnání se ztrátovou parabolou na *obr. 23*.



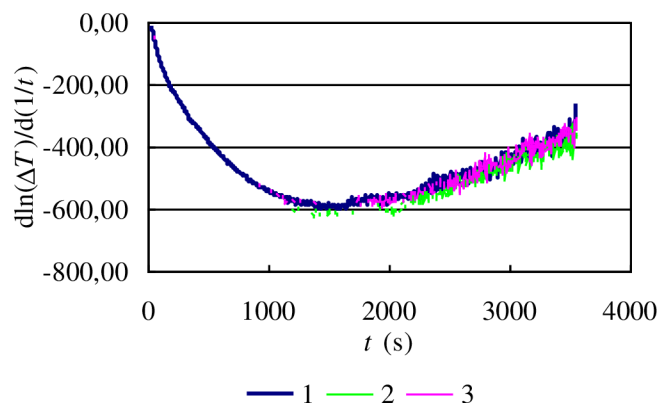
Obr. 21 Odezva termočláňku na zahřívací fázi skokového měření.



Obr. 22 Charakteristika ztrát proložená parabolou.



Obr. 23 Závislost předexponenciálního členu na čase v porovnání se ztrátovou parabolou.



Obr. 24 Porovnání ztrátových charakteristik.

Toto měření bylo zopakováno celkem třikrát. Výsledné ztrátové paraboly jsou porovnány na obr. 24. Je vidět, že měření jsou velmi dobře porovnatelná, ztrátové charakteristiky vycházejí obdobně.

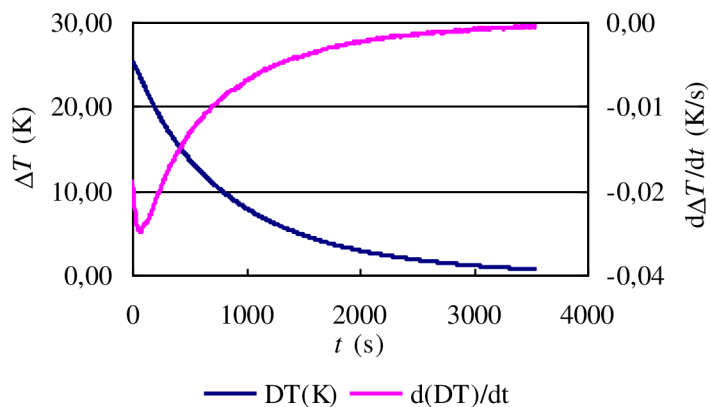
Tab. 9 Srovnání hodnot termofyzikálních parametrů PMMA a dimenze tepelného zdroje.

Měření	Měrná tepelná kapacita c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Tepelná vodivost λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Teplotní vodivost a ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	Fraktální dimenze D (-)
PMMA	$1,45 \cdot 10^3$	0,193	$1,12 \cdot 10^{-7}$	2
1	$(2,3 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,186 \pm 0,031$	$(0,67 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,23 \pm 0,02$
2	$(1,5 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,194 \pm 0,031$	$(1,09 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,36 \pm 0,02$
3	$(1,5 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,192 \pm 0,031$	$(1,09 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,32 \pm 0,02$

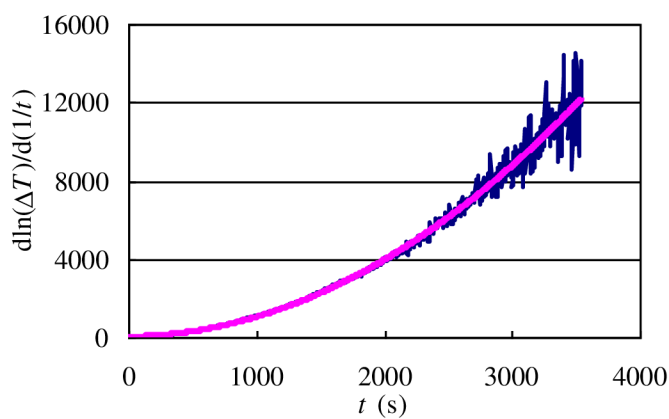
Jak je patrné z tab. 9, termofyzikální parametry PMMA vycházejí s malou odchylkou od tabelovaných hodnot, lze tedy říci, že metodou měření nebyly ovlivněny termofyzikální parametry PMMA. Při zahřívací fázi skokového měření vypovídá fraktální dimenze o kvalitě tepelného zdroje. Lze říci, že teplo se z plošného topení šíří z jeho celé plochy, přičemž povrch zdroje tepla je zdrsňený, takže teplo se šíří z větší plochy, než je geometrická plocha topení $S = \pi R^2$, kde R je poloměr topení.

5.1.2 Výsledky získané chladicí fází skokové metody

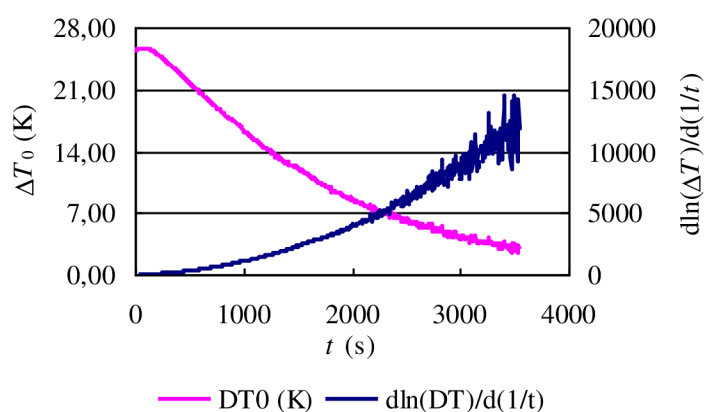
Při dalším vyhodnocování byla porovnána odezva termočlánku v době od skončení trvání tepelného skoku až do vychladnutí vzorku. Měření trvalo opět 60 minut než se ve vzorku ustálila výchozí teplota. Jedná se tedy o chladicí fázi skoku. Porovnání tepelné odezvy termočlánku a derivované tepelné odezvy je na obr. 25. Na obr. 26 je zobrazena derivovaná teplotní odezva, která má i v chladicí fázi měření tvar paraboly a která je proložena regresní křivkou. Z této regresní křivky je možno určit parametry paraboly (viz tab. 10). Závislost předexponenciálního členu na čase je v porovnání se ztrátovou parabolou na obr. 27.



Obr. 25 Odezva termočláňku na chladící fázi skokového měření.



Obr. 26 Charakteristika ztrát proložená parabolou.



Obr. 27 Závislost předexponenciálního členu na čase v porovnání se ztrátovou parabolou.

Z tab. 10 je zřejmé, že při chladící fázi skokového měření vypovídá fraktální dimenze o způsobu odvodu tepla ze vzorku. Lze říci, že teplo se nešíří z celé plochy vzorku. Pokud je hodnota

fraktální dimenze $D = 1$, teplo je odváděno do okolí z pláště válcového vzorku, pokud $D > 1$, lze říci, že k odvodu tepla přispívají i podstavy válcového vzorku. V případě, že $D < 1$, potom je teplo ze vzorku odváděno nerovnoměrně.

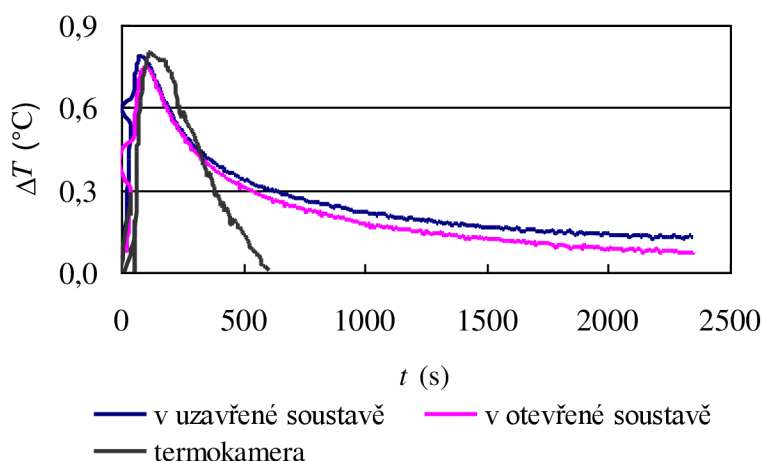
Tepelné parametry při ochlazování vzorku jsou obtížněji interpretovatelné, protože zahrnují jak vlastnosti měřeného materiálu tak i okolí.

Tab. 10 Srovnání hodnot termofyzikálních parametrů PMMA a fraktální dimenze.

Měření	Měrná tepelná kapacita c_p ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$)	Tepelná vodivost λ ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)	Teplotní vodivost a ($m^2 \cdot s^{-1}$)	Fraktální dimenze D (-)
PMMA	$1,45 \cdot 10^3$	0,193	$1,12 \cdot 10^{-7}$	2
1	$(0,3 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,139 \pm 0,031$	$(3,36 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$0,91 \pm 0,02$
2	$(0,4 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,033 \pm 0,031$	$(0,77 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$1,35 \pm 0,02$
3	$(0,4 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,138 \pm 0,031$	$(3,19 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$0,92 \pm 0,02$

5.1.3 Výsledky získané pulsní transientní metodou a s použitím termokamery

Druhá metoda, kterou byl vzorek analyzován, byla pulsní transientní metoda. Nejprve byl vzorek podroben měření pouze pulsní transientní metodou a poté byl vzorek měřen zároveň i pomocí termokamery. Vzniklá tepelná odezva na tepelný puls měřená pouze pulsní transientní metodou (v uzavřené soustavě) byla porovnána s odezvou na tepelný puls měřenou pulsní transientní metodou (v otevřené soustavě) a současně pomocí termokamery. Z porovnání odezev (obr. 28) vyplývá, že při snímání vzorku termokamerou se měří pouze energie vyzařená z materiálu ve formě tepla, zatímco při měření pulsní transientní metodou se měří veškerá energie odvedená ze vzorku.



Obr. 28 Porovnání odezev termočládku na tepelný puls.

Tab. 11 Srovnání hodnot termofyzikálních parametrů PMMA a dimenze tepelného zdroje.

Měření	Měrná tepelná kapacita c_p ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$)	Tepelná vodivost λ ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)	Teplotní vodivost a ($m^2 \cdot s^{-1}$)	Fraktální dimenze D (-)
PMMA	$1,45 \cdot 10^3$	0,193	$1,12 \cdot 10^{-7}$	2
1	$(1,5 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,133 \pm 0,031$	$(2,94 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,56 \pm 0,02$
2	$(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,112 \pm 0,031$	$(5,23 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,67 \pm 0,02$
3	$(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,111 \pm 0,031$	$(4,14 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,59 \pm 0,02$

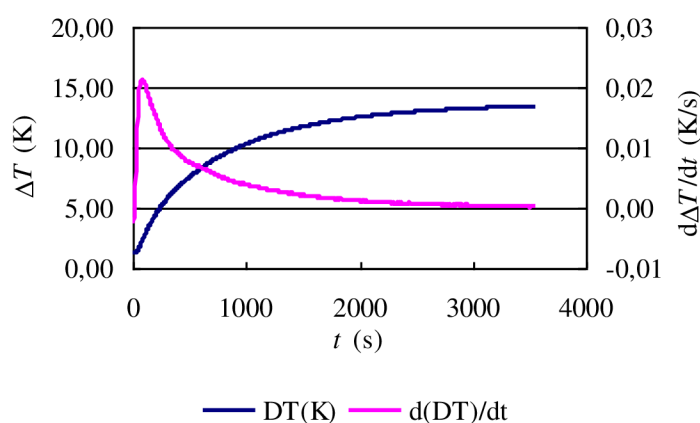
Jak je patrné z tab. 11, termofyzikální parametry PMMA se pouze málo odchyľují od tabelovaných hodnot. Lze tedy říci, že metodou měření nebyly ovlivněny termofyzikální parametry PMMA. Při měření pulsní transienční metodou vypovídá fraktální dimenze o kvalitě tepelného zdroje. Lze říci, že teplo se z plošného topení šíří z jeho celé plochy, přičemž povrch zdroje tepla je zdrsněný, takže teplo se šíří z větší plochy, než je skutečná plocha topení.

5.2 Nezalaminovaný fotovoltaický článek

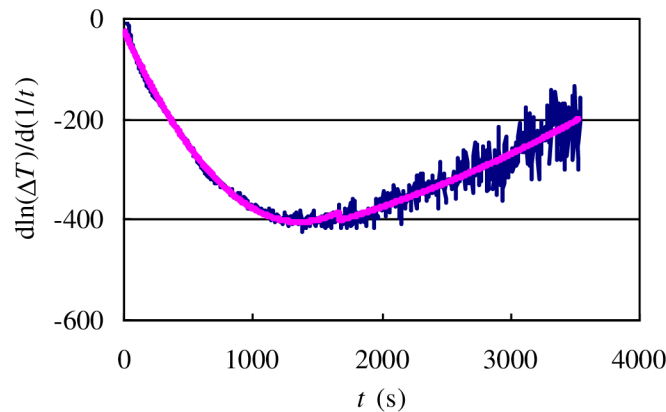
V této části měření byl plošný zdroj tepla nahrazen nezalaminovaným fotovoltaickým článkem, který posloužil jako plošné topení.

5.2.1 Výsledky získané zahřívací fází skokové metody

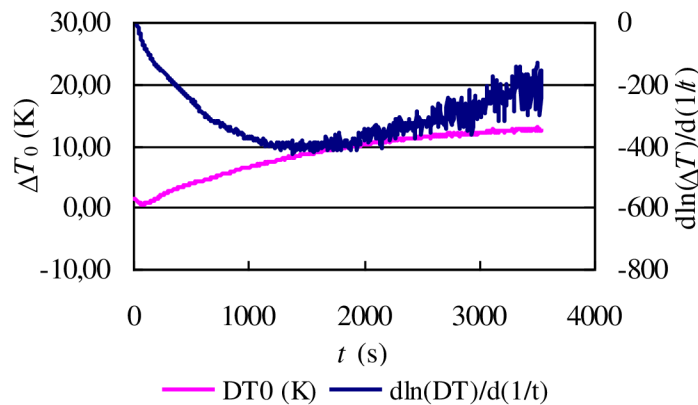
Při vyhodnocování byla porovnána odezva termočlánku po dobu trvání tepelného skoku. Porovnání tepelné odezvy termočlánku a derivované tepelné odezvy je na obr. 29. Na obr. 30 je zobrazena derivovaná teplotní odezva na jednotkový skok, která má tvar paraboly. Tato derivovaná odezva je proložena regresní křivkou. Z této regresní křivky je možno určit parametry paraboly (viz tab. 12). Závislost předexponenciálního členu na čase je v porovnání se ztrátovou parabolou na obr. 31.



Obr. 29 Odezva termočlánku na zahřívací fázi skokového měření.



Obr. 30 Charakteristika ztrát proložená parabolou.



Obr. 31 Závislost předexponenciálního členu na čase v porovnání se ztrátovou parabolou.

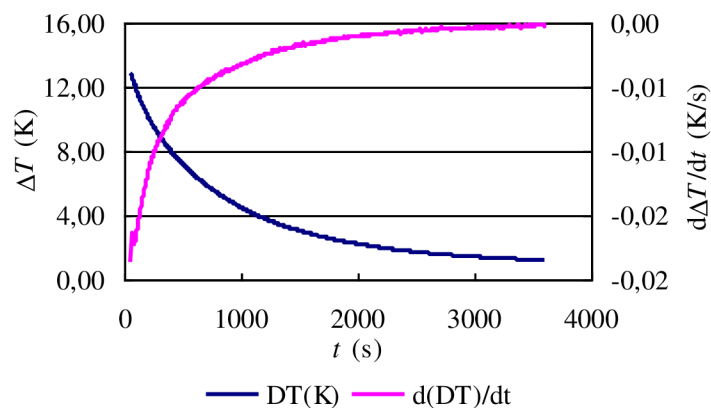
Jak je patrné z tab. 12, termofyzikální parametry PMMA se příliš neodchylují od tabelovaných hodnot. Lze tedy říci, že metodou měření nebyly ovlivněny termofyzikální parametry PMMA. Při zahřívací fázi skokového měření vypovídá fraktální dimenze o kvalitě tepelného zdroje. Lze říci, že teplo se z plošného topení šíří z jeho celé plochy, přičemž povrch zdroje tepla je zdrsněný, takže teplo se šíří z větší plochy, než je skutečná plocha topení.

Tab. 12 Srovnání hodnot termofyzikálních parametrů PMMA a fraktální dimenze.

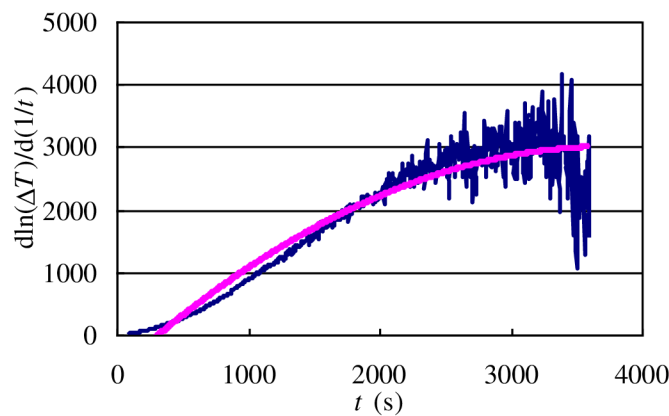
Měření	Měrná tepelná kapacita c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Tepelná vodivost λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Teplotní vodivost a ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	Fraktální dimenze D (-)
PMMA	$1,45 \cdot 10^3$	0,193	$1,12 \cdot 10^{-7}$	2
1	$(1,9 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,195 \pm 0,031$	$(4,07 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,12 \pm 0,02$
2	$(2,2 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,194 \pm 0,031$	$(3,72 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,11 \pm 0,02$
3	$(2,1 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,195 \pm 0,031$	$(0,19 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,26 \pm 0,02$

5.2.2 Výsledky získané chladicí fází skokové metody

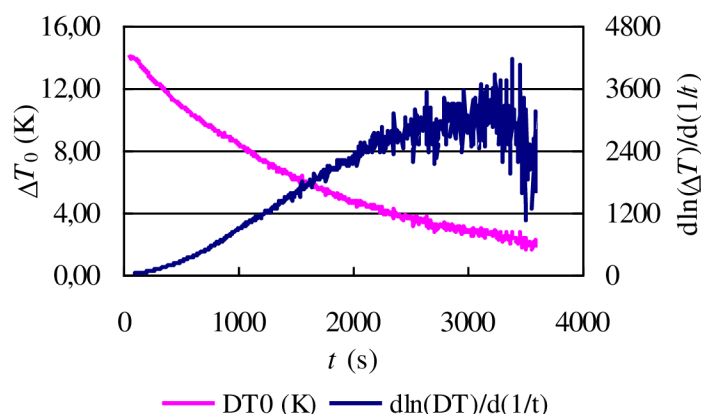
Při dalším vyhodnocování byla analyzována odezva termočlánku v době od skončení trvání tepelného skoku až do vychladnutí vzorku. Porovnání tepelné odezvy termočlánku a derivované tepelné odezvy je na *obr. 32*. Na *obr. 33* je zobrazena derivovaná teplotní odezva, která má i v chladicí fázi měření tvar paraboly a která je proložena regresní křivkou. Z této regresní křivky je možno určit parametry paraboly (viz *tab. 13*). Závislost předexponenciálního členu na čase je v porovnání se ztrátovou parabolou na *obr. 34*.



Obr. 32 Odezva termočlánku na chladicí fázi skokového měření.



Obr. 33 Charakteristika ztrát proložená parabolou.



Obr. 34 Závislost předexponenciálního členu na čase v porovnání se ztrátovou parabolou.

Z tab. 13 je zřejmé, že při chladicí fázi skokového měření vypovídá fraktální dimenze o způsobu odvodu tepla ze vzorku. Lze říci, že teplo se nešíří z celé plochy vzorku. Pokud je hodnota fraktální dimenze $D = 1$, teplo je odváděno do okolí z pláště válcového vzorku, pokud $D > 1$, lze říci, že k odvodu tepla přispívají i podstavy válcového vzorku. V případě, že $D < 1$, potom je teplo ze vzorku odváděno nerovnoměrně.

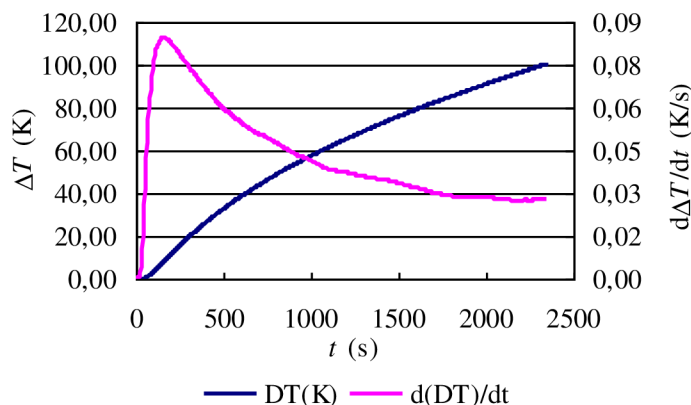
Tepelné parametry při ochlazování vzorku jsou obtížněji interpretovatelné, protože zahrnují jak vlastnosti měřeného materiálu tak i okolí.

Tab. 13 Srovnání hodnot termofyzikálních parametrů PMMA a fraktální dimenze.

Měření	Měrná tepelná kapacita c_p ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$)	Tepelná vodivost λ ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)	Teplotní vodivost a ($m^2 \cdot s^{-1}$)	Fraktální dimenze D (-)
PMMA	$1,45 \cdot 10^3$	0,193	$1,12 \cdot 10^{-7}$	2
1	$(0,3 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,139 \pm 0,031$	$(3,36 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$0,91 \pm 0,02$
2	$(0,4 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,033 \pm 0,031$	$(0,77 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$1,35 \pm 0,02$
3	$(0,4 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,138 \pm 0,031$	$(3,19 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$0,92 \pm 0,02$

5.2.3 Výsledky získané pulsní transientní metodou

Při vyhodnocování výsledků pulsní transientní metody byla porovnávána odezva termočlánku na tepelný puls a derivovaná odezva (obr. 35).



Obr. 35 Odezva termočládku na tepelný puls.

Tab. 14 Srovnání hodnot termofyzikálních parametrů PMMA a fraktální dimenze.

Měření	Měrná tepelná kapacita c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Tepelná vodivost λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Teplotní vodivost a ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	Fraktální dimenze D (-)
PMMA	$1,45 \cdot 10^3$	0,193	$1,12 \cdot 10^{-7}$	2
1	$(2,7 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,311 \pm 0,031$	$(1,82 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,22 \pm 0,02$
2	$(1,5 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,262 \pm 0,031$	$(5,78 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,24 \pm 0,02$
3	$(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,321 \pm 0,031$	$(5,62 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,69 \pm 0,02$

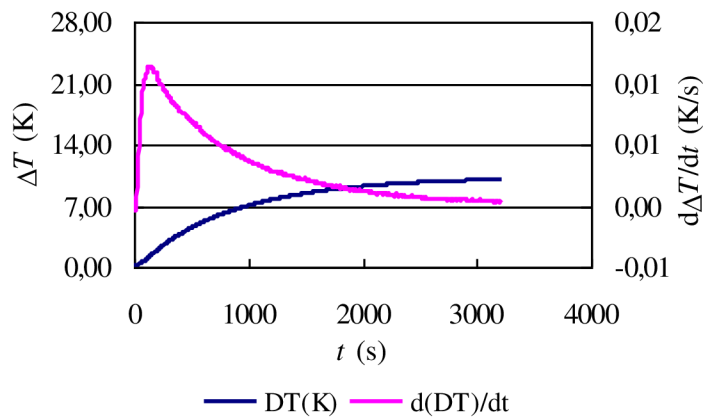
Jak je patrné z tab. 14, termofyzikální parametry PMMA se pouze málo odchyľují od tabelovaných hodnot. Lze tedy říci, že metodou měření nebyly ovlivněny termofyzikální parametry PMMA. Při měření pulsní transienční metodou vypovídá fraktální dimenze o kvalitě tepelného zdroje. Lze říci, že teplo se z plošného topení šíří z jeho celé plochy, přičemž povrch zdroje tepla je zdrsňený, takže teplo se šíří z větší plochy, než je skutečná plocha topení.

5.3 Zalaminovaný fotovoltaický článek

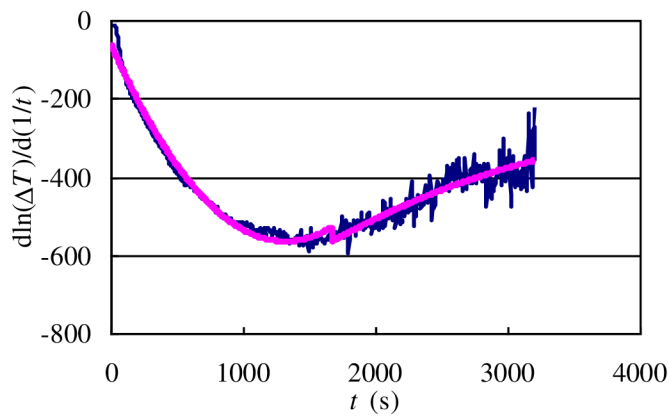
V této části měření byl plošný zdroj tepla nahrazen zalaminovaným fotovoltaickým článkem, který posloužil jako plošné topení.

5.3.1 Výsledky získané zahřívací fází skokové metody

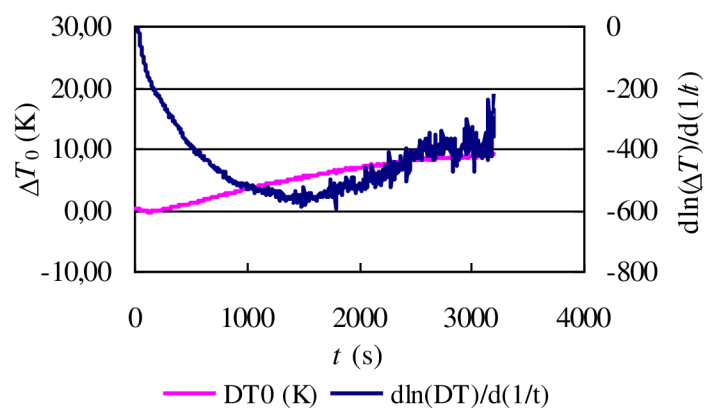
Při vyhodnocování byla porovnána odezva termočládku po dobu trvání tepelného skoku. Porovnání tepelné odezvy termočládku a derivované tepelné odezvy je na obr. 36. Na obr. 37 je zobrazena derivovaná teplotní odezva na jednotkový skok, která má tvar paraboly. Tato derivovaná odezva je proložena regresní křivkou. Z této regresní křivky je možno určit parametry paraboly (viz tab. 15). Závislost předexponenciálního členu na čase je v porovnání se ztrátovou parabolou na obr. 38.



Obr. 36 Odezva termočláňku na zahřívací fázi skokového měřeni.



Obr. 37 Charakteristika ztrát proložená parabolou.



Obr. 38 Závislost předexponenciálního členu na čase v porovnání se ztrátovou parabolou.

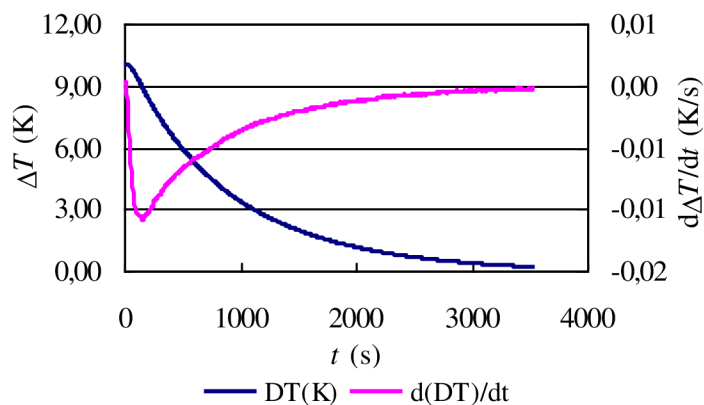
Tab. 15 Srovnání hodnot termofyzikálních parametrů PMMA a fraktální dimenze.

Měření	Měrná tepelná kapacita c_p ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	Tepelná vodivost λ ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Teplotní vodivost a ($m^2.s^{-1}$)	Fraktální dimenze D (-)
PMMA	$1,45 \cdot 10^3$	0,193	$1,12 \cdot 10^{-7}$	2
1	$(1,7 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,175 \pm 0,031$	$(0,88 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,45 \pm 0,02$
2	$(1,1 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,203 \pm 0,031$	$(1,52 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,53 \pm 0,02$
3	$(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,183 \pm 0,031$	$(1,33 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,49 \pm 0,02$

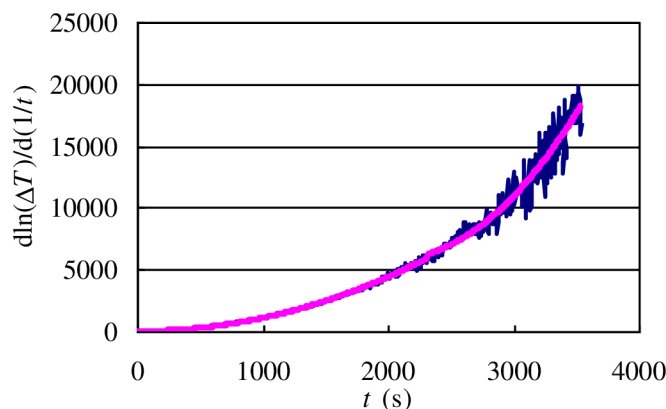
Jak je patrné z tab. 15, termofyzikální parametry PMMA se příliš neodchylují od tabelovaných hodnot. Lze tedy říci, že metodou měření nebyly ovlivněny termofyzikální parametry PMMA. Při zahřívací fázi skokového měření vypovídá fraktální dimenze o kvalitě tepelného zdroje. Lze říci, že teplo se z plošného topení šíří z jeho celé plochy, přičemž povrch zdroje tepla je zdrsněný, takže teplo se šíří z větší plochy, než je skutečná plocha topení.

5.3.2 Výsledky získané chladicí fází skokové metody

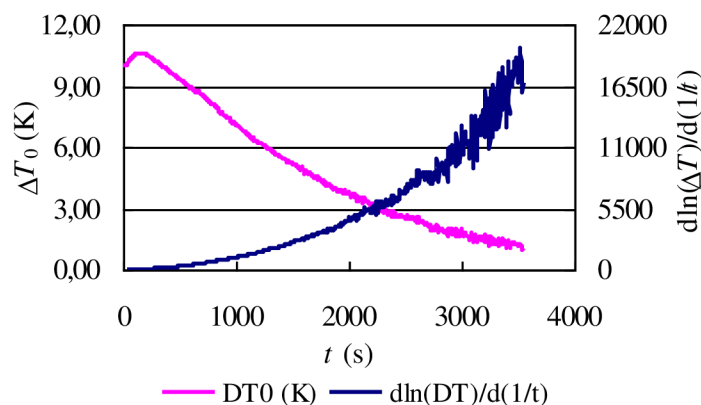
Při dalším vyhodnocování byla analyzována odezva termočlánku v době od skončení trvání tepelného skoku až do vychladnutí vzorku. Porovnání tepelné odezvy termočlánku a derivované tepelné odezvy je na obr. 39. Na obr. 40 je zobrazena derivovaná teplotní odezva, která má i v chladicí fázi měření tvar paraboly a která je proložena regresní křivkou. Z této regresní křivky je možno určit parametry paraboly (viz tab. 16). Závislost předexponenciálního členu na čase je v porovnání se ztrátovou parabolou na obr. 41.



Obr. 39 Odezva termočlánku na chladicí fázi skokového měření.



Obr. 40 Charakteristika ztrát proložená parabolou.



Obr. 41 Závislost předexponenciálního členu na čase v porovnání se ztrátovou parabolou.

Z tab. 16 je zřejmé, že při chladicí fázi skokového měření vypovídá fraktální dimenze o způsobu šíření tepla ve vzorku. Lze říci, že teplo se nešíří z celé plochy vzorku. Pokud je hodnota fraktální dimenze $D = 1$, teplo je odváděno do okolí z pláště válcového vzorku, pokud $D > 1$, lze říci, že k odvodu tepla přispívají i podstavy válcového vzorku. V případě, že $D < 1$, potom je teplo ze vzorku odváděno nerovnoměrně.

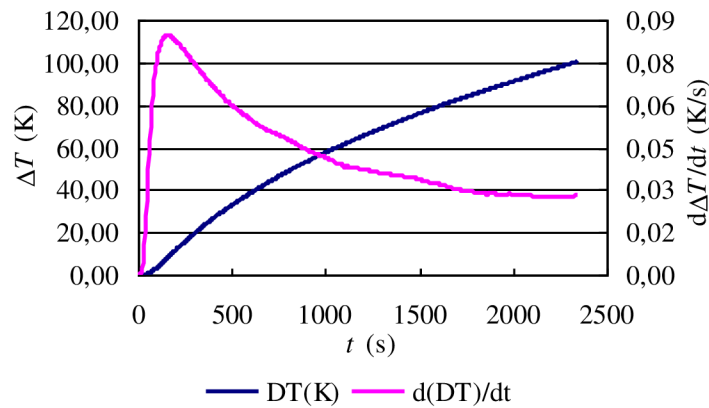
Tepelné parametry při ochlazování vzorku jsou obtížněji interpretovatelné, protože zahrnují jak vlastnosti měřeného materiálu tak i okolí.

Tab. 16 Srovnání hodnot dimenze, teplotní vodivosti a tepelné vodivosti.

Měření	Měrná tepelná kapacita c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Tepelná vodivost λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Teplotní vodivost a ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	Fraktální dimenze D (-)
PMMA	$1,45 \cdot 10^3$	0,193	$1,12 \cdot 10^{-7}$	2
1	$(1,2 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,073 \pm 0,031$	$(2,42 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$1,21 \pm 0,02$
2	$(0,7 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,124 \pm 0,031$	$(5,31 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$1,84 \pm 0,02$
3	$(0,9 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,758 \pm 0,031$	$(6,93 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$1,54 \pm 0,02$

5.3.3 Výsledky získané pulsní transientní metodou

Při vyhodnocování výsledků pulsní transientní metody byla porovnávána odezva termočlánku na tepelný puls a derivovaná odezva (obr. 42).



Obr. 42 Odezva termočlánku na tepelný puls.

Jak je patrné z tab. 17, termofyzikální parametry PMMA se pouze málo odchyľují od tabelovaných hodnot. Lze tedy říci, že metodou měření nebyly ovlivněny termofyzikální parametry PMMA. Při měření pulsní transientní metodou vypovídá fraktální dimenze o kvalitě tepelného zdroje. Lze říci, že teplo se z plošného topení šíří z jeho celé plochy, přičemž povrch zdroje tepla je zdrsněný, takže teplo se šíří z větší plochy, než je skutečná plocha topení.

Tab. 17 Srovnání hodnot dimenze, teplotní vodivosti a tepelné vodivosti.

Měření	Měrná tepelná kapacita c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Tepelná vodivost λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Teplotní vodivost a ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	Fraktální dimenze D (-)
PMMA	$1,45 \cdot 10^3$	0,193	$1,12 \cdot 10^{-7}$	2
1	$(2,7 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,511 \pm 0,031$	$(1,82 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,22 \pm 0,02$
2	$(1,5 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,261 \pm 0,031$	$(5,78 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$2,42 \pm 0,02$
3	$(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$0,321 \pm 0,031$	$(8,11 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$1,81 \pm 0,02$

6 ZÁVĚR

V práci byly studovány a charakterizovány základní termofyzikální parametry objemových materiálů (PMMA) a sice měrná tepelná kapacita, tepelná vodivost a teplotní vodivost. Dále byl zjišťován vliv nezalaminovaného fotovoltaického článku a zalaminovaných fotovoltaických článků použitých jako plošný zdroj tepla na rozložení tepla ve vzorku.

K měření termofyzikálních veličin objemových materiálů a byla použita pulsní transientní metoda, dále skoková metoda a pro porovnání bylo prováděno také měření pomocí termokamery. Vzhledem k množství různých způsobů měření tepelných parametrů bylo třeba popsat také některé další významné způsoby zjišťování termofyzikálních parametrů látek.

Jako příklad objemových materiálů posloužil v tomto experimentu PMMA, jehož tabelované hodnoty termofyzikálních parametrů byly nejdříve ověřeny. Poté byl proměřován vliv záměny plošného zdroje tepla za nezalaminovaný a zalaminovaný fotovoltaický článek na množství tepla přenášeného do vzorku.

Bylo předpokládáno, že záměna tepelného zdroje v systému vzorku nemá vliv na tepelné parametry vzorku, ale ovlivňuje množství tepla ve vzorku. Tento předpoklad byl potvrzen jak měřením pulsní transientní metodou, tak i skokovou metodou. Při měření skokovou metodou byla vyhodnocována zvláště zahřívací část, kdy se vzorkem šířilo teplo z tepelného zdroje do ustálení maximální teploty, a chladicí část, kdy se vzorkem šířilo teplo do ustálení počáteční teploty.

Z experimentů vyplývá, že se mění fraktální dimenze šíření tepla z plošného tepelného zdroje. Při zahřívací fázi byla stanovena hodnota fraktální dimenze tepelného zdroje $D > 2$, tato hodnota určuje kvalitu povrchu tepelného zdroje. Z výsledků vyplývá, že plošný zdroj tepla má zdrsňený povrch a teplo se šíří z celého jeho povrchu. Při chladicí fázi skokového měření vypovídá fraktální dimenze o způsobu šíření tepla ze vzorku. Pokud je hodnota fraktální dimenze $D = 1$, teplo je odváděno do okolí z pláště válcového vzorku, pokud $D > 1$, lze říci, že k odvodu tepla přispívají i podstavy válcového vzorku. V případě, že $D < 1$, lze říci, že teplo je ze vzorku odváděno nerovnoměrně. Odvod tepla z povrchu vzorku do okolí je zajištěn zářením. Tepelné parametry při ochlazování vzorku jsou obtížněji interpretovatelné, protože zahrnují jak vlastnosti měřeného materiálu tak i okolí.

V diplomové práci jsou presentovány výsledky měření objemového materiálu (PMMA), nezalaminovaného (FV) a zalaminovaného článku (FV – L1). Zbývající výsledky, které byly naměřeny (zalaminované fotovoltaické články FV – L2 , L3, L4), budou presentovány na konferenci Thermophysics 2010 a publikovány v časopise.

7 SEZNAM LITERATURY

- [1] STEHLÍK, P.: Termofyzikální vlastnosti. Tepelné pochody. Teoretické základy oboru. Brno: Nakladatelství VUT v Brně, 1992. 69 s. ISBN 80-214-0428-0.
- [2] NOŽIČKA, J.: sdílení tepla. Praha: Vydavatelství ČVUT, 1998. 98 s. ISBN 8001015998.
- [3] ZMEŠKAL, O., BUCHNÍČEK, M., VALA, M.: Thermal properties of bodies in fractal and cantorion physics. Chaos, Solitons and Fractals 25, Brno: FCH VUT, 2005. s 941 – 954.
- [4] BLAŽEK, A.: Termická analýza. Praha: SNTL – Nakladatelství technické literatury, 1972. 296 s. ISBN 04-626-72.
- [5] ŠESTÁK, J.: Měření termofyzikálních vlastností pevných látek. Praha: Nakladatelství Československé akademie věd, 1982. 348 s. ISBN 21-104-82.
- [6] SMUTNÝ, L.: Teplotní senzory – současný stav a další vývoj. [online]. 2007 [cit. 2010-04-10]. Dostupný z www: <http://www.odbornecasopisy.cz/index.php?id_document=34041>.
- [7] ŠPRINGL, V.: Měření teploty – kovové odporové senzory teploty. [online]. 2004 [cit. 2010-04-10]. Dostupný z www: <http://www.hw.cz/Teorie-a-praxe/Dokumentace/ART_1095-Mereni-teploty-kovove-odporovesenzory-teploty.html>.
- [8] KREIDEL, M.: Měření teploty – senzory a měřicí obvody. Praha: BEN – technická literatura, 2005. 240 s. ISBN 80-7300-145-4.
- [9] LYSENKO, V.: Detektory pro bezdotykové měření teplot. Praha: BEN – technická literatura, 2006. 160 s. ISBN 80-7300-180-2.
- [10] VOJÁČEK, A.: Princip termografického měření. [online]. 2007 [cit. 2010-04-10]. Dostupný z www: <http://www.termokamera.cz/princip%20mereni.html> .
- [11] KUBIČÁR, L.: Rýchla metóda merania základných termofyzikálnych parametrov. Bratislava: VEDA – Vydavateľstvo SAV, 1988. 172 s. ISBN 07102188.
- [12] NÝVLT, Z.: Měření tepelných vlastností subminiaturními termistory. [online]. Praha: ČVUT, 2003 [cit. 2010-04-10]. Dostupný z www: <<http://www.odbornecasopisy.cz/download/au010308.pdf>>.
- [13] BOHÁČ, V.; DIEŠKA, P.; KUBIČÁR, L.: The heat loss effect at the measurements by transient pulse method. Institute of Physics SAS, Bratislava, 2007. 4 s.

- [14] ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; HŘEBENOVÁ, L.; BAŘINKA, R.: Pulse Transient Method as a Tool for the Study of Thermal Properties of Solar Cell Laminating Films. *International Journal of Thermophysics*, 2009, vol. 30, no. 6, s 1891-1901. ISSN 0195928X.
- [15] ZELINKA, I.; VČELARĚ, F.; ČANDÍK, M.: *Fraktální geometrie – principy a aplikace*. Praha: BEN – technická literatura, 2006. 176 s. ISBN 80-7300-191-8.
- [16] HINNER, M.: Jemný úvod do fraktálů. [online]. 1999 [cit. 2010-04-10]. Dostupný z www: <<http://martin.hinner.info/math/Fraktaly/>>.
- [17] BOHÁČ, V.; DIEŠKA, P.; KUBIČÁR E.: *The progress in Development of new models for pulse transient method*. Proc. Of Thermoptysics, Bratislava: Vydavateľstvo STU, 2007. ISBN 978-80-227-2746-4.
- [18] ZMEŠKAL, O.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P.: *A new Differential Method for Evaluation Step Wise and Pulse Transient Measurements*. Brno: VUT, 2009.
- [19] ZMEŠKAL, O.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P.: Use of step wise and pulse transient methods for the photovoltaic cells laminating films thermal properties study. In *Thermophysics 2009*. first. Brno, FCH VUT v Brně. 2009. p. 200 - 207. ISBN 978-80-214-3986-3.
- [20] BAŘINKA, R.: Energie slunce – výroba elektřiny. [online]. 2008 [cit. 2010-04-10]. Dostupný z www: <http://www.ekowatt.cz/library/infolisty/infolisty1999/slunce_elektrina.php3>.
- [21] BERANOVSKÝ, J., TRUXA, J.: *Alternativní energie pro váš dům*. Brno: Vydavatelství ERA, 2004. 126 s. ISBN 80-86517-59-4.
- [22] CENKA, M.: *Obnovitelné zdroje energie*. Praha: FCC Public, 2001. 208 s. ISBN 80-901985-8-9.
- [23] BECHNÍK, B.: Historie a perspektivy OZE – fotovoltaika. [online]. 2009 [cit. 2010-04-10]. Dostupný z www: <<http://www.solarserver.de/solarmagazin/news-ea2009m03.html#topbanner>>.
- [24] PAUL, A.; DANIEL, M.: Material Availability Expands the Oportunity for Large-Scale Photovoltaics Deployment. *Environmental Science*. [online]. 2009 [cit. 2010-04-10]. Dostupný z www: <<http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/es8019534?prevSearch=wadiasearchHistoryKey>>.
- [25] FEJFAR, A.: Fotovoltaika druhé a třetí generace. [online]. 2006 [cit. 2010-04-10]. Dostupný z www: <<http://www.tzb-info.cz/t.py?t=2&i=3506&h=303&pl=49>>.

- [26] BENDA, V.: Solární články z krystalického křemíku – základní technologie současné fotovoltaiky. [online]. 2006 [cit. 2010-04-10]. Dostupné z www: <<http://voda.tzb-info.cz/t.py?t=2&i=3553&h=13&pl=49>>.
- [27] LIBRA, M.; POULEK, V.: Fotovoltaika – *Teorie i praxe využití solární energie*. Praha: BEN – technická literatura, 2009. 160 s. ISBN 978-50-904311-0-2.

8 SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK

a	$(\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	teplotní vodivost
c	$(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	měrná tepelná kapacita
c_p	$(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku
c_v	$(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	měrná tepelná kapacita při konstantním objemu
$d(m)$		průměr vzorku
h		(m)tloušťka vzorku
m		(kg)hmotnost
p		(Pa)tlak
$q(r)$	$(\text{W} \cdot \text{m}^{-2})$	plošná hustota tepelného toku
q_0	$(\text{W} \cdot \text{m}^{-3})$	výkon tepelného zdroje v objemové jednotce látky
$q_e(r)$	$(\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$	měrný příkon tepelného zdroje
$q_m(r)$	$(\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$	měrný výtěžek tepelného zdroje
$q_m(r)$	$(\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$	hustota hmotnostního toku
r	(m)	vzdálenost
s		parametr kvality zdroje tepla
t	(s)	čas
t_0	(s)	šířka proudového pulsu
t_m	(s)	čas maximálního oteplení tepelným pulsem
D		fraktální dimenze
E		topologická dimenze
H	(J)	entalpie
H_e	$(\text{W} \cdot \text{m}^{-2})$	plošná hustota toku vyzářené energie
I	(A)	elektrický proud
K		fraktální míra
Q	(J)	teplo
\dot{Q}	(W)	tepelný tok
R	(Ω)	elektrický odpor
S	(m^2)	plocha
T	(K)	termodynamická teplota
T_C	$(^\circ\text{C})$	Celsiova teplota
T_m	(K)	maximální oteplení
T_M	(K)	teplota teplého spoje termočlánku
T_s	(K)	teplota studeného spoje termočlánku
T_T	(K)	teplota tekutiny v dostatečné vzdálenosti od stěny
T_W	(K)	teplota stěny
U	(J)	vnitřní energie
U_R	(V)	elektrické napětí
U_s	(V)	napětí na zdroji
U_t	(V)	napětí na termočlánku

V	(m^3)	objem
α	$(\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1})$	součinitel přestupu tepla
α_1	(K^{-1})	teplotní součinitel odporu
α_{AB}		materiálová konstanta konkrétního termočlánku
β		koeficient neplanarity izotermy
ε	(V)	elektromotorické napětí
λ	$(\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	tepelná vodivost
ξ_i		koeficient neplanarity izotermy
ρ	$(\text{kg}\cdot\text{m}^3)$	hustota
PMMA		polymethylmethakrylát

9 SEZNAM PŘÍLOH

Publikace:

ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; HŘEBENOVÁ, L.; BAŘINKA, R.: Pulse Transient Method as a Tool for the Study of Thermal Properties of Solar Cell Laminating Films. *International Journal of Thermophysics*, 2009, vol. 30, no. 6, s 1891-1901. ISSN 0195928X.

Pulse Transient Method as a Tool for the Study of Thermal Properties of Solar Cell Laminating Films

O. Zmeškal · P. Štefková · L. Hřebenová ·
R. Bařinka

Received: 5 March 2009 / Accepted: 17 November 2009 / Published online: 26 November 2009
© Springer Science+Business Media, LLC 2009

Abstract The paper reports a study on the possible influence of surroundings on thermal properties of various types of laminating films used in the design of photovoltaic (PV) modules based on crystalline silicon. The main purpose of cell encapsulation is to provide protection of PV panels against environmental damage (especially humidity). However, the laminating film can influence also the electrical behavior of the whole panel because of differences in the working temperature. It is well known that with increasing solar cell temperature the PV conversion efficiency is decreasing. Therefore, it is important to study the thermophysical properties of laminating foils which are used for PV cells encapsulation. These materials must possess low specific heat and high thermal conductivity. Therefore, by using a laminating film with low absorption, high thermal conductivity, and high emissive ability of the rear (not illuminated) side, the PV module working temperature can be lowered and thus the generated power is increased and the investment recovery time shortened. The method of measurement is relative. The goal is not to determine the thermophysical parameters of laminating foils, but only to compare the influence of selected types of laminating foils on heat flow from the PV panel. A planar heat source placed between two PMMA blocks with defined thermal properties was adopted as the model of a real PV panel. A measurement on real PV panels was carried out by thermal imaging with a thermocamera. The correlation between both measurements was found.

O. Zmeškal (✉) · P. Štefková · L. Hřebenová
Faculty of Chemistry, Institute of Physical and Applied Chemistry, Brno University of Technology,
Purkyňova 118, 61200 Brno, Czech Republic
e-mail: zmeskal@fch.vutbr.cz

R. Bařinka
Solartec s.r.o., Televizní 2618, 756 61 Rožnov pod Radhoštěm, Czech Republic

Keywords Fractal analysis · Fractal structure · Specific heat · Thermal conductivity · Thermal diffusivity · Thermo vision · Transient pulse method

1 Introduction

This study deals with the use of a new data evaluation method, which was described in [1]. The method results from generalized relations that were designed for study of physical properties of fractal structures [2,3]. As is shown, these relations are in good agreement with the equations used for the description of time responses of the temperature for the pulse input of supplied heat [4–6]. Comparable outcomes of thermal parameters (specific heat, thermal diffusivity, and thermal conductivity) with a classical method were obtained.

The method was applied for comparison of thermal properties of various kinds of laminating films (two-colors: F02, F07, glow-matting: F03, F04, F06, and transparent: F05, F08, F09). Figure 1 shows their arrangement at the photovoltaic (PV) panel.

Figure 2 shows the results of preliminary measurements of thermal properties of a PV panel under halogen lamp illumination. There is a thermograph of the PV panel with PV cells covered by different laminating films in this figure. This thermograph, from 28 °C to 50 °C, shows the heat accumulated in the specimens (laminating films). It is evident that laminating films F05, F08, and F09 have much lower temperature than the others (it means these carry off the most heat from the PV cell). On the other hand, laminating films F04 and F06 embody the worst properties (it means these carry off the least heat from the PV cell).

The two-color laminating film F07 (blue–white) carries off heat better, if the white side is in contact with the PV cell. It is possible to expect that also the two-color

Fig. 1 Arrangement of PV panel

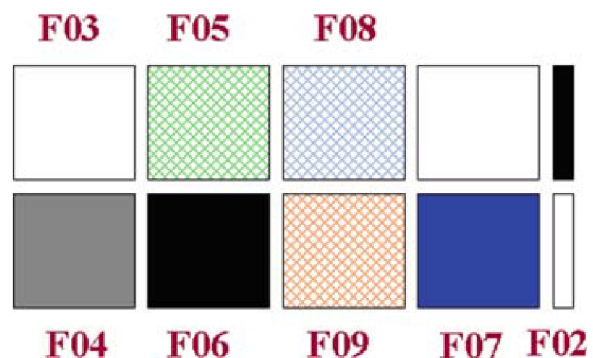
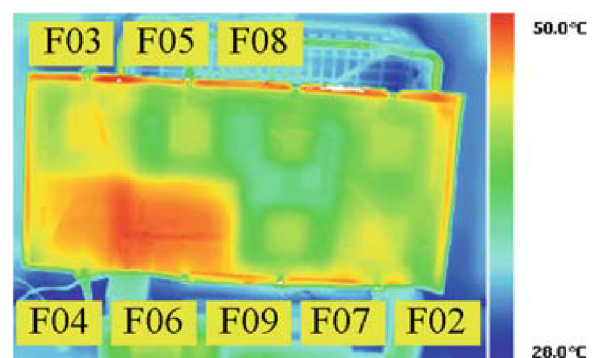


Fig. 2 Thermograph of PV panel with PV cells covered by different laminating films



laminating films F02 (black–white) that are not placed under a PV cell will demonstrate similar properties.

The aim of this paper is to confirm these results by means of a detailed quantitative assessment of measurements using the pulsed transient method.

A planar heat source inserted between two PMMA blocks with defined thermal properties was used as a defined real heat source simulating a PV module. The goal was to identify the differences in thermal properties of the studied structures after the insertion of laminating foils. It is possible to evaluate the suitability of the studied laminating foils in a real PV panel design based on these experimental results. This arrangement of measurement was chosen due to the difficulties associated with measuring thermal properties of thin laminating foils and the impossibility of using the ideal model for heat transport through such films.

2 Theory

The fractal theory of the description of thermophysical properties is derived, in general, from integral transformations. It can describe the dependence of the change in physical quantities (e.g., in our case the temperature) on the energy (e.g., heat) transport process through a material. The trend of change can be expressed by the parameter D (so called fractal dimension). This parameter has different values for different integral transformations. The box counting fractal dimension is calculated, e.g., from a wavelet Haar transformation. It has local character and is used for image analysis.

The fractal dimension can describe the average change of properties of a physical quantity (e.g., temperature) in the whole material (it has a global character) when we used the Fourier transformation for the calculation. The results for the special cases (point, linear, and planar heat source—Dirac pulse) and a homogeneous infinite material were derived from a system of differential equations [4–6]. The fractal dimension expresses the character (dimension) of the heat source ($D = 1, 2, 3$).

Different corrections (to pulse width and energy, to the thickness and finite surface area, to the heat source specific heat) and limited conditions for using theoretically derived equations are used for real cases (inhomogeneous heat source) and inhomogeneous (composites, structured) materials, see [7–10].

The fractal dimension gives information about the properties of a real heat source (immediately after heating) and about the heat drain from the material to the surroundings in this case. The fractal dimension will be in the interval $D \in \langle 1, 2 \rangle$ for a planar heat source and cylindrical sample.

The dependence of the fractal structures' temperature (characterized by the fractal dimension D in E -dimension space) on the distance from the heat source h_T and on the time t was determined in [1] using the theory of the space–time fractal field [2,3];

$$T = \frac{Q}{c_p \rho (4\pi at)^{(E-D)/2}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right), \quad (1)$$

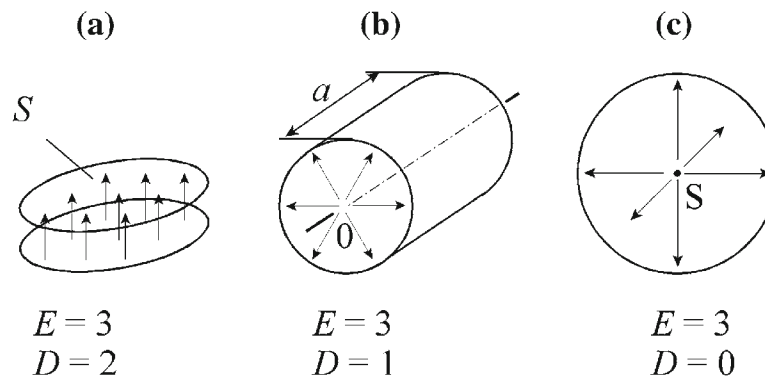


Fig. 3 Heat flow geometry for (a) plane-parallel, (b) cylindrical, and (c) spherical coordinates Euclidean space

In this equation, Q is the heat supply from the heat source, c_p is the specific heat at constant pressure, ρ is the mass density, and a is the thermal diffusivity. The thermal conductivity, $\lambda = c_p \rho a$, can be calculated from these parameters. Equation 1 is applicable for fractal dimensions $D = 0, 1, 2$ and topological dimension $E = 3$ [4–6], see Figs. 3 and 4.

The maximum position can be determined by differentiation of Eq. 1 with respect to time,

$$\frac{\partial \log T}{\partial \log t} = \left(\frac{D - E}{2} + \frac{h^2}{4at} \right) = 0 \quad (2)$$

From this equation, the thermal diffusivity at the time of the maximum can be determined;

$$a = \frac{h^2}{2t_m f_a} = \frac{h^2}{2(E - D)t_m} \quad (3)$$

where f_a is a coefficient that characterizes the deformation of the thermal field [6]. This coefficient is equal to one for the ideal planar source ($E = 3, D = 2$). The maximum temperature of the response for a Dirac thermal pulse is obtained by introduction of the thermal diffusivity, Eq. 3 and 1;

$$T_m = \frac{Q}{c_p \rho} \exp\left(\frac{D - E}{2}\right) \left(\frac{E - D}{2\pi h^2}\right)^{(E-D)/2} \quad (4)$$

From the ratio of Eqs. 4 and 1 and with the use of the Eq. 3,

$$\frac{T_m}{T} = \left[\frac{t}{t_m} \exp\left(\frac{t_m}{t} - 1\right) \right]^{\frac{E-D}{2}}, \quad (5)$$

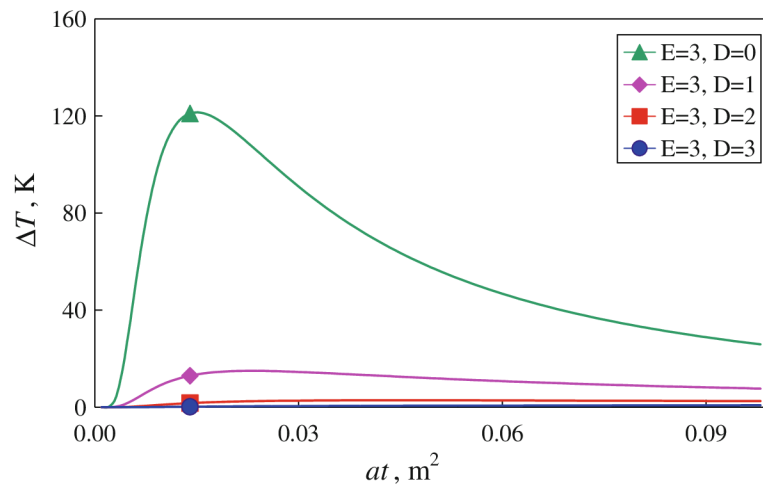


Fig. 4 Time dependence of the temperature response for the Dirac thermal pulse calculated by Eq. 1 for the heat flow geometry from Fig. 3

it is possible to define the coefficient f_a (fractal dimension D , respectively) for every point of the experimental relationship,

$$f_a = E - D = \frac{2 \ln(T_m/T)}{\ln(t/t_m) + (t_m/t - 1)}. \tag{6}$$

The value of the coefficient f_a could also be affected by the geometry of the sample [6] or by the finite pulse width [7].

In the case of the studied fractal structure, one can derive formulas using Eq. 4 for the specific heat,

$$c_p = \frac{Q}{\rho T_m h_T} \frac{f_c}{\sqrt{2\pi \exp(1)}} = \frac{Q}{\rho T_m h^{E-D}} \left(\frac{E - D}{2\pi \exp(1)} \right)^{(E-D)/2} \tag{7}$$

and the thermal conductivity

$$\lambda = c_p \rho a = \frac{Q}{2(E - D) T_m t_m h^{E-D-2}} \left(\frac{E - D}{2\pi \exp(1)} \right)^{(E-D)/2} \tag{8}$$

where f_a and f_c are the coefficients that characterize the deformation of the thermal field [6].

Equation 5 represents time–temperature dependences (according to Eq. 1) calculated for spherical ($D = 0$), cylindrical ($D = 1$), planar ($D = 2$), and cubic ($D = 3$) geometries of the heat source (see Fig. 3). It is evident from Eqs. 5 and 2 that for $D = E$ the function becomes a maximum as $t \rightarrow \infty$.

All dependences for the long time intervals converge to the asymptote, which is longitudinal with the time scale. The intersection of this asymptote with the vertical scale determines the coefficient $f_a = (E - D)$ and thus the fractal dimension D that characterizes the specimen setup (heat source, specimen, distribution of the temperature field, heat losses). When the value of f_a is known, it is feasible to determine the

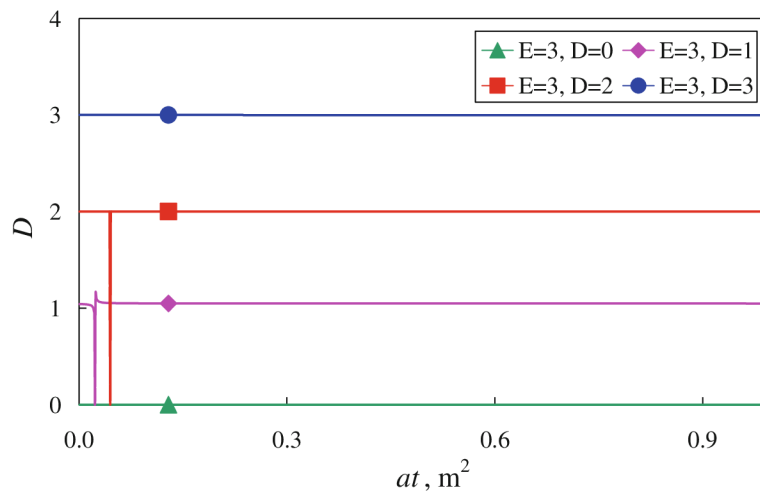


Fig. 5 Time dependence of the reconstructed fractal dimension D for the Dirac thermal pulse and the heat flow geometry from Fig. 3 calculated using Eq. 6

thermophysical parameters of the studied thermal system with the aid of Eqs. 3, 4, 5, 6, 7, and 8.

The source type reconstruction (its fractal dimension D and coefficient f_a) can be determined using Eq. 6. The calculated time dependences of these fractal dimensions for all four cases are shown in Fig. 5. One can see that the results are in agreement with the input parameters. Discrepancies due to numerical errors in the calculation using Eq. 6 are only for $t \approx t_m$.

3 Experimental

The Thermophysical Transient Tester 1.02 was used for measuring the responses to the pulse heat. It was developed at the Institute of Physics, Slovak Academy of Science [11]. The setup of the experiment is described in [6].

Thermal responses were used for the data evaluation. Three possible configurations of the experiment arrangement are shown in Fig. 6. Figure 6a shows the arrangement when the diameter of a specimen is equal to the diameter of the heat source. On the other hand, Fig. 6c depicts the experimental setup with the diameter of the heat source being significantly smaller than the specimen diameter. Figure 6b shows the real situation, when the heat is delivered irregularly (either from the source of finite size or from a source with a specific composition of heat sources).

The measured sample of PMMA was disc-shaped with a diameter $R = 0.03$ m and thickness $h = 6.0$ mm. Its density was $\rho = 1184 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, the thermal diffusivity $a = 1.12 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, the specific heat $c_p = 1450 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, and the thermal conductivity of the sample was $\lambda = 0.193 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$.

The comparison of laminating films properties was carried out by means of inserting them between the heat source and the measured reference material (PMMA), see Fig. 7. In Fig. 7a, the structure of a real PV cell from Fig. 2 is shown. The PV cell was replaced by the heat source in Fig. 7b, c. Measurements of the thermal parameters of the system formed by PMMA and the laminating films were carried out for this arrangement.

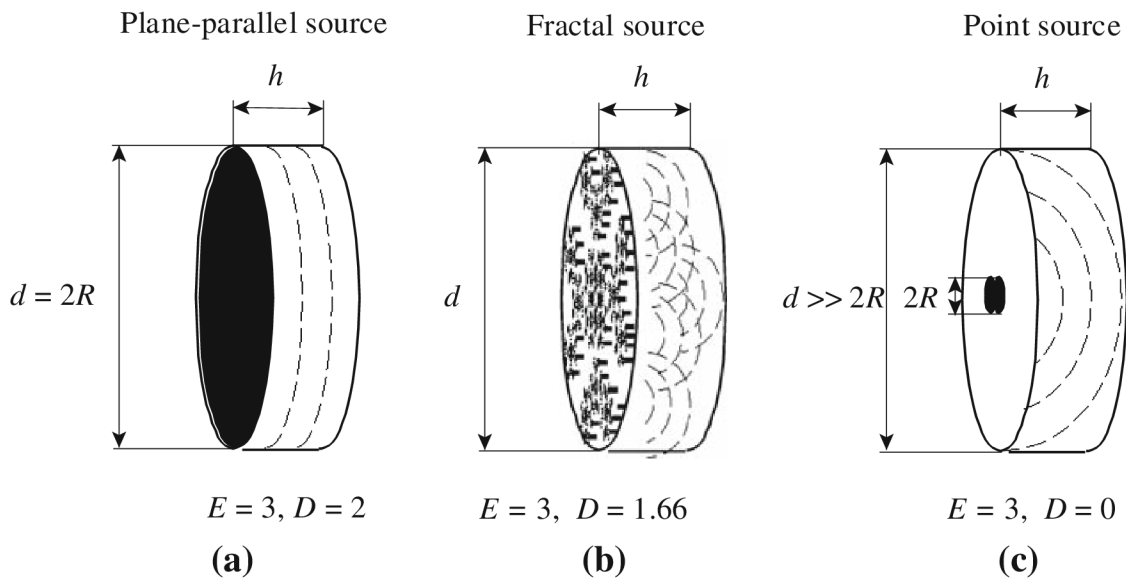


Fig. 6 Current flow geometry: (a) plane-parallel, (b) fractal, and (c) point (for different ratios of length contact, respectively) source

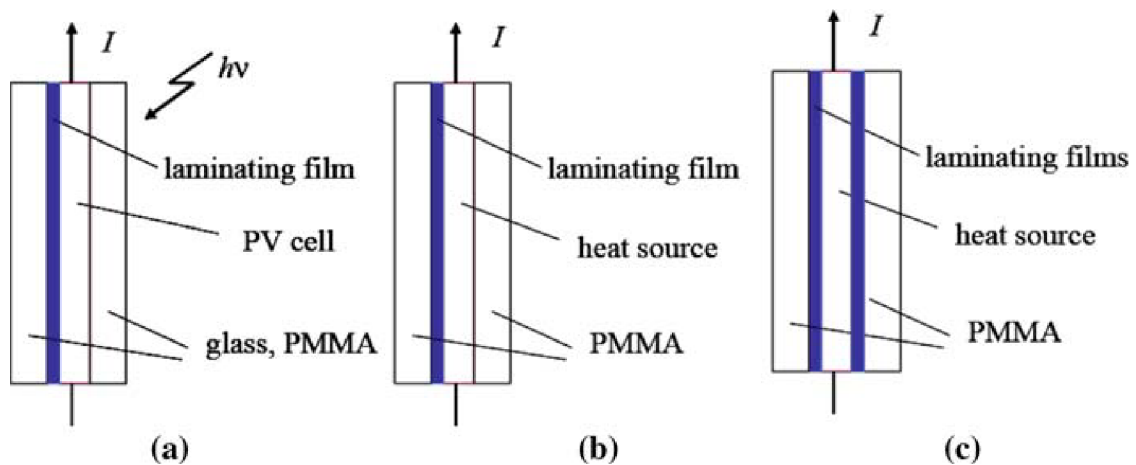


Fig. 7 Arrangement of thermal system for measuring properties of laminating films: (a) real PV cell as heat source, and (b) and (c) model with laminating films from one or both sides of the heat source

4 Results

Typical time responses of the temperature for the pulse of input power are represented in Fig. 8. The width of the heat pulse was $\Delta t = 28$ s, and the pulse energy covered the range from $15 \text{ kJ} \cdot \text{m}^{-2}$ to $40 \text{ kJ} \cdot \text{m}^{-2}$. It is evident that the maximum of this dependence increases with the heat power.

The basic parameters calculated from the dependences in Fig. 8 are presented in Table 1. The values of the heat energy for a unit area of the source to the sample are in the first column. Results for pulses of $\Delta t = 4$ s width and different powers are in the first four rows; in the last row, a $\Delta t = 100$ ms pulse width is used. In the second and third columns, the time and temperature of maximum dependences in Fig. 8 are listed. Time constants calculated from exponential dependences of the fractal dimension on the heat source energy are given in the fourth column. The last three columns give

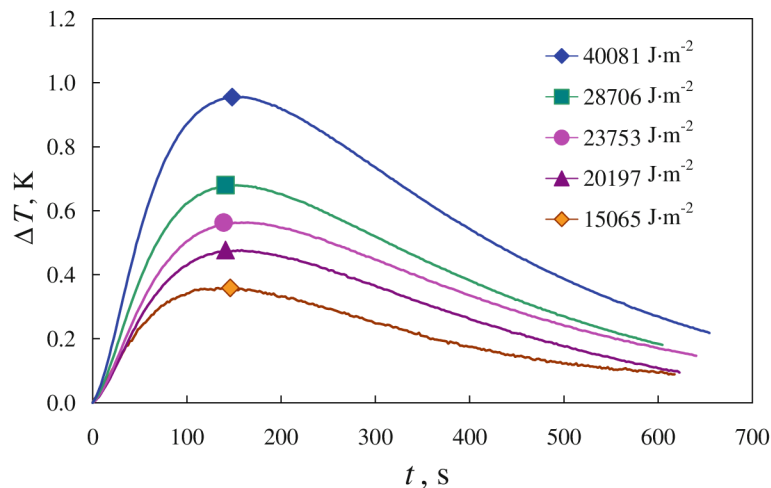


Fig. 8 Thermal responses of the sample measured by the pulse transient method. Measurements were carried out for different heat powers and a pulse width $\Delta t = 28$ s

Table 1 Measured and calculated parameters from measured characteristics

Q/S ($\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$)	t_m (s)	ΔT_m (K)	$a \times 10^7$ ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
15065	146	0,359	0.115	1405.8	0.191
20197	141	0.477	0.120	1419.1	0.202
23753	139	0.563	0.124	1414.1	0.207
28706	141	0.680	0.123	1415.2	0.207
40081	148	0.955	0.115	1405.6	0.192
			0.119 ± 0.004	1412.0 ± 6.0	0.200 ± 0.008

basic values which characterize the thermal properties of materials: thermal diffusivity a , specific heat c_p , and thermal conductivity λ .

It is evident from these results that the determined thermal parameters of PMMA are close to the parameters from the literature; see Sect. 3 and Refs. [8–10].

The results obtained from the measurement of the system after the insertion of laminating films will be discussed in the next section, see Fig. 7. Figure 9 clearly illustrates that the maximum temperature of the measured pulse decreases, and it shifts to lower values.

The higher specific heat of the system with a laminating film results from this fact. We can also determine its higher thermal conductivity after a more detailed analysis.

It is evident from the dependence of coefficient D , Eq. 6, that the contact between the heat source and the measured material was not ideal in any case; it is possible to characterize it by a value $D \approx 1.5$. This divergence is probably caused by thermal losses into the environment. The results (see Fig. 10) of the thermal conductivity and specific heat of the measured systems PMMA–laminating films (F02–F09) are compared in the last two figures. It is evident from Fig. 11 that for a majority of the measured materials, the thermal conductivity of the system is higher than that of the PMMA (red column-F01). From this point of view, these are suitable specimens for application as laminating films. However, the situation is slightly more difficult

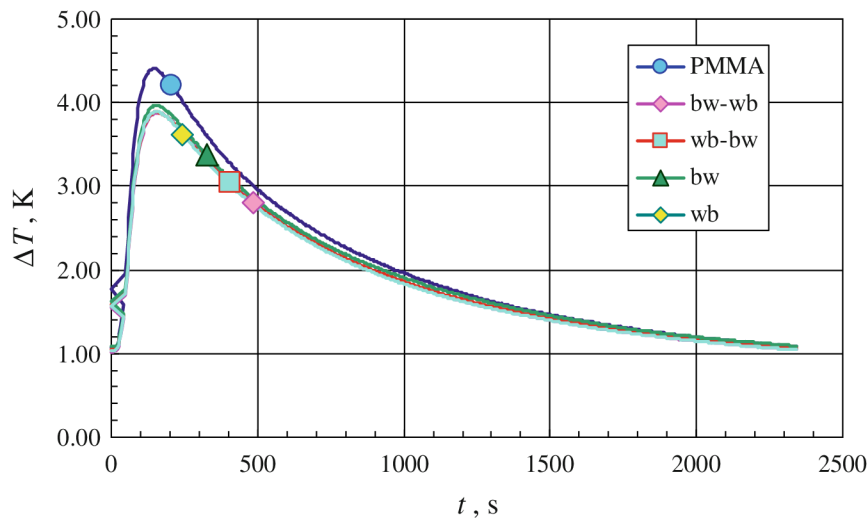


Fig. 9 Thermal responses of the sample measured by the pulse transient method without using (PMMA) and with using blue-white laminating film from one (bw, wb) and both sides of heat source (wb–bw, bw–wb)

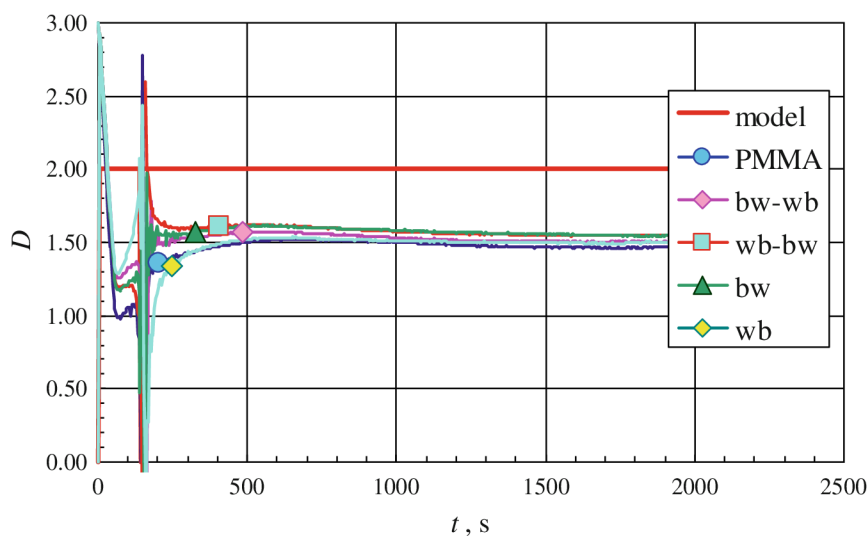


Fig. 10 Dependence of fractal parameter D calculated from transient response of all points of measurements. Measurements were carried out for all characteristics in Fig. 9

when the specific heat is considered (Fig. 12). Suitable materials should have the specific heat of the PMMA–laminating film much smaller than the specific heat of only PMMA.

Only transparent materials can fulfill this condition (laminating films F05, F08, F09). On the other hand, the specific heat of black–white film (F02) and black film (F06) is very high, and they are not suitable for application as heat removing elements in PV panels. The results of measurements by means of the pulse transient method confirmed estimates carried out on the basis of measurements of the temperature distribution by means of a thermocamera.

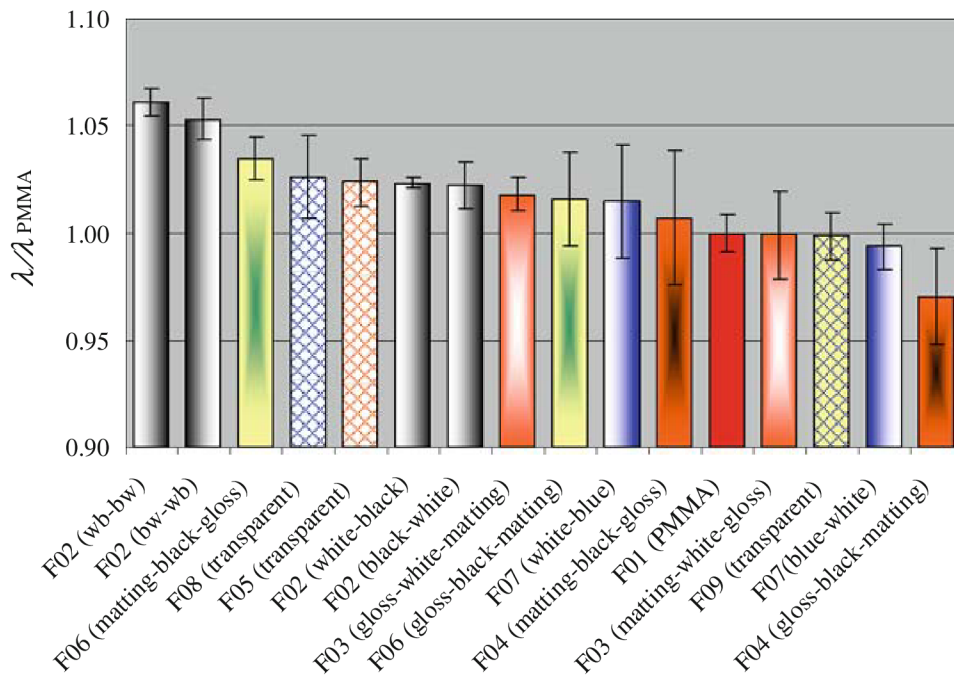


Fig. 11 Summary of results of thermal-conductivity relative values of system of PMMA-laminating films to the thermal conductivity of PMMA (*red column*)

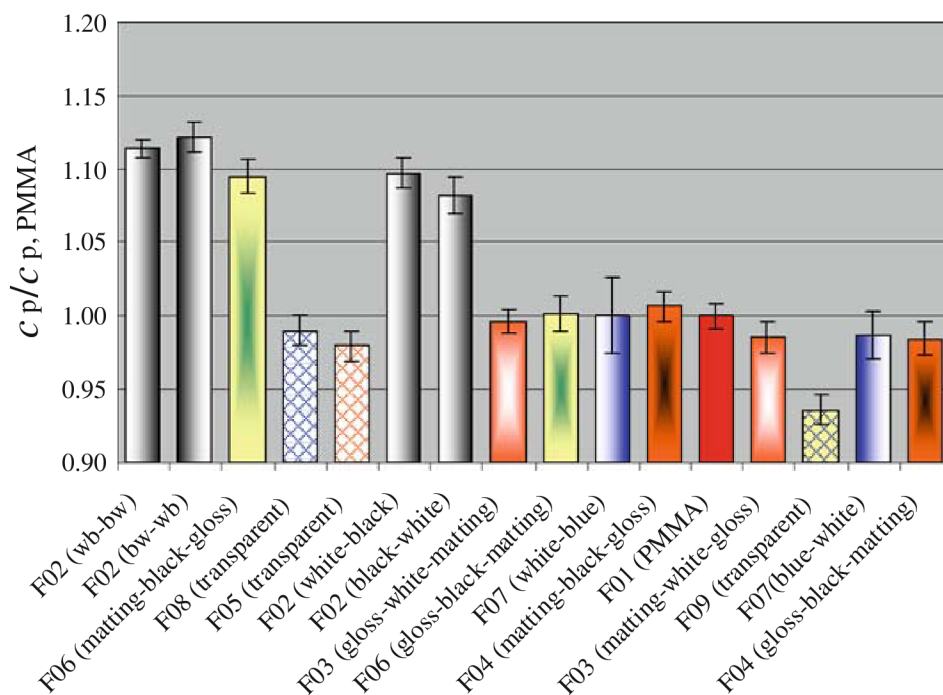


Fig. 12 Summary of results of specific-heat relative values of system of PMMA-laminating films to the specific heat of PMMA (*red column*)

5 Conclusion

In this study, results evaluated from thermal responses to a heat pulse are discussed. To interpret the findings, a simplified thermal conductivity model is used [1]. The model is based on work published in [4]. Results showed the image of heat distribution in a

specimen for various time intervals after the exposure to heat from the source. These evaluations could be used for more accurate determination of the thermal parameters of the studied materials.

Properties of various types of laminating films used for the encapsulation of cells of PV panels were compared in the second part. The results gained by measurements of the temperature distribution using a thermocamera were confirmed and quantitatively compared.

Acknowledgments This work was supported by project KAN401770651 from The Academy of Sciences of the Czech Republic and by project and by grants FT-TA3/048 and FR-TII/144 from the Ministry of Industry and Trade of the Czech Republic.

References

1. P. Štefková, O. Zmeškal, R. Capoušek, in *Complexus Mundi* (World Scientific, London, 2006), p. 217. ISBN 981-256-666-X
2. O. Zmeškal, M. Nežádal, M. Buchnůček, *Chaos Solitons Fractals* **17**, 113 (2003)
3. O. Zmeškal, M. Nežádal, M. Buchnůček, *Chaos Solitons Fractals* **19**, 1013 (2004)
4. H.S. Carslaw, J.C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids* (Clarendon Press, London, 1959), p. 496
5. J. Krempaský, *Measurement of Thermophysical Quantities* (VEDA, Bratislava, 1969), p. 287
6. L. Kubičár, *Pulse Method of Measuring Basic Thermophysical Parameters* (VEDA, Bratislava and Elsevier, Amsterdam, 1990), p. 344
7. V. Boháč, L. Kubičár, V. Vretenár, in *Proceedings of TEMPMEKO 2004, 9th International Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Industry and Science*, ed. by D. Zvizdić, L.G. Bermanec, T. Veliki, T. Stašić (FSB/LPM, Zagreb, Croatia, 2004), pp. 1299–1306
8. V. Boháč, L. Kubičár, V. Vretenár, *Meas. Sci. Rev.* **5**, 98 (2005)
9. V. Štofanič, M. Markovič, V. Boháč, P. Dieška, L. Kubičár, *Meas. Sci. Rev.* **7**, 15 (2007)
10. V. Boháč, P. Dieška, L. Kubičár, *Meas. Sci. Rev.* **7**, 24 (2007)
11. *Thermophysical Transient Tester—Model RT 1.02*, Institute of Physics, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovak Republic