

PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA UNIVERZITY
PALACKÉHO V OLOMOUCI
Katedra experimentální fyziky

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Měření rozptylových vlastností filtrového skla
Schott – Desag M-UG6

Vypracoval:
Studijní obor:
Forma studia:
Studijní rok:
Vedoucí práce:
Datum odevzdání:

Milan MAREK
Nanotechnologie
prezenční
2009/2010
RNDr. Petr Schovánek
30.4. 2010

Prohlašuji, že jsem svoji diplomovou práci vypracoval samostatně pod vedením RNDr. Petra Schováňka, za použití literatury uvedené v závěru práce.

V Olomouci dne 28.4. 2010

.....

Děkuji RNDr. Petru Schovánkovi, za uvedení do problematiky diplomové práce a za obětavou pomoc při jejím řešení.

Dále bych chtěl poděkovat Mgr. Miroslavu Pechovi a Mgr. Dušanu Mandátovi, za rady, čas a pomoc při měření a zpracovávání výsledků a za uvedení do problematiky měření rozptylu. Dále potom za vstřícnost a cenné rady celé Společné laboratoři optiky UP v Olomouci, bez které by tato diplomová práce nemohla vzniknout.

V neposlední řadě děkuji za podporu mému nejbližšímu okolí, které mi bylo oporou při mých studiích.

Bibliografická identifikace

Jméno a příjmení autora:	Milan MAREK
Název práce:	Měření rozptylových vlastností filtrového skla Schott-Desag M-UG6
Typ práce:	diplomová
Pracoviště:	Společná laboratoř optiky UP a FZU AV ČR
Vedoucí práce:	RNDr. Petr Schovánek
Rok obhajoby práce:	2010
Abstrakt:	Práce se zabývá měřením rozptylových vlastností absorpčního filtru M-UG 6 a měřením drsnosti povrchu pomocí rozptyloměru CASI. Popisuje vztahy mezi drsností povrchu a jeho rozptylovými vlastnostmi v souvislosti s jejich využitím pro praktická měření transparentních vzorků.
Klíčová slova:	Drsnost povrchu, rozptyl světla, rozptyloměr CASI
Počet stran:	69
Počet příloh:	1
Jazyk:	čeština

Bibliographical identification

Autor's first name and surname: Milan MAREK

Title: Measurement of filterglass Schott-Desag M-UG6 scatter properties

Type of thesis: diploma

Department: Joint Laboratory of Optics of Palacky University and the Institute of Physics of the Academy of Science of the Czech Republic.

Supervisit: RNDr. Petr Schovánek

The year of presentation: 2010

Abstrakt: The Diploma thesis treats about scattering measurements of M-UG 6 filter and it's sufrage roughness measurements using CASI instument. The work describes roughness and scattering relationship mathematically and their use for optical elements measurement.

Keywords: surface roughness, light scatter, scatterometer CASI

Number of pages: 69

Number of appendices: 1

Language: czech

Obsah

1. Úvod	8
 Teoretická část	
1.1 Projekt AUGER	8
1.2 Fluorescenční detektor	9
1.3 Důvod měření rozptylových vlastností filtru	10
2. Drsnost povrchu	11
2.1 Vybrané charakteristiky drsnosti povrchu	12
3. Teorie rozptylu	14
3.1 Difrakce světla na mřížce	19
3.2 Oboustranná rozptylová distribuční funkce	25
3.3 Výpočet statistik drsnosti povrchu pomocí BRDF	28
3.4 Statistika drsnosti isotropních povrchů	30
4. Rozptylové vlastnosti povrchu	32
5. Měření rozptylových vlastností	34
5.1 TIS	35
5.2 ARS	36
6. Rozptyloměr CASI	37
6.1 Technické parametry přístroje CASI	38
6.1.1 Zdroj záření	39
6.1.2 Detektor záření	40
6.1.3 Uchycení vzorků	43
6.1.4 Elektronika	43
6.1.5 Software	44
7. Měření transparentních vzorků	45

Praktická část

8. Měření vlastností filtru M-UG6	47
8.1 Ověření spektrální propustnosti filtru	47
8.2 Měření drsnosti povrchu	48
8.2.1 Příprava vzorků	48
8.2.2 Nastavení přístroje a měření	51
8.3 Měření rozptylu záření	57
8.3.1 Příprava vzorků	57
8.3.2 Nastavení přístroje a měření	58
9. Závěr.....	61
Seznam použité literatury	62
Přílohy	64

1. Úvod

Mezinárodní projekt Pierre Auger Observatory [1,2] zaměřený na studium kosmického záření o velmi vysokých energiích je v současné době v plném provozu a shromažďuje data. Celý složitý systém hybridního detektoru je podrobován detailní analýze s cílem porozumět vlivu jednotlivých součástí na výsledky měření tak, aby bylo možné sestavit jeho funkční model. Jedním z prvků soustavy optického fluorescenčního detektoru je vstupní optický filtr. Cílem této práce je ověřit rozptylové vlastnosti skleněných desek použitých pro stavbu tohoto filtru.

1.1 Projekt AUGER

Cílem tohoto projektu je zkoumání vlastností vysokoenergetického kosmického záření. Jedná se o záření skládající se ze subatomárních částic, které mohou mít energii větší než 10^{20} eV. Observatoř Pierre Auger, jejíž jižní část je postavena v Argentině, má za úkol soustavně detekovat tyto částice a zjistit zdroje tohoto záření, jehož původ není v současné době zcela jasný. Na základě teoretických simulací se ukázalo, že bychom totiž částice s tak velkou energií, která je naprosto nedostupná v pozemských urychlovačích, v této části vesmíru vůbec neměli pozorovat.

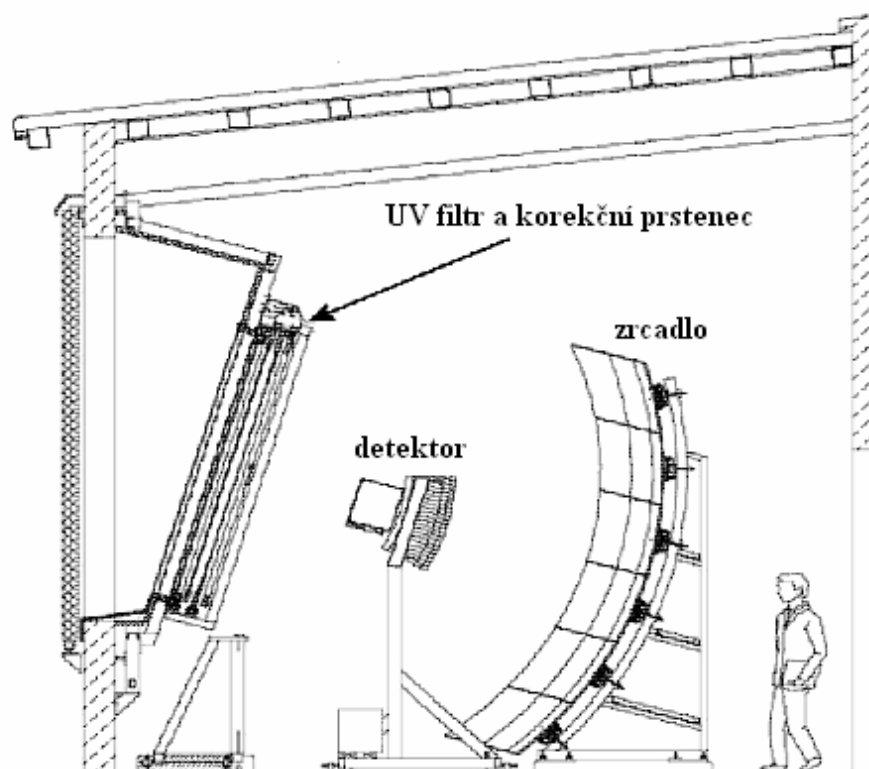
Celá observatoř je založena na principu dvou různých způsobů detekce, jimiž naměřená data umožní získat informace o zdroji těchto částic. První částí hybridního detektoru je 24 fluorescenčních teleskopů, které jsou umístovány po šesti ve čtyřech různých budovách s elevačním úhlem 1° . Dodatečně byly vybudovány další tři teleskopy, které mají elevační úhel 16° . Další částí je 1600 pozemních detektorů. Fluorescenční teleskopy detekují spršky kosmického záření zcela nezávisle na síti pozemních detektorů. Oba systémy se však doplňují, a tak tato koncepce observatoře umožňuje přesnou geometrickou rekonstrukci všech spršek pozorovaných oběma částmi detektoru [1].

Jedna z detekčních technik je tedy sledování fluorescenčního záření, které vzniká při interakci spršky částic, iniciované primární vysokoenergetickou částicí, s molekulami vzduchu. Fluorescenční teleskop je v principu zrcadlový dalekohled, tzv. Schmidtova komora. Ve vstupní kruhové apertuře o průměru 2200 mm je korekční prstenec, který je částí zjednodušené Schmidtovy korekční desky a umožňuje zvětšit

účinnou plochu teleskopu, aniž by se zvětšily jeho aberace. Segmenty tvořící zrcadlo jsou sférické s poloměrem křivosti 3400 mm. Velikost celého zrcadla je 3,6x3,6 m a jako detektor je použita matice 440 fotonásobičů [2]. Díky segmentové konstrukci má zrcadlový systém velice nízkou hmotnost při zachování vysoce kvalitních geometrických parametrů.

1.2 Fluorescenční detektor

Systém detekuje fluorescenční záření, které vzniká při vývoji spršky v atmosféře. Fluorescenční detektory slouží jednak k energetické kalibraci povrchových detektorů a také k upřesnění trajektorie primárních (vysokoenergetických) částic. Teleskop je tvořen třemi hlavními částmi. První část představuje vstupní apertura, která je složena z filtru a korekčního prstence. Další částí je zrcadlo, pomocí kterého je záření soustředěno na detektor. Třetí částí je detektor. Hlavní části teleskopu a jejich uspořádání jsou vyobrazeny na obrázku 1.



Obr. 1 - Hlavní části fluorescenčního detektoru a jejich uspořádání [2].

Jak již bylo uvedeno, jedná se o systém určený k detekci vysokoenergetických částic. Kritériem pro výběr polohy observatoře byl vhodný terén, nízké světelné znečištění oblasti a jeho nadmořská výška. Pozorovaný jev totiž postupně v atmosféře zaniká. Vlnová délka teleskopem detekovaného záření, vzniklého průchodem vysokoenergetických částic atmosférou, se pohybuje v rozmezí 300 nm až 400 nm. Ostatní vlnové délky, pocházející například ze světelného znečištění, průletem letedla a podobně, bylo nutné nějakým způsobem odstranit a zamezit tak ovlivnění měření. K tomuto účelu bylo vstupní okno (vstupní apertura) teleskopu vybaveno absorpčním filtrem.

1.3 Důvod měření rozptylových vlastností filtru

Pro fluorescenční teleskop byl zvolen filtr Schott Desag M-UG6 (viz. příloha A), který je dodáván ve formě tabulí a je primárně určen pro solária. Technologie výroby těchto filtrů je v některých aspektech podobná technologii výroby běžných tabulových okenních skel [3]. Lze proto očekávat, že kvalita povrchu nemusí odpovídat standardně požadované kvalitě povrchu optických prvků – čoček, hranolů apod.

Při měření a vyhodnocování dat získaných tímto fluorescenčním teleskopem, byly objeveny nežádoucí optické jevy, jako je halo a sekundární obrazy, též nazývané ghosty. Sekundární obrazy jsou většinou způsobeny vnitřními odrazy uvnitř optické soustavy. U fluorescenčního teleskopu by tento jev mohl nastat například odrazem záření od detektoru na plochu zrcadla, filtr a korekční prstenec. Odraz záření na filtru a korekčním prstenci je sekundárním zdrojem záření, které potom dopadá zpátky na detektor. Jev nazývaný jako halo je možné popsat pomocí zobrazení bodu. V ideálním případě se bodový zdroj světla zobrazí pomocí optické soustavy opět jako bod. Díky optickým vadám teleskopu je ve skutečnosti bod zobrazen jako ploška. Světelná ploška obvykle vykazuje rozdělení intenzity s maximem v jejím středu. O halo se jedná v případě, že je podstatná část záření rozptýlena do úhlu 10° od osy svazku, nebo většího.

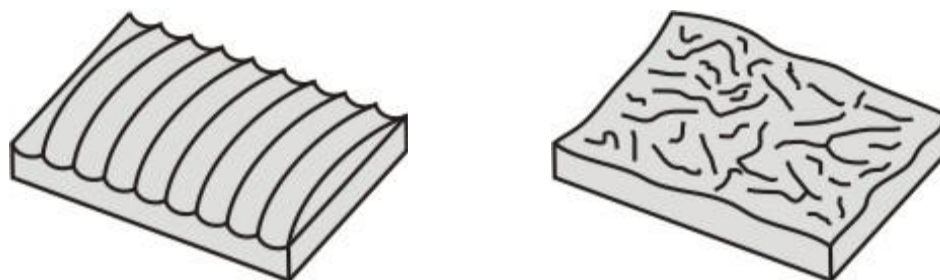
Přítomnost těchto rušivých signálů vytváří následné problémy s analýzou dat. Zmíněné jevy byly objeveny při testování detektoru. Jednalo se o jednu z metod kalibrace zařízení, které se provádí pomocí přesně definovaného světelného zdroje, umístěného v určité výšce nad zemským povrchem [1]. Pomocí této aproximace bodového zdroje lze zařízení kalibrovat například na útlum v atmosféře a podobně. Zjištěné nežádoucí signály způsobují problémy jak při této kalibraci, tak i při vyhodnocování naměřených dat. V současné době je věnováno značné úsilí identifikaci zdrojů těchto nežádoucích signálů. Jednou z možných příčin by mohl být rozptyl záření při průchodu filtrem. K tomuto rozptylu by mohlo docházet v materiálu, ale předpokládáný je zejména rozptyl záření na povrchu filtru. Tato práce se proto bude dále zabývat řadou měření základních parametrů optických vlastností tohoto filtru. Cílem bude potvrdit nebo vyloučit filtr jako zdroj degradace optického zobrazení celého měřicího systému.

2. Drsnost povrchu

Každá metoda obrábění nebo výrobního procesu, zanechává na povrchu charakteristické stopy. Stopy po obrábění, vytvářející na povrchu nerovnosti jsou prostorově uspořádány a jejich hodnocení je poměrně obtížné. Nejčastěji se používá zjednodušená (normalizovaná) metoda využívající profil nerovností vzniklý v rovině řezu [4].

Drsnost je souhrn nerovností povrchu s relativně malou vzdáleností, které nevyhnutelně vznikají při výrobě nebo jejím vlivem. Drsnost povrchu může být také daná strukturou materiálu. Do drsnosti se nepočítají vady povrchu, tj. náhodné nepravidelné nerovnosti, které se vyskytují jen ojediněle (rysky, trhlinky, důlky apod.) a které vznikají vadami materiálu, poškozením aj.

Směr nerovností na povrchu může být buď periodický nebo aperiodický. Rozdíl je patrný z obrázku 2. Periodický vzniká při soustružení, frézování, vrtání, broušení apod., tedy v případě, kdy nástroj vytváří na povrchu součásti rýhy v určitém směru. Aperiodický povrch vzniká při odlévání, kování apod., v tomto případě nástroj nevytváří nerovnosti s význačným směrem [5].



Obr. 2 - Periodický povrch a aperiodický povrch [5].

Správné určení charakteru drsnosti povrchu má vliv na správnost měření, zejména u kontaktních profilometrů, kde je nutné zvolit odpovídající orientaci vzorku. U periodického povrchu je důležité zvolit směr snímání kolmo na směr nerovností kvůli naměření správných hodnot.

Samotné rozlišení mezi periodickým a aperiodickým povrchem je však subjektivní a není normou nijak stanoveno. Rozhodnutí je ponecháno na uživateli, což je jedna z příčin problémů s opakovatelností a obecně s porovnáním výsledků měření drsnosti povrchu mechanickými profilometry.

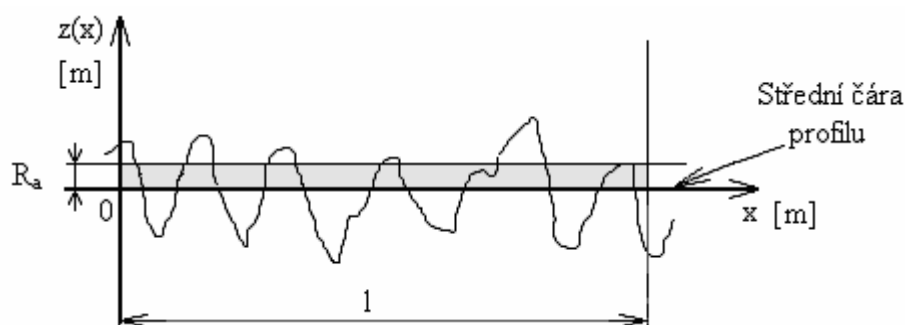
2.1 Vybrané charakteristiky drsnosti povrchu

Mezi nejčastěji používané parametry, sloužící k popisu drsnosti povrchu, patří parametry R_a a R_q (RMS). Definice a parametry používané pro určování struktury povrchu stanovují mezinárodní normy. Ty jsou však převážně zaměřeny na vyhodnocování drsnosti profilovými metodami, a proto zde uvedu pouze základní parametry drsnosti povrchu, na které se budu dále v textu odkazovat.

R_a - střední aritmetická úchylka posuzovaného profilu

Parametr R_a je nejpoužívanější výškovou charakteristikou drsnosti povrchu. Je to střední aritmetická hodnota absolutních úchylek profilu v rozsahu základní délky, vyjádřená vztahem (1).

Geometricky je parametr R_a interpretován výškou obdélníka sestrojeného na střední čáře a o stejné ploše jako nerovnosti profilu, uzavřené profilem od střední čáry (viz. obrázek 3). Díky tomu je parametr R_a stabilním parametrem, který není ovlivněn náhodnými nebo zdánlivými špičkami.



Obr. 3 - Znázornění parametru R_a .

$$R_a = \frac{1}{l} \int_0^l |Z(x)| dx \quad (1)$$

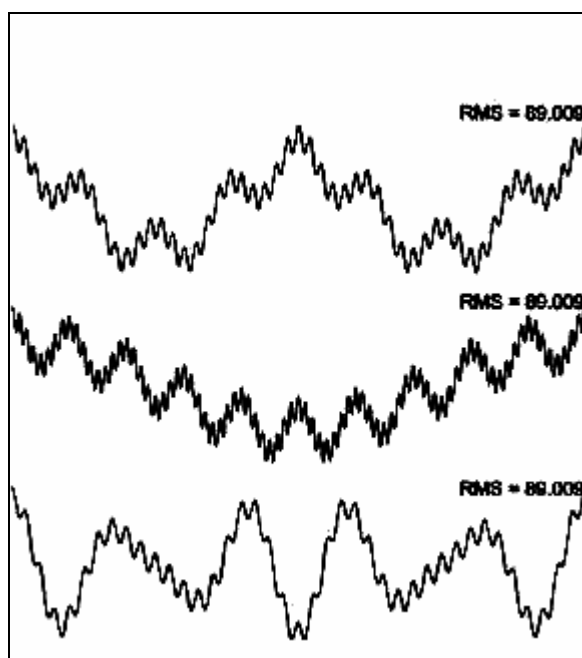
kde x je úsečka profilu odečítaná na střední čáře, $z(x)$ funkce popisující profil, x_i souřadnice n bodů profilu povrchu v mezích základní délky ($i=1,2,3,\dots,n$), l je základní délka, n – počet bodů profilu povrchu na základní délce.

R_q (RMS) - průměrná kvadratická úchylka posuzovaného profilu

U nás obvyklý parametr R_q , bývá též označován jako *RMS* (Root Mean Squared). Jedná se tak pouze o rozdílné označení. Kvadratický průměr souřadnic $z(x)$ v rozsahu základní délky je určen vztahem:

$$R_q = \frac{1}{l} \int_0^l |Z^2(x)| dx. \quad (2)$$

Obecně však toto hodnocení může být zavádějící, protože stejné hodnoty R_a a R_q mohou mít povrchy s přitom zcela rozdílnou topografií. To ukazuje obrázek 4, na kterém jsou uvedeny tři povrchy, které mají naprosto odlišný profil povrchu, ale jsou přitom popsány pomocí stejné hodnoty parametru *RMS*.



Obr. 4 - Ukázka různých povrchů se stejným RMS parametrem a odlišnou topografií povrchu.

3. Teorie rozptylu

Rozptyl světla je důležitý fyzikální jev a může mít různé projevy, podle toho, na čem se světlo rozptyluje. Jedná se o interakci světla s prostředím (plynem, kapalinou, pevnou látkou). Každá látka je složena z atomů a dále z protonů a elektronů. Částice nesou vlastní elementární náboj. Vlivem působení elektrické složky elektromagnetické vlny dojde ke změně kmitavého pohybu nabitých částic a vlivem této změny dojde k vyzařování sekundárního záření do všech směrů. Tato dipólová interakce způsobuje, že k rozptylu dochází při průchodu záření libovolným prostředím, pokud toto prostředí nebude dokonale stejnorodé. V případě stejnorodého prostředí se sekundární záření vyruší vlivem interference a rozptyl není pozorován. V přírodě se ovšem stejnorodá prostředí, snad s výjimkou dokonalého vakua, nevyskytují [6].

Nejčastěji uváděným příkladem vlivu rozptylu, který všichni dobře známe, je modrá barva oblohy. Ta je způsobená právě rozptylem slunečního záření na molekulách obsažených v atmosféře a vadami, způsobenými lokální nehomogenitou hustoty vzduchu.

Mechanismů vzniku rozptylu světla je řada a jsou značně odlišné. Rozptylové charakteristiky závisí na druhu nestejnorodostí na kterých k rozptylu došlo a důležitá je i jejich velikost. Rozptyl světla může nastat například na malých (proti vlnové délce světla) nezávislých částicích, který je známý jako Rayleighův rozptyl. Rozptyl na kulových částicích, velikostí srovnatelných s vlnovou délkou světla, popisuje Mieho teorie. Další příčinou rozptylu může být interakce záření s vibračními stavy (akustickými - Brillouinův rozptyl, či optickými - Ramanův rozptyl) nebo na koloidech v pevné látce (Tyndallův jev) atd. [7].

Mieho teorie rozptylu se zabývá interakcí záření s kulovou částicí v homogenním prostředí a dává výsledky, z nichž je možné udělat si představu o rozptylu záření na částicích různé velikosti. Záření dopadající na kulovou částici je odraženo, absorbováno a také rozptýleno do širokého prostorového úhlu. Pro intenzitu rozptýleného záření platí vztah [8]:

$$I_{R(\Phi)} = \frac{\lambda^2 (i_p + i_s)}{8\pi^2 r^2} I_0, \quad (3)$$

kde I_0 je intenzita dopadajícího záření na částici, $I_{R0(\Phi)}$ je intenzita rozptýleného záření do prostorového úhlu $d\Omega$ okolo směru Φ , λ je vlnová délka, r je vzdálenost od středu částice a i_p a i_s jsou intenzity záření pro s a p polarizaci. Vztah platí pro částice o velikosti od 50 nm do 10 μ m.

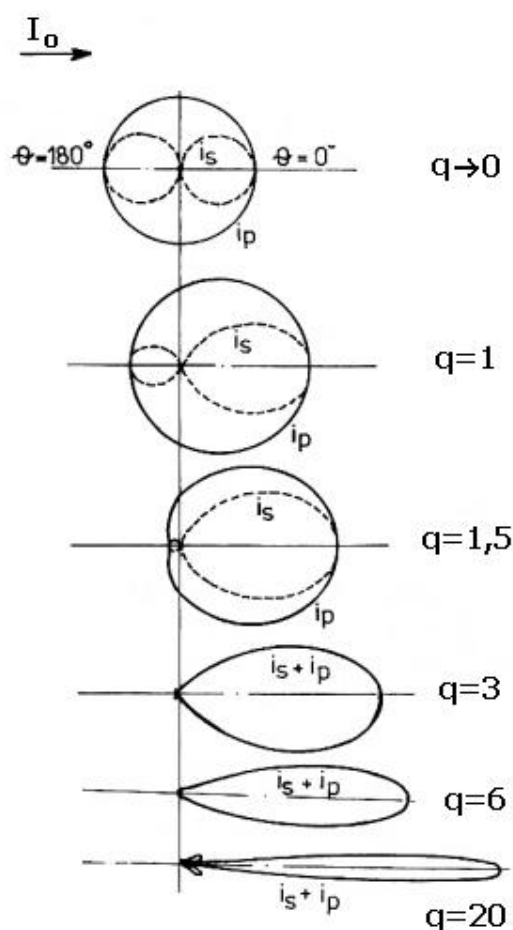
Má-li částice velikost mnohem menší jak vlnová délka, což platí pro velikosti přibližně < 50 nm, lze psát vztah (3) ve tvaru

$$I_{R(\Phi)} = \frac{\pi^4 d^6}{8r^2 \lambda^4} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 (1 + \cos^2 \Phi) I_0, \quad (4)$$

kde m je komplexní index lomu ($m=n+ik$) a k je index absorpce. Výraz popisuje i Rayleighův rozptyl pro malé a málo absorbující částice.

Zakreslíme-li úhlovou závislost intenzity rozptylového pole na velikosti částice, získáme představu o prostorovém rozložení rozptylového pole.

Obrázek 5 ukazuje indikatrix rozptylu pro částice různé velikosti d s indexem lomu 1,33, tedy slabě absorbující záření. Směr 180° je zpětný směr a 0° je směr dopředný.



Obr. 5 – Úhlová závislost intenzity rozptylového pole $I_{R(\theta)}$ pro slabě absorbující částici ($m=n=1,33$) [8].

Pro částice o velikosti mnohem menší než vlnová délka vzniká typický obraz tzv. Rayleighova rozptylu, kdy se záření rozptyluje do všech stran s výrazně oddělenými složkami s a p polarizace. Tato symetrie postupně s rostoucí velikostí částice zaniká ve prospěch dopředného směru. Poměr velikosti zářivých toků v obou směrech se mění od 1 u Rayleighova rozptylu až po hodnotu 10^4 pro částice o velikosti nad $15 \mu\text{m}$. Parametr q je definován vztahem $q = \frac{\pi d}{\lambda}$ a jde o poměr velikosti částice k vlnové délce záření.

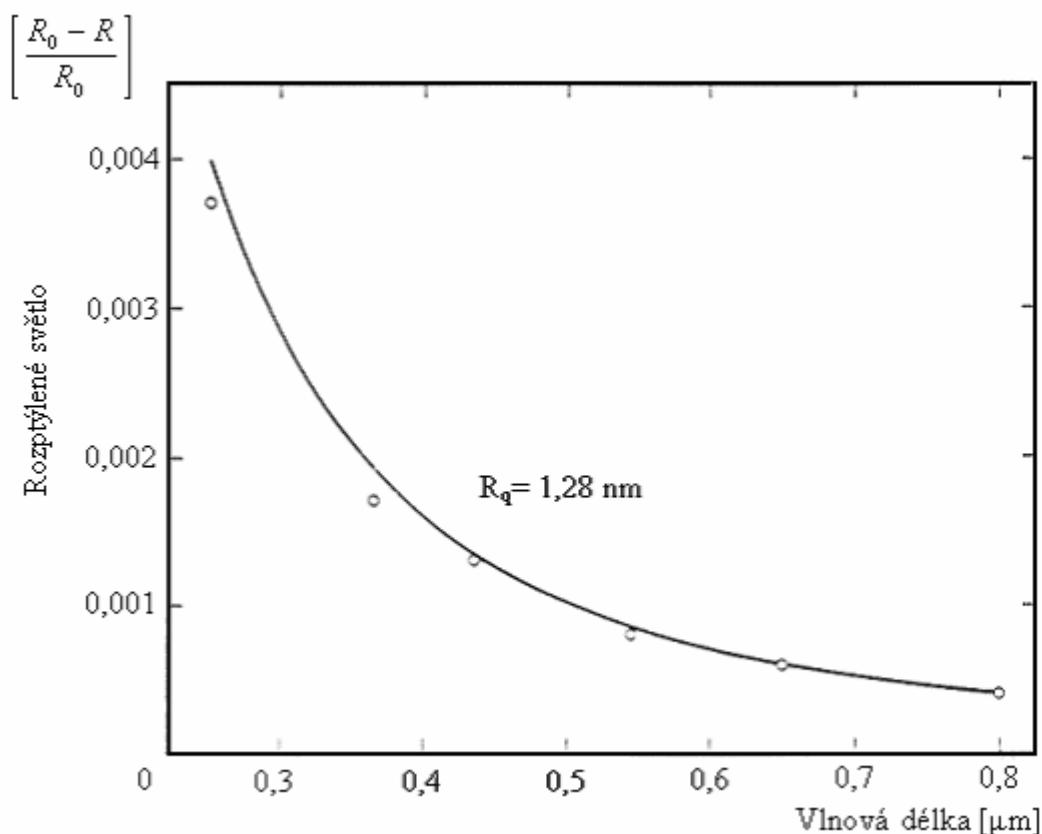
Práce se zabývá zejména rozptylem vznikajícím při průchodu světla materiálem a rozptylem na rozhraní dvou optických prostředí, které je reprezentováno povrchem optického filtru. Pokud by světelný signál dopadal na ideální rovinné rozhraní s nulovou

hodnotou parametru drsnosti povrchu, byl by rozptýl nulový a každý paprsek rovnoběžného svazku by se odrazil nebo lámal pod stejným úhlem. Je-li rozhraní tvořeno drobnými nerovnostmi, odráží se světlo různými směry čímž dochází k rozptýlu světla. Tato představa platí pouze v případě, že budeme uvažovat za hlavní zdroj rozptýleného záření drsnost na povrchu vzorku. V případě filtru je drsnost mnohem menší než vlnová délka. Toto tvrzení bylo potvrzeno měřením, které je i s výsledky popsáno v kapitole 8.2. Na povrchu filtru tedy dochází k tzv. Rayleigho rozptýlu.

Důležitou charakteristikou Rayleigho rozptýlu je, že je všesměrový, na rozdíl od rozptýlu způsobného obecně většími částicemi, jak ukazuje obrázek 5.

Na obrázku 6 je dále uveden průběh závislosti intenzity rozptýleného světla (totální rozptýl) na jeho vlnové délce při odrazu na leštěném vzorku z taveného křemene s tenkou odraznou vrstvou z hliníku o dané drsnosti. Kruhové značky představují naměřené hodnoty, čára zobrazuje teoreticky vypočítané hodnoty z R_q (2).

Z obrázku 6 je jasně patrné, že s klesající vlnovou délkou velikost rozptýleného záření roste.



Obr. 6 - Rayleigho rozptýl na mikronerovnostech jako funkce vlnové délky [9].

Pro aplikace v oblasti krátkých vlnových délek (UV oblast) je z hlediska závislosti na obrázku 6 velice důležité, aby byl povrch co nejméně drsný. Vzhledem k propustnosti mezi takové aplikace lze zahrnout i použití námi měřeného filtru. Pokud jsou na povrchu vady, charakterizované jako drsnost povrchu, dochází na nich k rozptylu světla, což v těchto aplikacích vede k větším ztrátám než ve viditelné části optického spektra. To vede ke komplikacím a způsobuje ztráty rozptylem při průchodu světelného svazku optickým prvkem.

Podle Rayleigha je intenzita rozptýleného záření přímo úměrná čtvrté mocnině frekvence záření, čili nepřímo úměrná téže mocnině jeho vlnové délky. To vyplývá ze vztahu 4. Velikost intenzity rozptylového pole je tedy monotónní funkcí závisující na vlnové délce

$$I \approx \frac{1}{\lambda^4}. \quad (5)$$

Důsledkem tohoto jevu je skutečnost, že u záření o krátkých vlnových délkách dochází při interakci s překážkami srovnatelnými s vlnovou délkou k podstatně většímu rozptylu, než u vlnových délek delších. Pokud tedy pracujeme v krátkovlnné oblasti, projevuje se rozptyl razantněji než pro delší vlnové délky.

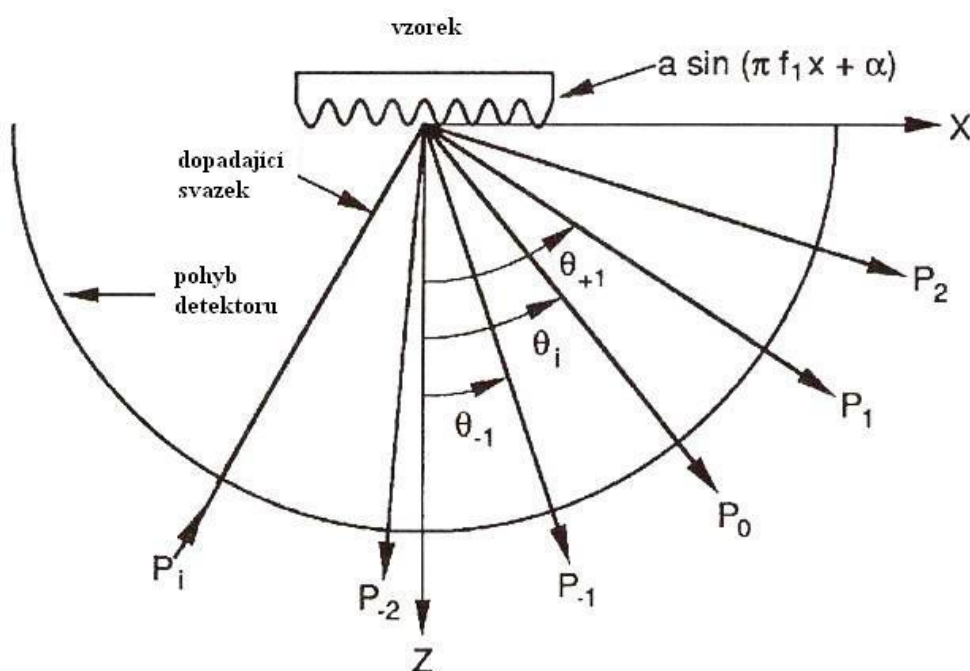
Cílem zobrazovacího optického prvku je konkrétní nasměrování transformované energie. Rozptyl záření na povrchu nebo v objemu tohoto prvku způsobuje změny ve směrování energie a zavádí tak degradaci informace. Kvalitním povrchem lze z optického hlediska označit povrch, jehož drsnost povrchu je menší než vlnová délka záření viditelného spektra. Otázka kontroly kvality povrchu je sledována řadou oborů, kdy se nejedná pouze o optické povrchy, ale povrchy obecně. Metody kontroly kvality povrchu jsou různého druhu a optická metoda, využívající existence rozptylu záření je pouze jednou z nich. Její velkou výhodou je, že nepoužívá k měření hrot. Konečný rozměr hrotu a jeho konvoluce s povrchem totiž měření negativně ovlivňuje a také znemožňuje měřit velice malé nerovnosti. Optická metoda je navíc metoda bezkontaktní a tudíž nedestruktivní.

U námi měřeného filtru jsme předpokládali, že hlavním zdrojem rozptylu při průchodu záření tímto filtrem je právě drsnost povrchu. Zvolený způsob měření rozptylu záření po průchodu filtrem však zohledňuje i možný rozptyl vzniklý na nečistotách a jiných nehomogenitách nacházejících se přímo v materiálu.

3.1 Difrakce světla na mřížce

Případ rozptylu světla, ke kterému v tomto případě dochází, lze považovat za rozptyl na hladkém a čistém povrchu. Termín „hladký“ v tomto případě znamená, že výškové nerovnosti jsou malé v porovnání s vlnovou délkou světla. Tento předpoklad je v případě zobrazovacích optických prvků téměř vždy splněn. Rozptyl může být způsobený nejen rozptylem paprsků na nerovnostech povrchu, ale i vlivem povrchového znečištění a na objemových (podpovrchových) defektech uvnitř materiálu. Vyjmenované příčiny vzniku rozptylu však v praxi není snadné rozlišit.

Díky rozptylu záření vznikají i jevy, které obvykle nejsou s rozptylem spojovány. Jde například o difrakční jevy na šterbinách, mřížkách a hranách. Na topografii všech možných povrchů lze nahlížet jako na součet sinusových funkcí, které lze získat pomocí Fourierovy analýzy [10]. Dobrým příkladem je difrakce na sinusové mřížce, která poskytuje pohled na princip rozptylu světla při měření drsnosti povrchu.



Obr. 7 - Difrakce světla na sinusové mřížce [10].

Obrázek 7 znázorňuje geometrické uspořádání tohoto příkladu. Vzorek je orientován kolmo k rovině papíru (v ose X,Y) s dopadajícím paprskem v rovině X,Z , pod úhlem θ_i .

Tím je dáno, že rovina X,Z je rovinou dopadu a je definována dopadajícím paprskem P_i a paprskem odraženým P_o . Sinusové rýhy na povrchu směřují paralelně s osou Y . Všechny na této mřížce vzniklé difrakční řády leží v rovině dopadu (označeno P_n , kde $n = \pm 1, \pm 2, \text{ atd.}$).

Poloha difrakčních řádů je dána známým vztahem pro optickou mřížku:

$$\sin \theta_n = \sin \theta_i + n f_g \lambda, \quad (6)$$

kde λ je vlnová délka dopadajícího světla, f_g je frekvence mřížky (prostorová frekvence). Hodnota $l = \frac{1}{f_g}$ je vzdálenost mezi vrcholy mřížky. V případě orientace mřížky podle obrázku 7 platí vztah:

$$z(x, y) = a \sin(2\pi f_g x + \alpha), \quad (7)$$

kde a je amplituda mřížky a α je počáteční fáze. Poloha difrakčních řádů je závislá na rozestupu čar mřížky a vlnové délce světla, nikoli na hloubce čar nebo intenzitě světla. Vznik difrakčních řádů P_n je dán amplitudou mřížky. Přesné řešení je možné v případě jednoduchých situací, bohužel komplikovanější (reálné) povrchy často vyžadují použití aproximace a výsledkem je, že k popsání stejné situace je možné použít několik rozdílných výrazů. Řešením je potom použití skalární nebo vektorové teorie. Vektorová teorie na rozdíl od skalární zahrnuje i polarizaci světla [10].

Většina skalárních odvození difrakce vychází v difrakčních řádech P_n , které jsou úměrné součtu čtverců Besselových funkcí. Pro běžné úhly dopadu a rozptyl do malých úhlů lze vztahy zjednodušit, jak je ukázáno ve vztahu 8, kde J_n jsou Besselovy funkce prvního řádu. Pro hladké povrchy je argument $\left(\frac{4\pi a \cos \theta_i}{\lambda} \right)$ mnohem menší než jedna.

Pomocí rovnice 8 lze také dobře ukázat zachování energie pro rozptyl v malých úhlech, jelikož součet čtverců Besselových funkcí přes n od $-\infty$ do $+\infty$ je roven jedničce. Při rozptylu ve velkých úhlech není demonstrace zachování energie tak jednoduchá.

$$P_n = \left[J_n \left(\frac{4\pi a \cos \theta_i}{\lambda} \right) \right]^2 \cong \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \cos \theta_i \right)^2 \quad (8)$$

Mnohem přesnější je však vektorové řešení. Tento vztah se obvykle uvádí jako Rayleigh-Riceho vektorová teorie. Tvoří základ pro současné porozumění vztahů mezi vlnovou délkou, úhlem dopadu, distribucí rozptylu a drsností povrchu. Teorie sestává z rovnic pro každou ze dvou ortogonálních polarizací. V optické literatuře je s (z německého senkrecht - kolmý) polarizace definována jako vektor intenzity elektrického pole, který je kolmý k rovině šíření. Polarizace p (parallel) je definována jako vektor intenzity elektrického pole, který je rovnoběžný s rovinou šíření. Rovina šíření je daná směrem šíření záření a normálou k povrchu vzorku. Za předpokladu dokonale odrazného povrchu, jehož reflektivita je rovna jedné, platí rovnice pro první difrakční řád na sinusovém povrchu [10]:

$$P_{\pm 1} / P_i = \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 \cos \theta_i \cos \theta_{\pm 1} \quad (9)$$

pro s polarizaci a

$$P_{\pm 1} / P_i = \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 \frac{(1 - \sin \theta_i \sin \theta_{\pm 1})^2}{\cos \theta_i \cos \theta_s} \quad (10)$$

pro p polarizované světlo.

Výše uvedené vztahy se stávají identickými v případě, kdy $\theta_i = \theta_{\pm 1} = 0$. Uvedené vztahy vychází ze vztahu pro mřížku a slouží k určení polohy každého difrakčního řádu.

Rovnice 9 pro s polarizaci, bude následně použita k demonstraci důležitosti tohoto výsledku. Pokud jsou parametry θ_i , θ_1 , P_0 a P_1 získány měřením, je velikost a a f_g možné snadno vypočítat ze vztahů:

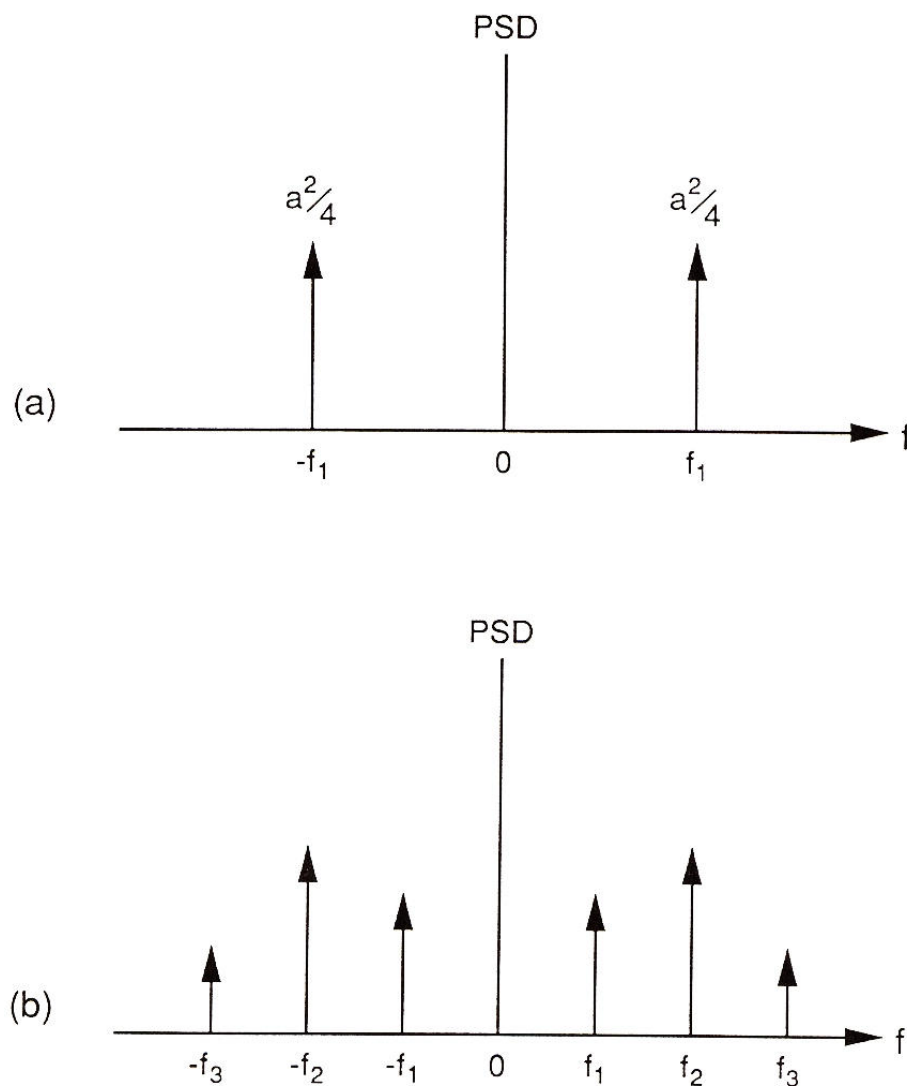
$$f_g = \frac{\sin \theta_1 - \sin \theta_i}{\lambda} \quad (11)$$

a

$$a = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{P_{\pm 1}}{P_i \cos \theta_{\pm 1} \cos \theta_i} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Měření difrakce světla na obou stranách zrcadlového odrazu velice blízko jeho osy dovoluje rovněž výpočty profilu povrchu. Je důležité poznamenat, že přesný profil není možné získat, pokud nejsou známy fáze nebo parametr α . Pokud však změříme absolutní úhel fáze mezi P_1 a P_0 , potom lze α vypočítat. Mřížkové interferometry využívají tohoto efektu k měření příčného pohybu, avšak ve většině případů měření náhodných povrchů (tvořených mnoha sinusovými mřížkami) je tento způsob nepraktický [10].

RMS, nebo-li střední kvadratická odchylka drsnosti σ sinusového povrchu je rovna $\frac{a}{\sqrt{2}}$. *RMS* sklon povrchu m je roven $\frac{2\pi\sigma}{l}$. Důsledkem toho mohou být povrchové statistiky hodnoceny i když nejsou známy informace o fázi. Povrchové parametry lze nalézt pomocí *PSD* funkce povrchu i pro mnohem složitější povrchy. *PSD* funkce může být považována za kvadrát povrchové drsnosti v jednotkách prostorové frekvence. V případě, že je veškerá drsnost ve frekvenci f_g ($a - f_g$), *PSD* funkci představuje pouze pár impulsů, jak ukazuje obrázek 8a.



Obr. 8 - Funkce spektrální hustoty výkonu PSD [10].

RMS drsnosti je druhá odmocnina nulového momentu PSD a sklon RMS je dán druhou odmocninou druhého momentu PSD. Jelikož je PSD symetrická kolem $f=0$, bývá často vykreslena pouze pro $f > 0$. Na tento fakt je třeba dávat pozor při srovnávání výsledků uvedených v různé literatuře. Pokud je PSD funkce, která je vypočítaná z rozptylových dat, asymetrická, ukazuje tento výsledek na chybu měření a je nutné provést kontrolu.

Obrázek 8b ukazuje případ, kde jsou sečteny tři sinusoidy, které představují drsnost povrchu. Tento povrch má šířku prostorových frekvencí od f_{g1} do f_{g3} a není známa informace o fázi jednotlivých složek. Tato PSD funkce tak představuje pouze nekonečný počet možných kombinací topografie povrchu se stejnými povrchovými

statistikami, jak bylo vidět na obrázku 4. Určení šířky pásma prostorových frekvencí na vzorku může být možné a je limitováno použitou měřicí technikou (rozptylometrem). Jak bylo ukázáno, znalosti limitů šířky pásma mají kritické dopady při srovnávání dat získaných na různých přístrojích.

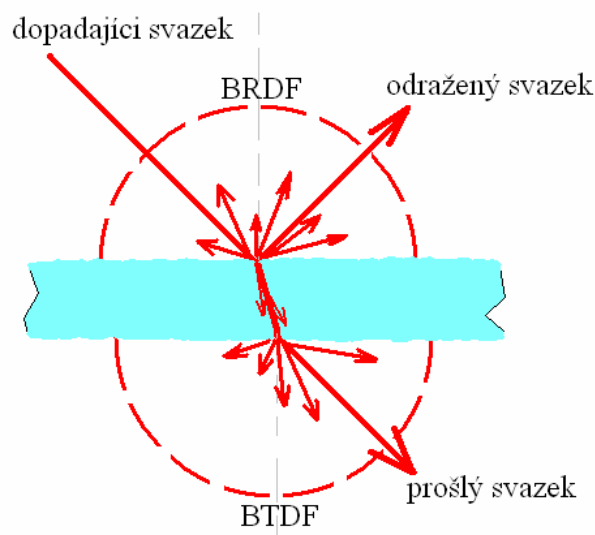
Z mřížkové rovnice vyplývá, že s rostoucí prostorovou frekvencí roste i difrakční úhel. Maximum prostorových frekvencí je dosaženo difrakcí podél povrchu mřížky ($\theta_s = 90^\circ$). Prostorové frekvence, které jsou vyšší než tato maximální hodnota difrakce podél povrchu, jsou absorbované ve vzorku. Měření minimálních prostorových frekvencí je limitováno měřicí schopností přístroje v úhlech blízko odraženého svazku. Pokud je nejmenší úhel od zrcadlového odrazu určený praktickým měřením, pak může být použita k výpočtu minimální prostorové frekvence mřížková rovnice.

Důležitá je také znalost velikosti světelného bodu na vzorku. K tomu, aby difrakce na mřížce mohla vzniknout, musí být rozměr světelného bodu na vzorku větší než prostorová vlnová délka $\frac{1}{f}$. Velikost bodu také omezuje na minimum pozorovatelné frekvence, které mohou být měřeny. Předpokladem je, že při měření jakéhokoli difragovaného výkonu bude apertura detektoru centrována na difragovaný svazek a je dostatečně velká k zachycení veškerého výkonu. Jak se apertura blíží k centru svazku, měřený výkon vzrůstá k maximu, zůstává na něm a pak klesá zpět k nule, jak apertura opouští světelný bod. Změřená šířka a tvar difragovaného svazku jsou určeny tvarem apertury stejně jako šířkou a tvarem dopadajícího svazku. Matematicky lze výsledek měření vyjádřit jako konvoluci svazku a apertury. Velikost apertury a spotu limitují velikost úhlu, ve kterém se dá rozptýlený signál měřením rozlišit. Situaci je možné zlepšit fokusací dopadajícího svazku na detektor a tak redukovat velikost bodu. Další zlepšení je možné dosáhnout použitím malé apertury detektoru. Pomocí těchto nastavení lze obvykle měřit rozptyl v rozmezí $0,01^\circ$ až $0,1^\circ$ od osy odraženého svazku [10].

3.2 Oboustranná rozptylová distribuční funkce

Pro tuto funkci je všeobecně používaná zkratka *BSDF* a je zavedena k popisu pole rozptýleného záření. Obecně ji lze popsat jako souhrn dvou distribučních funkcí rozptýleného světla. Jsou to funkce rozptýleného světla po odrazu *BRDF* (bidirectional reflective distribution function) a po průchodu *BTDF* (bidirectional transmissive distribution function) [10].

BRDF odpovídá distribuční funkci rozptýleného světla pro odraz světla od povrchu; odpovídá polokouli nad bodem odrazu. Pokud však dochází k lomu, pak je nutné získat informace o rozložení z polokoule na opačné straně plochy a k tomu slouží *BTDF*. Schématicky popsanou situaci ukazuje obrázek 9.

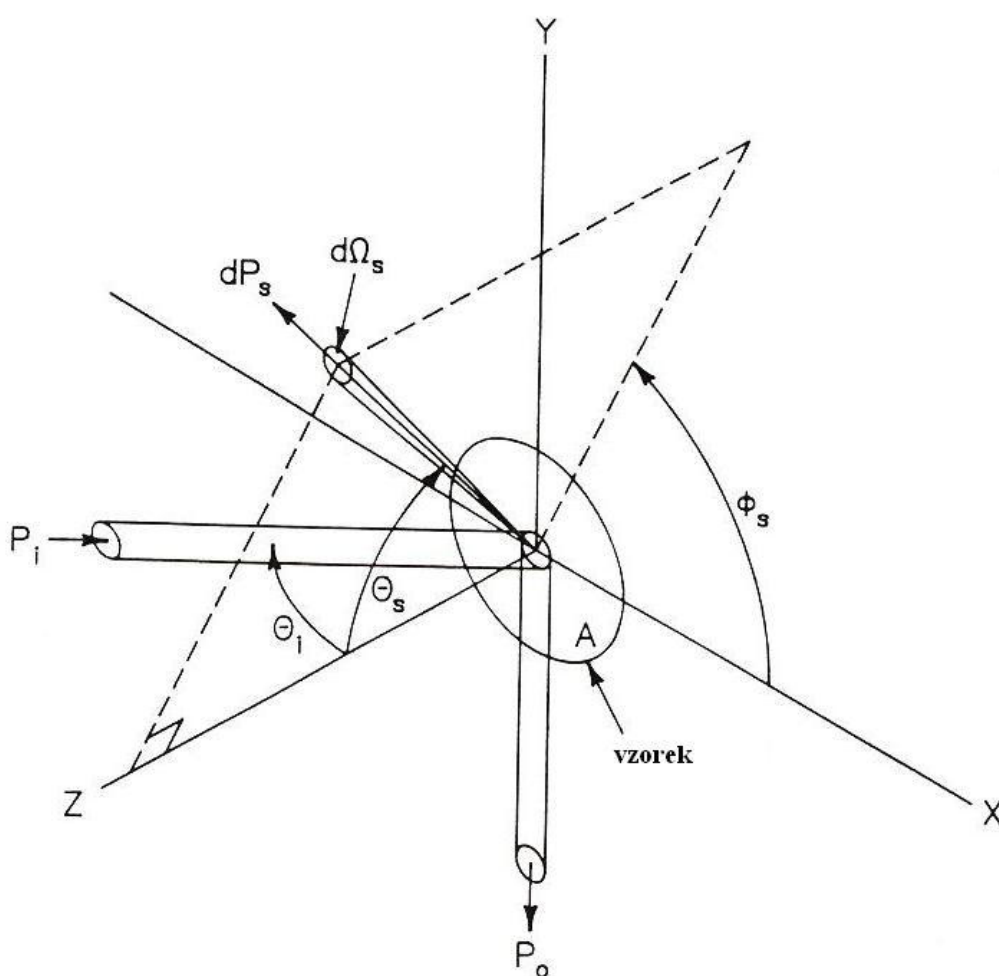


Obr. 9 – Složky BSDF.

Situace je ve skutečnosti mnohem složitější než jak ukazuje obrázek 9. Záření, které se rozptýlí na optických prvcích, se může nacházet v celém prostoru kolem vzorku a šíří se i uvnitř vzorku. Distribuce světla uvnitř této sféry je funkcí úhlu dopadu a vlnové délky, stejně jako závisí na materiálových parametrech vzorku (orientace, propustnost, odraznost, absorpance, povrch vzorku, index lomu, objemová homogenita, kontaminace nečistotami atd.).

Oboustranná rozptylová distribuční funkce (*BSDF*) je obvykle používána k popisu světelného rozptylového obrazce. Termíny *BRDF*, *BTDF* a *BVDF* (bidirectional volume distribution function) používané pro odrazné, propustné a objemové vzorky jsou součástí všeobecného *BSDF*.

Geometrie uspořádání k definování *BSDF* je na obrázku 10, kde jsou indexy *i* a *s* použité k označení dopadu a rozptylu (v tomto pořadí). Symbolika je v souladu s obrázkem 6, ($\theta_{\pm}$ jsou diskrétní hodnoty θ_s). Směr spekulárního svazku je tedy $\theta_s = \theta_i$ a $\Phi_s = 0$. Opačný směr (světlo rozptýlené zpět po dopadu svazku) je potom $\theta_s = \theta_i$ a $\Phi_s = 180^\circ$.



Obr. 10 - Geometrické uspořádání použité k definování *BRDF* [10].

Zjednodušení celé komplexní situace nastane, pokud budeme považovat svazek za stejnorodý v celém jeho objemu, odraznou plochu vzorku A za izotropní a předpokládat, že veškeré rozptýlené světlo přichází od povrchu a ne z jeho objemu. Povrchem rozptýlené záření je světelný tok rozptýlený do prostorového úhlu Ω_s , při pozorování vzorku pod úhlem θ_s . Takže $BRDF$ lze zapsat jako:

$$BRDF \cong \frac{\frac{dP_s}{d\Omega_s}}{P_i \cos \theta_s} \cong \frac{\frac{P_s}{\Omega_s}}{P_i \cos \theta_s} \quad (13)$$

Tato rovnice je vhodná pro všechny úhly dopadu a všechny úhly rozptylu. Jiný způsob, jak se dívat na člen $\cos \theta_s$, je jako na možnost úpravy velikosti osvětlené oblasti vzorku A , jehož skutečná velikost je vidět z rozptylového směru. Dobré je poznamenat, že $BRDF$ je v jednotkách inverzních steradiánů a závisí na relativní velikosti P_s a Ω_s . Při měření rozptylu, ve větší vzdálenosti od spekulárního svazku, jsou hodnoty P_s menší a vyžadují větší prostorový úhel. Aproximace je velmi dobrá, pokud je hustota toku záření přiměřeně konstantní přes měřící aperturu, ale velmi špatná, při použití velké apertury k měření úzkého fokusovaného odraženého svazku.

$BSDF$ jsme definovali jako celek tvořený příspěvky různých zdrojů rozptylu. Tento případ nastává zejména u optických prvků, které jsou pro laserové záření propustné. Oboustrannou rozptylovou distribuční funkci lze popsat vztahem:

$$BSDF = \frac{\frac{P_s}{\Omega_s}}{P_i \cos \theta_s}, \quad (14)$$

kdy tento výsledek bývá často nazýván kosinově korigovaný $BSDF$.

3.3 Výpočet statistik drsnosti povrchu pomocí BRDF

Výpočet statistických charakteristik drsnosti hladkého povrchu pomocí *BRDF* má význam v mnoha případech technických povrchů s požadavky na kontrolu čistoty a hladkosti povrchu. Užití rozptylových dat jako způsobu specifikování kvality odrazného povrchu je efektivní metodou bezkontaktní kontroly. Naměřené hodnoty *BRDF* mohou sloužit k výpočtu *PSD* a různých požadovaných parametrů povrchu [10]. Výpočet je popsán rovnicí (15), která udává vztah mezi *PSD* odrazné přední plochy a odpovídajícím rozptylovým obrazcem nebo *BRDF*.

$$BRDF = \frac{dP / d\Omega}{P_i \cos \theta_s} = \frac{16\pi^2}{\lambda^4} \cos \theta_i \cos \theta_s Q S(f_x, f_y) \quad (15)$$

kde λ je vlnová délka, Q průměrná reflektivita p a s polarizace a $S(f_x, f_y)$ je spektrální hustota výkonu (*PSD*) vzorku s prostorovými frekvencemi f_x a f_y . S výjimkou součinitele ($\cos \theta_s Q$) jsou *BRDF* a povrchové *PSD* přímo úměrné. Obecně se může Q výrazně měnit podle úhlu pozorování. Pro zvláštní případ s -polarizovaného zdroje a měření v rovině dopadu je Q dáno exaktně jako geometrický průměr odrazivostí vzorku při θ_i a θ_s .

$$Q_{ss} = [R_s(\theta_i) R_s(\theta_s)]^{1/2} \quad (16)$$

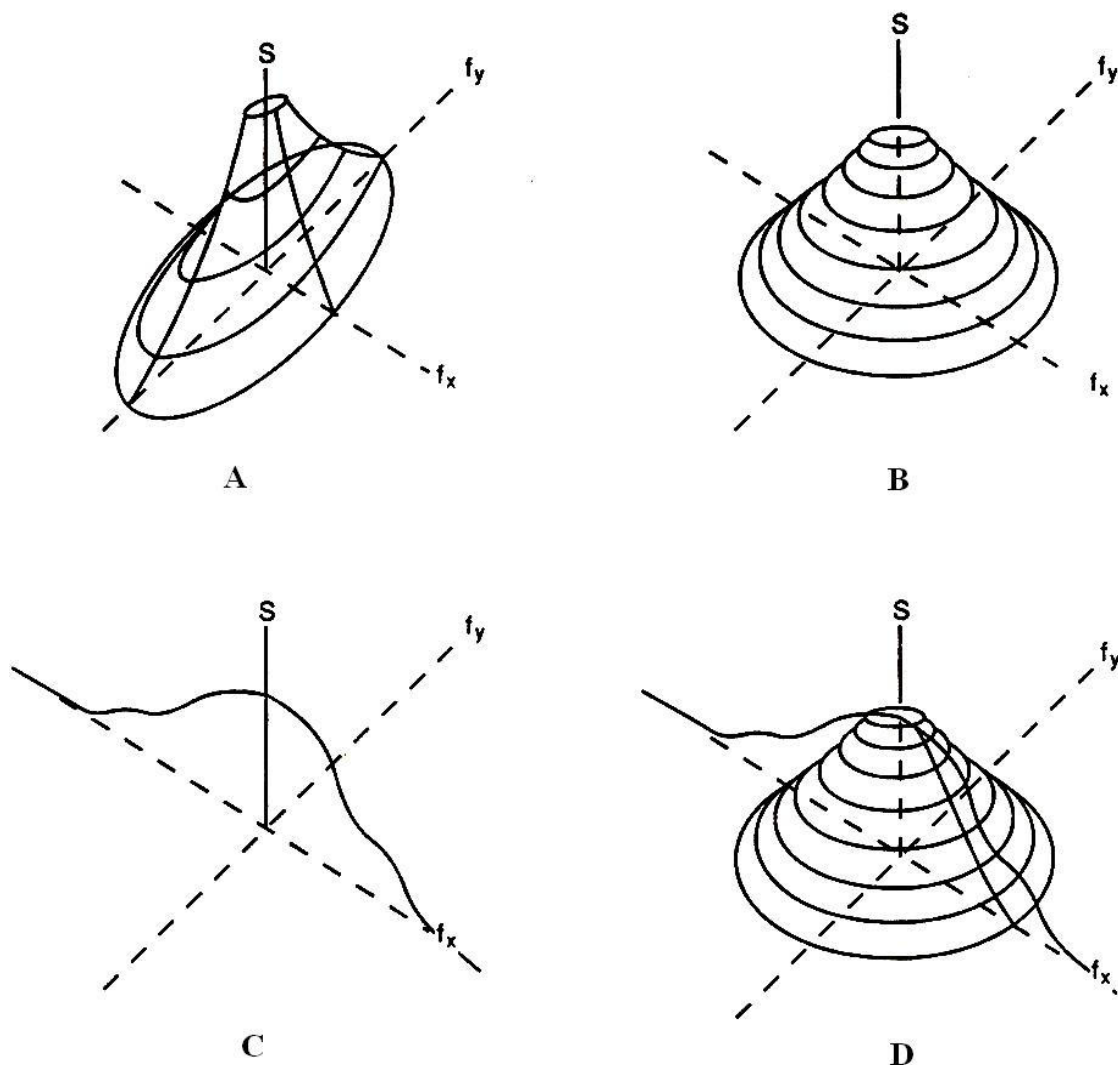
Pro vysoce odrazivé povrchy to znamená, že Q je téměř stejné pro jakoukoli spekulární odrazivost. I pro složitější případy lze Q exaktně vyčíslit, s použitím komplexní dielektrické konstanty. Polarizační efekty se využívají k detekci znečištění a podpovrchových vad. Důležité je, že vyhodnocení frekvenčně limitovaného intervalu *PSD* vychází přímo z *BRDF* bez dalších komplikací s integračním limitem. Interval vypočteného *PSD* pak mohou být použity k vyčíslení šířky pásma limitovaných hodnot kvadratického průměru drsnosti, šikmosti nebo mohou být parametry drsnosti předepsány přímo pomocí *PSD*.

Z rovnice (15) dále vyplývá, že měření rozptylu na jedné vlnové délce může být použito k předpovědi výsledků měření rozptylu na jiných vlnových délkách. To se provádí konverzí na *PSD* a následně zpět na *BRDF* na nové vlnové délce.

Jiným problémem je, že některé vzorky mohou být reflexivní na jedné vlnové délce, ale na jiné ne. To platí pro mnohé materiály při středních *IR* vlnových délkách. To má význam u netransparentních materiálů vzhledem k tomu, že delší vlnové délky vyvolávají větší hloubku proniknutí a zvětšují frakci rozptylu záření od podpovrchových vad.

Většinu měřených povrchů lze zařadit do jedné ze dvou kategorií. První jsou isotropní povrchy, které reprezentují většinu leštěných reflexivních materiálů. Druhá obsahuje povrchy s převládající jednorozměrnou kvazimřížkovou drsností, podobnou v podstatě sinusové mřížce.

Dvourozměrné výkonové spektrum $S(f_x, f_y)$ má tvar plochy nad rovinou f_x, f_y , která může mít libovolný symetrický tvar. Různé tvary těchto grafů, případně jejich kombinaci, ukazuje obr. 11.



Obr. 11 - PSD různých povrchů [10].

Všechny čtyři vyobrazené *PSD* jsou plochy s vrcholem na nízkých prostorových frekvencích, což platí pro vzorky se zdánlivě zcela hladkým povrchem. Na obrázku *A* je *PSD* anizotropního povrchu, *B* isotropního, *C* jednodimenzionálního a *D* je kombinací *B* a *C*. Horní části plochy představují *PSD* na dolním frekvenčním limitu, pro který byla každá funkce vyhodnocena. Tyto grafy jsou podobné rozptylovým obrazcům a ukazují, že pro charakteristiku povrchu je dostačující jeden nebo několik libovolných přímkových profilů (v závislosti na symetrii povrchu).

Většina rozptyloměrů snímá data v rovině dopadu, přičemž skenování začíná blízko spekulárního paprsku nebo jím prochází a pokračuje k $\theta_s = 90^\circ$. To odpovídá radiálním řezům, kolmým k rovině f_x, f_y . Cílem je vystačit při charakterizaci povrchu vzorku s minimálním počtem těchto řezů (neboli počtem měření).

3.4 Statistika drsnosti isotropních povrchů

Mnohé leštěné povrchy a povrchy s tenkými vrstvami mají *PSD* téměř isotropní a lze je charakterizovat jednoduchým proměřením rozptýlené intenzity v rovině kolem vzorku. Nejjednodušší možností je obvykle řez rovinou dopadu, který odpovídá rovině $S(f_x, 0)$. Odpovídající *PSD* lze najít úpravou rovnice (15). Touto úpravou dostaneme rovnici [10]:

$$S(f_x, f_y) = \frac{10^8 \lambda^4 (BRDF)}{16\pi^2 \cos \theta_i \cos \theta_s Q} \text{Å}^2 \mu^2, \quad (17)$$

kde je 10^8 konstanta, která je do rovnice doplněna pro případ, že je *PSD* zadáno v Å^2 a vlnová délka je v μm . Pro zjednodušení lze za činitel Q dosadit spekulární reflektivitu, zejména při použití s polarizace a materiálu s vysokou reflektivitou. Obtížím s 3D grafem se dá vyhnout buď vykreslením řezu rovinou $S(f_x, f_y)$ nebo výpočtem potřebné (efektivní) hodnoty kuželu *PSD* integrováním řezu kolem 360° . Pro konstantní f je funkce $S(f_x, f_y)$ rovněž konstantní. Vztah (18) je vyjádřením integrace *PSD*, přes úhel $\beta = 0 - 360^\circ$.

$$S_{iso}(f) = \int_0^{2\pi} S(f_x, f_y) f d\beta = 2\pi f S(f_x, f_y) \quad (18)$$

Hodnota f^2 v libovolném bodě je součtem druhých mocnin složek f_x a f_y .

Pásmově omezenou *RMS* drsnost σ lze stanovit pomocí druhé odmocniny integrálu funkce S podle f nebo v praxi většinou jako sumu diskrétních hodnot:

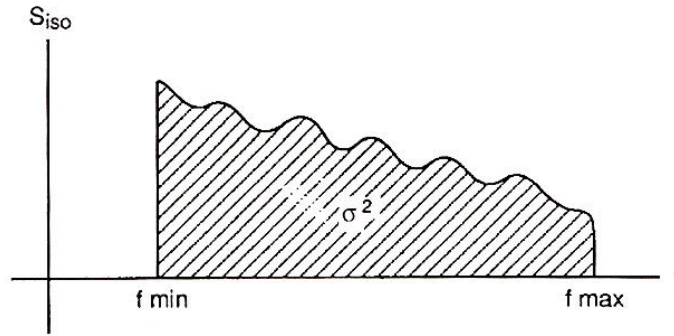
$$\sigma = \left[\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} S_{iso}(f) df \right]^{1/2} \quad (19)$$

a

$$\hat{\sigma} = \left[\sum_{i=0}^{l-1} S_{iso}(f_i) \Delta f_i \right]^{1/2} = \left[\sum_{i=0}^{l-1} 2\pi f_i S(f_i) \Delta f_i \right]^{1/2}, \quad (20)$$

kde

$$\Delta f_i = f_i - f_{i-1} = \frac{\cos \theta_{si}}{\lambda} \Delta \theta_{si}. \quad (21)$$



Obr. 12 - Integrace $S_{iso}(f)$ [10].

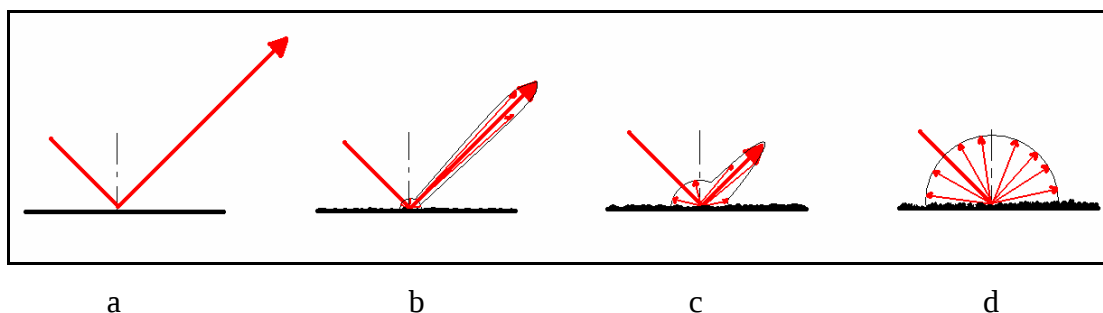
Při odrazu záření na hladkém a čistém povrchu je šířkou pásma limitovaný interval funkce povrchové spektrální hustoty světelného výkonu (*PSD*) téměř úměrný úhlově limitované *BRDF*. Je-li tedy daná jedna z těchto dvou funkcí, je možno najít druhou z nich. Je-li *PSD* odvozena z *BRDF*, je možno vypočítat kvadratický průměr drsnosti povrchu, šikmosti a průměrnou vlnovou délku povrchu. Případy, jako jsou isotropní a jednorozměrné povrchy lze analyzovat podle dat rozptylu v rovině dopadu. Složitější případy vyžadují měření rozptylu na celé polokouli před vzorkem. Funkce *PSD* charakterizují povrch hodnotami nezávislými na frekvenčním pásmu při měření. Výpočet prostorové frekvence z naměřených hodnot je možné pomocí mřížkové rovnice (6). *PSD* není možné použít ke zpětné rekonstrukci měřeného profilu drsnosti, vzhledem k tomu, že neznáme počáteční fáze jednotlivých prostorových frekvencí.

4. Rozptylové vlastnosti povrchu

Poměr odraženého a rozptýleného záření určuje jednak velikost nerovností na měřeném povrchu (drsnost) a také vlnová délka použitého záření. Na velikosti nerovností je rovněž závislá i velikost prostorového úhlu, do kterého je toto záření rozptýleno.

Pokud budeme uvažovat dokonale hladkou (ideální) plochu, dojde na ní při interakci se zářením k zrcadlovému odrazu, tedy nedojde k rozptylu a veškerá energie bude soustředěna v odraženém paprsku (Obr. 13a). K difúznímu rozptylu dojde, pokud povrch nebude dokonale hladký, ale výška mikronerovností bude mnohem menší jak vlnová délka záření. Většina záření však stále bude soustředěna kolem osy odraženého paprsku (Obr. 13b).

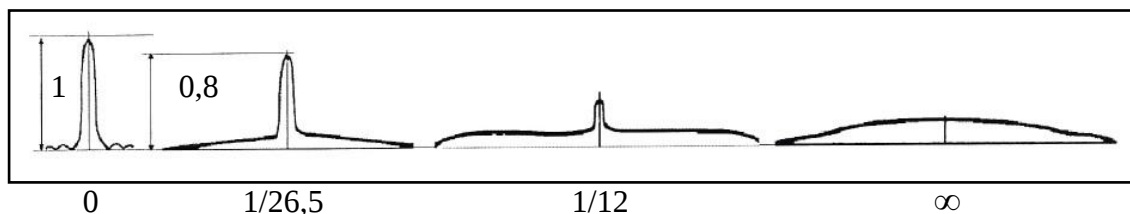
Při růstu nerovností bude klesat intenzita záření v přímém odrazu a naopak růst intenzita záření rozptýleného. Zároveň se bude s rostoucí drsností zvětšovat prostorový úhel, do kterého se bude difúzně rozptýlené záření šířit (Obr. 13c). Opakem zrcadlového odrazu na ideálně hladkém povrchu je pak difúzní odraz, kdy je odražené záření rozptýleno rovnoměrně do všech směrů (Obr. 13d).



Obr. 13 - Závislost velikosti prostorového úhlu, do kterého se bude rozptýlené záření šířit, na rostoucí drsnosti povrchu [3].

Rozložení intenzity je dáno rozptylovou funkcí bodu (*PSF*) s centrální ploškou tzv. Airyho diskem. V případě reálných optických prvků dochází k difúznímu rozptylu na mikronerovnostech povrchu, což se v obrazové rovině projeví tím, že bod je zobrazen jako jasný kroužek, obklopený slabým halem (rozptýlené záření), jak ukazuje obrázek 13 [3].

S rostoucí drsností bude klesat velikost centrálního píku a naopak poroste intenzita záření rozptýleného. Rozptýlené záření způsobuje z hlediska zobrazování pokles poměru signál-šum (*SNR*). V extrémním případě difúzního povrchu pak vymizí centrální jádro úplně a na detektor bude dopadat rovnoměrně rozptýlené záření.



Obr. 14 - Rozptylové funkce bodu [3].

Na obrázku 14 je ke každému průběhu *PSF* přiřazena odpovídající přibližná hodnota poměru výšky mikronerovností σ (*RMS*), často označované jako R_q , k vlnové délce záření λ . Pokud je poměr (σ / λ) dostatečně velký, je rozptýlená část záření vzhledem k centrálnímu vrcholu malá. Degradace zobrazovacích vlastností optických soustav tak bude zanedbatelná. Konkrétně musí hladký (málo rozptylující) povrch splňovat následující nerovnost (pro kolmý dopad) [3]:

$$\left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 < 1 \quad (22)$$

V praxi je rozptyl měřen několika způsoby. Plně integrovaný rozptylometr byl používán od roku 1960. V roce 1970 byl rozpoznán význam plošné prostorové frekvence pro úhlový rozptyl a drsnost povrchu (vyjádřené jako funkce plošné spektrální hustoty výkonu, (Power Spectral Density function, *PSD*) a problematika přesně zavedena [10].

Reflektivita je obvykle popisována jako poměr dopadající a odražené energie záření od určitého povrchu. Tento popis však přesně nevymezuje hranice spekulárního odrazu a přesnější je pohled na reflektivitu jako na poměr dopadajícího záření ku záření rozptýlenému do určitého prostorového úhlu.

Výpočet reflektivity z naměřených hodnot $BRDF$, pro případ izotropního povrchu a dopadového úhlu $\theta_i \leftarrow 0$, lze matematicky vyjádřit pomocí následujícího vztahu [10]:

$$R(\theta) = 2\pi \int_0^\theta BRDF(\theta') \cos \theta' \sin \theta' d\theta' \quad (23)$$

Pomocí vztahu (23) můžeme jednoznačně určit množství záření, které se odrazí od povrchu a následně vypočítat množství záření, které by mělo dopadnout na konkrétní plošný detektor. Tímto způsobem získáme informaci o tom, jakým způsobem dochází k nárůstu rozptýlené energie záření v závislosti na úhlu vzhledem k ose. Pomocí měření úhlového rozložení rozptýleného záření tak získáme informaci o množství energie koncentrované v prostorovém úhlu.

Díky předcházejícímu vztahu, pomocí kterého byla teoreticky provedena integrace přes celý poloprostor, lze získat informaci o hodnotě TIS . Tu dostaneme, pokud z této integrace vynecháme malý úhel, odpovídající úhlové velikosti laserového svazku. Tím změříme pouze rozptýlenou část záření. Tímto postupem lze následně pomocí vztahu

$$\sigma \cong \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{TIS} \quad (24)$$

získat informaci o hodnotách mikrodrsnosti měřeného povrchu.

5. Měření rozptylových vlastností

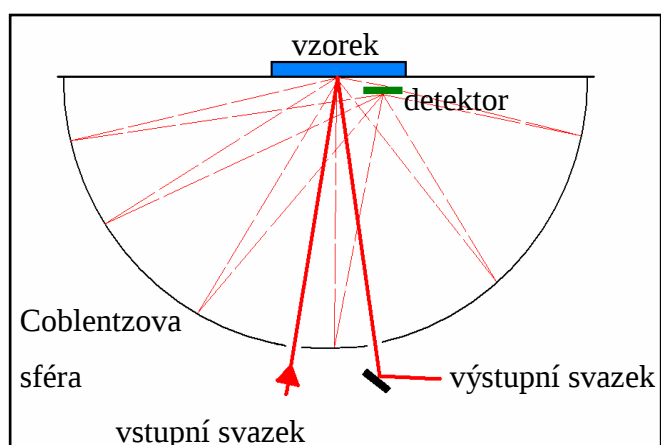
Jak bylo uvedeno, k rozptylu záření po průchodu (nebo odrazu) optickým prvkem dochází vlivem mikrodrsnosti povrchu. Tento rozptyl způsobuje degradaci přenášené informace v optických systémech. V praxi se nejčastěji k měření rozptylu světla na mikrodrsnostech povrchu používají následující metody [11].

5.1 TIS (total integrated scattering)

První spektrometry nebyly navrženy pro měření *BSDF*, ale pouze k měření rozptýleného světla jako funkce úhlu. Přístroj integruje části rozptýleného světla v prostoru kolem vzorku pomocí detektoru. Naměřený rozptýlený výkon je poté normalizován pomocí odraženého spekulárního výkonu a jejich poměr je potom definován jako total integrated scatter (*TIS*). Pomocí tohoto měření lze ve většině praktických aplikací přímo z rozptýleného záření určit drsnost povrchu a to pomocí vztahu:

$$TIS = \frac{P_s}{RP_i} = \frac{P_s}{P_o} \cong \left(\frac{4\pi\sigma \cos \theta_i}{\lambda} \right)^2, \quad (25)$$

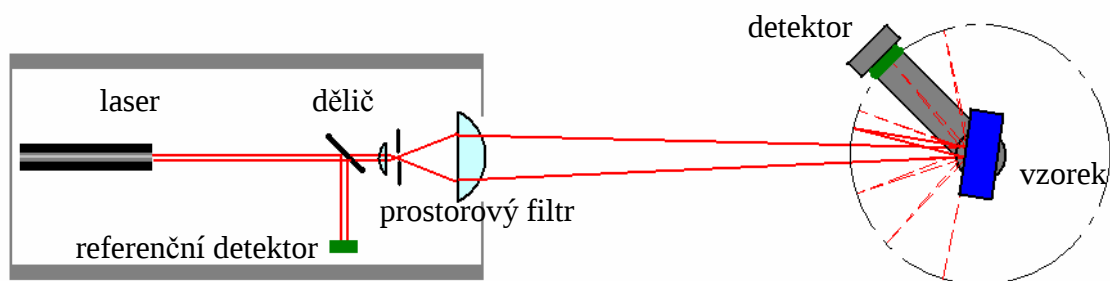
kde P_s je intenzita záření rozptýleného do poloprostoru, P_i je intenzita záření dopadajícího na povrch a R odrazivost povrchu. Výsledkem je nástroj, který poskytuje opakovatelné výsledky a využívá k popisu rozptylu na vzorku jedno číslo. Totálně integrovaný rozptyl (*TIS*) uvádí celkové množství záření rozptýleného do hemisféry rozptylu. U této metody na kontrolovaný povrch dopadá úzký svazek záření a polokulovou kolektivní optikou se zaznamená všechno záření rozptýlené povrchem z celého poloprostoru. Přímě odražený svazek není detekován. *TIS* tak představuje poměr rozptýleného záření k přímě odraženému záření. Schéma uspořádání je uvedeno na obrázku 15.



Obr. 15 - Schéma zařízení pro měření rozptylu světla metodou TIS [3].

5.2 ARS (angular resolved scattering)

V případě ARS není detekováno rozptýlené záření z celého poloprostoru, jako v případě TIS metody. Tento poloprostor je úhlově skenován detektorem, umístěným na otočném rameni. Snímání probíhá v jedné rovině. Rotace kolem vzorku umožní zjistit prostorové rozložení rozptýleného záření a to jak v případě odrazu – $BRDF$, tak v případě průchodu záření - $BTDF$. TIS lze potom získat integrací $BRDF$ případně $BTDF$. Geometrie zařízení při měření metodou ARS je uvedena na obrázku 16. Obrázek znázorňuje měření rozptýleného světla po odraze na vzorku.



Obr. 16 - Schéma uspořádání zařízení pro měření rozptylu světla metodou ARS.

Rozptyl záření, respektive tohoto jevu využívající měřící prostředky, mohou být využity v optickém průmyslu k účelu kontroly rozptylu v optických systémech. Uplatnění však najde v mnoha dalších aplikacích i v jiných průmyslových odvětvích. Jde například o měření kvality drsnosti povrchu, jeho vzhledu, kontaminace materiálů atd. Vyjmenované vlastnosti materiálu nejsou důležité pouze v optice, ale také v oborech jako je elektronika nebo biologie. Příkladem může být výroba polovodičů.

6. Rozptyloměr CASI

CASI (Complete Angle Scatter Instrument) je zařízení pro měření a vyhodnocování pole rozptýleného světla. Jde o přístroj typu *ARS* od výrobce Schmitt Measurement Systems, který měří všechny důležité parametry rozptýleného záření na vlnových délkách 325nm nebo 633 nm [12]. Pomocí detektoru je zaznamenáván rozptyl laserového svazku dopadajícího na měřený vzorek, a to jak při jeho odrazu, tak i při průchodu záření opticky transparentním materiálem. Schématické uspořádání přístroje je na obrázku 19, skutečný vzhled přístroje ukazuje obrázek 17.



Obr. 17 - Rozptyloměr *CASI* [12].

Naměřené hodnoty rozptýlené intenzity v prostoru kolem vzorku lze využít k výpočtu drsnosti povrchu reflexní nebo transmisní plochy.

Přístroj *CASI* je schopen kontinuálního měření rozptýleného záření v úhlech téměř 90° od normály. Z naměřených hodnot lze určit *PSD* a *RMS*. Vše z *BRDF* dat získaných pomocí *CASI* a následným zpracováním jeho software.

CASI používá laserový svazek pro bezkontaktní měření [12]:

- Kvality optických ploch
- Drsnosti optických ploch
- Znečištění materiálů
- Defektů a pravidelných struktur
- Kompletního rozptýleného pole záření od materiálů

Měření lze provést na širokém spektru materiálů:

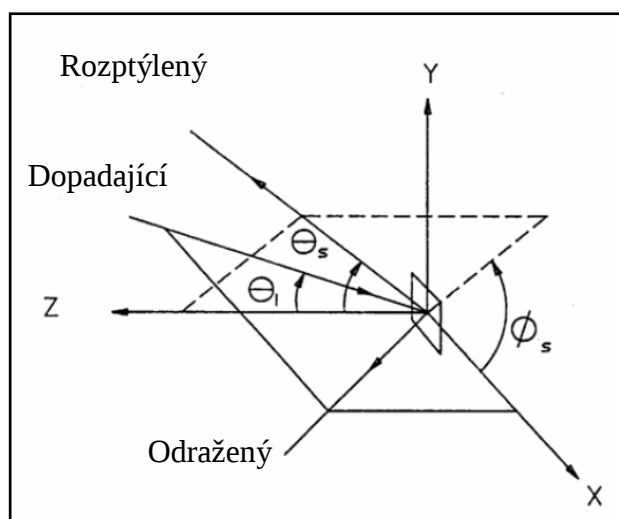
- Precizně opracovaných optických povrchů
- Veškerých difúzních materiálech
- Polovodičových destičkách

Na vzorek, který je upnutý na polohovatelném a otočném stolku, se svítí laserovým svazkem. Intenzitu rozptýleného světla potom měří detektor, který se otáčí kolem tohoto vzorku a skenuje okolní prostor. Konstrukčně je přístroj podobný goniometru. Výsledky měření se ukládají do počítače, kde se dále vyhodnocují.

Nejmenší měřitelná střední kvadratická odchylka drsnosti je menší než $1 \text{ \AA}$. Přesahuje tak svou citlivostí řádově měřicí systémy, založené na mechanickém snímání povrchu, které jsou omezeny zejména při měření úzkých prohlubní velikostí hrotu. Podrobné informace o tomto měřicím zařízení jsou v následující kapitole.

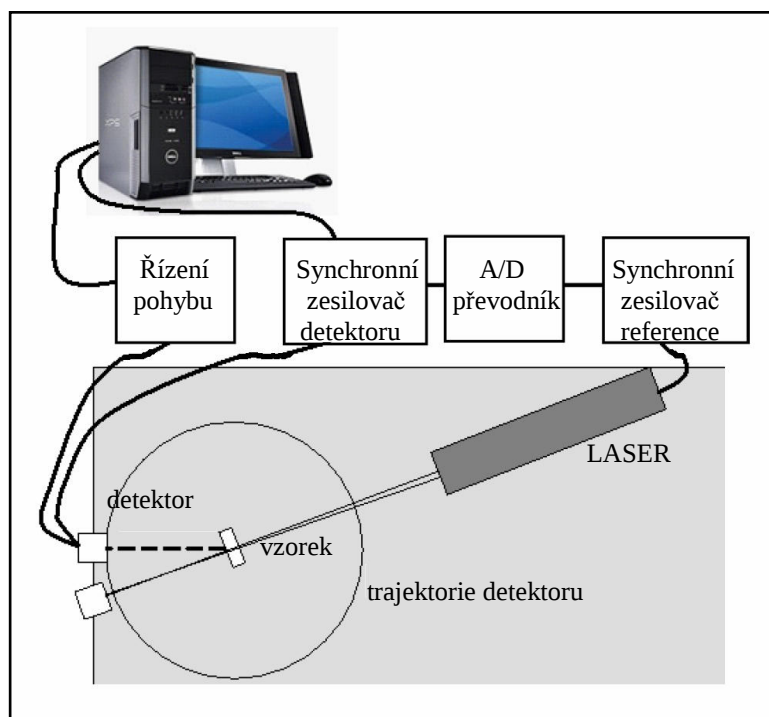
6.1 Technické parametry přístroje CASI

Na obrázku 18 jsou zobrazeny hlavní úhly. Jsou to dopadový úhel θ_i , úhel rozptylu θ_s a úhel mezi dopadovou a rozptylovou rovinou ϕ_s [12].



Obr. 18 - Geometrie rozptylu s vyznačenými svazky záření [12].

CASI patří mezi systémy modulární konstrukce s volitelným nastavením parametrů, jako jsou vlnové délky a počet motorizovaných os. Obrázek 19 ukazuje blokové schéma hlavních komponent systému.

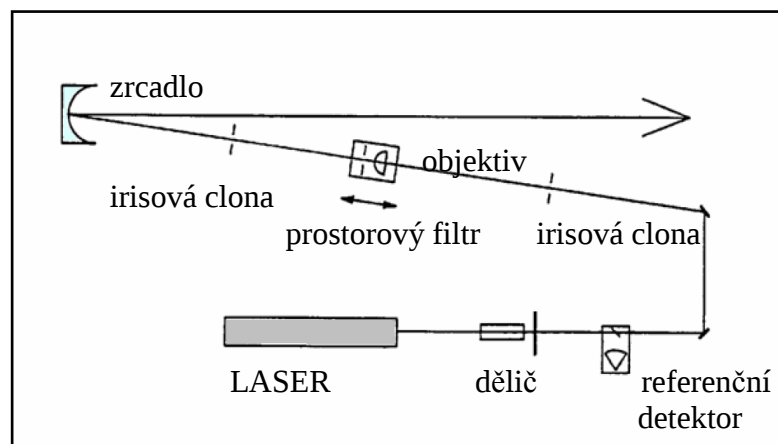


Obr. 19 - Blokové schéma přístroje [12].

6.1.1 Zdroj záření

Zdrojem záření v přístroji CASI jsou v našem případě lasery o vlnové délce 325 nebo 633 nm. Schematicky je uspořádání znázorněno na obr. 20. Typ zdroje závisí na vlnové délce, na které má přístroj pracovat. Výrobce je přitom schopen dodat k přístroji zdroje o rozsahu vlnových délek 325 nm – 10,6 μm .

Přístup do optické části ve zdroji záření je umožněn prostřednictvím otočného horního a dolního odnímatelného panelu. Prostorový filtr je přístupný přes horní panel a referenční detektor přes spodní panel. Manuální závěrka zdroje záření může být ovládána zvenčí. Laserový svazek je střídavě posílán na referenční detektor a do měřicí větve. Pomocí děliče (chopper) se vytváří dva optické signály obdélníkového tvaru, fázově posunuté o $\pi/2$. Jeden signál je veden na referenční detektor a druhý do měřicí větve.

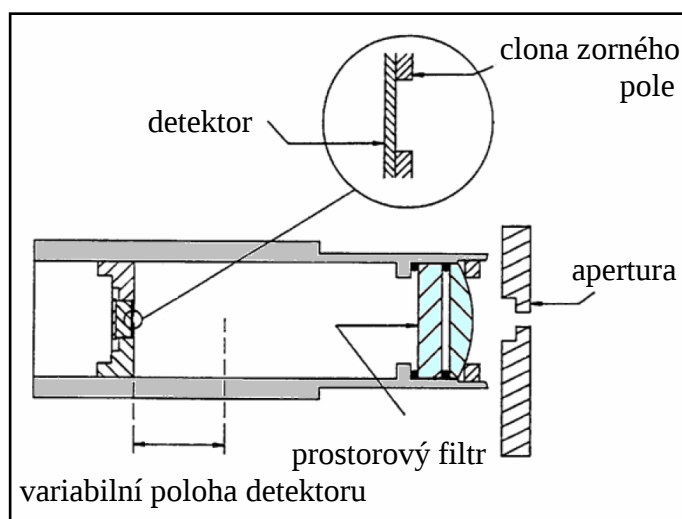


Obr. 20 - Optické uspořádání zdroje záření [12].

Frekvence s jakou dochází k přeměňování signálu do měřicí větve (210 Hz) odpovídá frekvenci filtru použitého v detektoru záření. Zařízení slouží jednak jako hardwarová filtrace osvětlení pozadí a také jako reference k měření časové stability výkonu laseru. Dále je laserový svazek veden pomocí zrcadel do objektivu a přes prostorový filtr pomocí dalšího zrcadla vychází ze zdroje. Tento svazek již má parametry, které vyžadujeme pro dané měření.

6.1.2 Detektor záření

K detekci rozptýleného záření na povrchu vzorku nebo po průchodu tímto vzorkem je přístroj vybaven polovodičovým detektorem. Detektor se nachází v měřicí hlavě na otočném rameni. Schéma detektoru je uvedeno na obr. 21.



Obr. 21 - Schéma detektoru [12].

Detektor je složený z apertury, objektivu, prostorového filtru, clony zorného pole a detekčního prvku. Průměr otvoru apertury přijímače, spolu s jeho vzdáleností od vzorku definuje úhel ω_s . Objektiv zobrazuje osvětlené místo vzorku na detektor. Velikost zorného pole je dána clonou umístěnou před detektorem.

V tabulce 1 jsou popsány použité velikosti apertur. Jejich tvar je vždy kruhový. Apertury se v závislosti na vzdálenosti od laserového svazku mění. Velikost otvoru se zvětšuje s rostoucí vzdáleností detektoru od osy laserového svazku. Ke změně apertury dochází při měření automaticky v krocích. Díky tomu je možné detekovat rozptýlené záření i o velmi slabé intenzitě z oblastí vzdálených od osy svazku, při zachování vysoké rozlišovací schopnosti v oblasti kolem svazku. Detail měřící hlavy s aperturami ukazuje obrázek 22.

Velikost apertury [μm]	Tvar apertury
216	kruhový
948	
3516	
12500	

Tab. 1 - Velikosti apertury přijímače [12].

Materiál použitého detektoru závisí na vlnové délce, kterou má detekovat. To znamená, že závisí na typu laseru, kterým je přístroj vybaven. V následující tabulce 2 je uveden seznam detektorů s uvedenou konkrétní vlnovou délkou, pro které je jejich použití vhodné.

Vlnová délka [μm]	Materiál detektoru
0,325	Si
0,633	
1,06	
3,39	InSb
10,6	HgMnTe

Tab. 2 - Typy polovodičových detektorů pro vybrané vlnové délky [12].



Obr. 22 – Detail měřící hlavy s detektorem a clonami.

Nastavení detektoru se provádí nakláněním celé hlavy, které umožňuje vycentrování zorného pole přijímače s místem na vzorku. Přijímač je posouván pomocí motoru ovládaného počítačem.

Vybrané parametry přístroje mohou být upraveny podle charakteru a polohy vzorku [13]. Detektor je namontován na 50 cm dlouhém rameni pomocí šroubových spojů. Vzdálenost detektoru od vzorku tak je možné po určitých krocích měnit. Rameno je motorizované a může se pohybovat s rozlišením $0,001^\circ$ a s přesností $0,1^\circ$. Přijímač má tři stupně volnosti - vertikální, sklon a natočení. Pohyb detektoru je ovládán manuálně, a to převážně k jeho vycentrování vzhledem k laserovému paprsku. Před detektorem jsou umístěny měnitelné apertury (Obr. 22). Ty lze při seřizování přístroje ovládat ručně. Při měření jsou clony měněny automaticky pomocí počítače, a to s rozlišením $2,5 \mu m$ a přesností $10 \mu m$. Obousměrná opakovatelnost je lepší než $1 \mu m$.

6.1.3 Uchycení vzorků

Přístroj může být volitelně vybaven vakuovým sklícidlem. Pomocí toho lze uchytit vzorky velikosti průměru od 25 mm do 150 mm a hmotnosti až 2,3 kg. Uvedené hodnoty jsou však pouze přibližné a závisí na tvaru a materiálu měřeného vzorku. Jiné velikosti vzorku lze uchytit snadno pomocí univerzálních držáků, používaných běžně v optických laboratořích, jak tomu bylo i v našem případě.

Uchycení vzorku poskytuje šest stupňů volnosti, obecně tři z nich mohou být motorizované. Kromě motorizovaných posuvů v osách X a Y může být vzorek posouván podél osy Z a otáčen kolem osy manuálně. Rovněž může být nakloněn dopředu (nebo dozadu), pokud při měření požadujeme, aby rovina dopadu nebyla vodorovná. Úhel dopadu svazku na vzorek může být posunut s přesností $0,1^\circ$ a rozlišením $0,01^\circ$. Poloha na osách X a Y může být měněna s rozlišením 0,01 mm a přesností 0,01 mm.

Měření sférických vzorků je možné, ale existují určitá omezení. Ta jsou dána právě tvarem měřené plochy (ploch). Sbíhavé vzorky lze měřit (zaměřit v rovině detektoru stopu svazku o velikosti 25 mm nebo větší) s minimální ohniskovou vzdáleností 100 mm. Rozbíhavé vzorky nemohou mít ohniskovou vzdálenost větší než 250 mm [14].

6.1.4 Elektronika

Nedílnou součástí přístroje je elektronika, která umožňuje měření i následné vyhodnocení získaných dat. Všechny detektory jsou provozovány jako fotovoltaická zařízení. Dalšími prvky jsou prostorový filtr a synchronní zesilovač s programovatelným ziskem. Přes analogově – digitální převodník se v počítači stanoví poměr signálu na měřicím a referenčním detektoru. Tento signál se dále numericky integruje a data se ukládají. Přístroj umožňuje měřit $BSDF$ přes více než 14 řádů.

Předzesilovač přijímače je programovatelný a dosahuje optimální hodnoty poměru signál-šum přes maximální využitelné spektrum detektoru a použitelný rozsah je definován od úrovně šumu detektoru do bodu nelinearity detektoru. K modulování laserového signálu je použit přerušovač laserového svazku (Chopper). Přerušovací frekvence 210 Hz eliminuje rušení napájecích linek zařízení a optimalizuje ekvivalentní šumový výkon přijímače. Náhodné kolísání výkonu laseru je měřeno pomocí

referenčního detektoru a to v závislosti na vlnové délce, buď pyroelektrickým nebo křemíkovým detektorem.

Signály měřené na přijímači se pak normují s ohledem na tento referenční signál. Fluktuace výkonu laseru jsou odstraněny průměrováním. Referenční signál se používá také jako fázová reference pro synchronní zesilovač a je následně pomocí software integrován. Oba detektory, referenční i měřicí, používají nezávislé synchronní zesilovače, které pracují na frekvenci děliče svazku [13].

6.1.5 Software

Celý proces měření je řízen počítačem. Systém ovládá a měří A/D převodníky, apertury, úhly dopadu, velikosti kroku a integrační časové konstanty (doba, během které se měří). Softwarový balík obsahuje nástroje umožňující uživateli všechny důležité parametry měnit a to vše s ohledem na dosažení minimalizace času, potřebného k měření [13].

Pro nezkušené uživatele je menu popisné a podrobné s doprovodnými informacemi. Zkušení uživatelé jsou potom schopni vybrat požadovanou akci pomocí klíčových slov v menu a tím výrazně práci v menu urychlit. Dále software nabízí manuální režim, kdy počítač zobrazuje výkon na přijímači a zároveň operátor řídí pohyby buď příkazy z klávesnice nebo ručně pohybem vzorku nebo přijímače. Operátor vybere měřicí režim a definuje konkrétní parametry. Přístroj také umožňuje provést automatické centrování přijímače na odražený paprsek.

Během měření je průběžně každý bod vykreslován do grafu. Data se získávají přibližně rychlostí jeden bod za sekundu, kromě velmi slabých signálů, kdy je nutno integrační dobu zvýšit. Tento případ nastává při měření rozptýlené intenzity záření pod úhlem, který je hodně vzdálen od úhlu dopadu, a to u velmi hladkých ploch. Pro tyto velmi slabé signály se body získávají rychlostí přibližně bod za deset vteřin. Po dokončení skenování je možné připojit několik poznámek, které jsou uloženy společně v souboru s daty pro pozdější získání informací o měření a analýzu.

Pokud vyžadujeme detailnější pohled na malou oblast, stačí pomocí myši označit malý rámeček na obrazovce. Funkce zoom se automaticky aktivuje pro označenou oblast a graf se překreslí na obrazovku. Takto je možné interaktivně upravovat parametry grafu do požadovaného výsledku na obrazovce.

Volby zobrazení měřítka na vertikální ose jsou logaritmické, lineární, normované nebo kosinově korigované *BRDF*. Horizontální osa pak může být logaritmická nebo lineární, ve stupních nebo $\beta - \beta_0$. Analýza software rovněž umožňuje počítat a zobrazit průměr dvou souborů a uložit na disk tento průměr v novém souboru. Software dokáže graficky porovnávat až čtyři soubory současně.

Přístroj dokáže také určit průměrnou kvadratickou (*RMS*) drsnost. Její hodnota je vypočítána pomocí vzorce druhé odmocniny z nultého momentu *PSD*. Také srovnání *RMS* drsnosti lze provést až pro čtyři povrchy současně.

7. Měření transparentních vzorků

Rozptyl světla na transparentních optických materiálech je speciálním případem a pochází ze čtyř zdrojů: topografie povrchu, kontaminace povrchu, nehomogenity indexu lomu v materiálu a částice v materiálu. Tato vlastnost optických materiálů komplikuje použití přístroje, ale ve většině případů ho nevylučuje. Měřené vzorky z těchto materiálů je však třeba vhodným způsobem upravit.

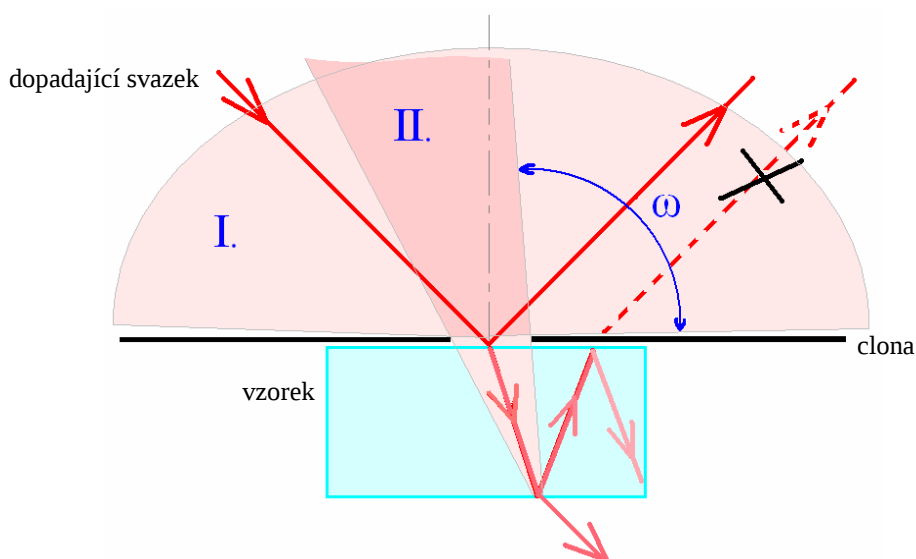
Při měření zpětného rozptylu *BRDF* u transparentních vzorků, jako je třeba tenká skleněná deska, dochází k rozptylu především na povrchu, a to jak na přední, tak i na zadní ploše. Rozptyl od obou ploch se sčítá a je obtížné je od sebe navzájem odlišit, především pokud mají rozdílnou drsnost. V případě měření *BRDF* se k separaci zdrojů rozptylu používají různé metody.

Jedna z metod je **povrstvení měřené plochy odrazným materiálem**. Tím se získá z transparentní plochy plocha zrcadlová, na které se veškeré záření odrazí. K rozptylu uvnitř materiálu a na zadní ploše tak vůbec nedojde. U této metody však není úplně možné vyloučit ovlivnění charakteristik drsnosti povrchu nanesením vrstvy odrazného materiálu.

Další metodou je **úprava měřeného vzorku do tvaru klínu**. Tímto způsobem se úhlově oddělí odrazy záření od první a druhé plochy a je pak možné měřit pouze jednu plochu. Laserový svazek je na zadní ploše odražen mimo rovinu detektoru a na detektor tak dopadá pouze rozptýlené světlo od této plochy. Signál dopadající na detektor od zadní plochy je v tomto případě šum, který není obsažen v signatuře a je

třeba jej minimalizovat. Rozptyl na zadní ploše lze potlačit precizním opracováním této plochy a tím dosáhnout nízké drsnosti povrchu v porovnání s měřenou plochou. Za těchto podmínek rozptyl na zadní ploše výrazně neovlivní měření. Vzorek ve tvaru klínu a princip separace odražených svazků ukazuje obrázek 24.

Jinou metodou je **použití clony s otvorem**, která umožňuje detekovat rozptyl a odraz laserového svazku pouze na první ploše vzorku. Svazek odražený od zadní plochy je clonou zachycen, jak ukazuje obrázek 23.



Obr. 23 - Schéma s použitím clony.

Na obrázku, který ukazuje jednotlivé příspěvky celkové intenzity záření dopadající do oblasti detektoru je vidět zachycení odraženého paprsku a rozptýleného záření od zadní plochy pomocí clony s otvorem. Díky zvolené metodě měření je však možné použít jen $\frac{1}{2}$ BRDF. To je zřejmé z obrázku, kde je oblast ve které je možné získat informace o rozptylových vlastnostech měřené plochy označena úhlem ω . Pokud se totiž detektor nachází při měření v oblasti kolem dopadajícího laserového svazku (oblast II.), není rozptyl na zadní ploše vzorku zakryt clonou. V oblasti II. se sčítá rozptyl od první i druhé plochy.

Průměr otvoru clony je nutné volit opatrně. Pokud by byl průměr moc malý, mohlo by na něm docházet k nežádoucí difrakci záření. V závislosti na tloušťce clony by také mohlo dojít k příliš velkému zaclonění rozptýleného světla od přední plochy, které by znemožnilo měření ve větších úhlech od osy svazku. Zvolenou metodu je možné použít pouze pro vzorky s dostatečnou tloušťkou. U tenkých vzorků, kde je dráha

svazku krátká, totiž nedojde k dostatečnému posunu odražených paprsků. Ty pak nelze touto metodou separovat. Výhodou této metody je možnost měření vzorků bez dodatečných úprav. Napaření odrazné vrstvy nebo výroba klínu na zadní ploše vzorku, totiž sebou nese rizika poškození měřené plochy. To může být způsobené například čištěním této plochy před nanesením odrazného materiálu.

Poslední z používaných metod je odstranění rozhraní zadní plocha-vzduch pomocí **imerzní kapaliny**. Pokud bude mít imerze stejný index lomu jako vzorek, dojde k vymizení rozhraní a nedojde na něm rozptylu. Prošlé záření je potom vhodné absorbovat pomocí ideálně absorpčního pozadí.

Možných metod k separaci zdrojů rozptylu je mnoho. Použití konkrétní metody závisí na typu měření, měřeném materiálu, jeho vlastnostech a geometrii.

8. Měření vlastností filtru M-UG6

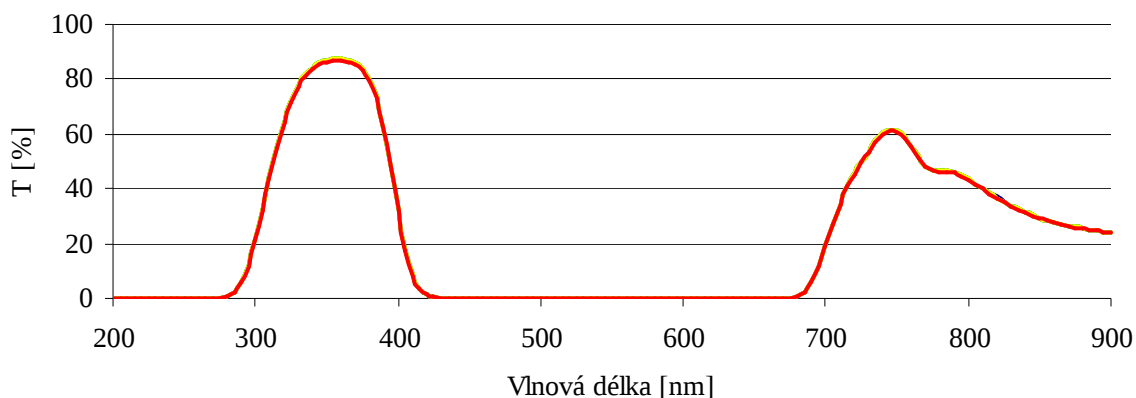
8.1 Ověření spektrální propustnosti filtru

V rámci měření vlastností filtru byla změřena i jeho spektrální propustnost. Měření bylo provedeno pomocí spektrofotometru Perkin Elmer Lambda 850. Jde o dvousvazkový mřížkový spektrometr, jehož stručné specifikace jsou uvedeny v tabulce 3.

Princip	Dvousvazkový spektrofotometr s mřížkovým monochromátorem s ovládáním přes PC
Optický systém	Optický odrazný systém s ochrannou vrstvou SiO ₂ , holografický mřížkový monochromátor s 1440 čarami/mm
Detektor	Křemíkový
Zdroj	Wolfram-halogenová a deuteriová lampa
Rozsah vlnových délek	175 nm – 900 nm
Rozlišení	$\geq 0,05$ nm

Tab. 3 - Základní specifikace spektrometru [16].

Měření jsme provedli na několika vzorcích, na kterých jsme změřili spektrální propustnost. Měření jsme opakovali v různých místech a v obou směrech pro ověření homogenity filtrů. Výsledek měření ukazuje graf 1.



Graf 1 - Spektrální propustnost filtru M – UG 6

Naměřené hodnoty jsou prakticky identické, proto v grafu splývají do jediné křivky. Z měření rovněž vyplývá, že hodnoty absorpce nezávisí na směru průchodu záření. Drobné odchylky, pohybující se do 0,7 %, jsou způsobené nepřesností měření. Maximální propustnost měřených filtrů je 87 % při vlnové délce 360 nm, což plně odpovídá specifikacím výrobce (viz. příloha A) [15].

8.2 Měření drsnosti povrchu

Měření drsnosti povrchu pomocí vyhodnocení pole rozptýleného záření při odrazu bylo provedeno pomocí přístroje CASI. Drsnost byla následně určena z naměřených dat *BRDF*. Pro měření jsme měli k dispozici tabulku filtrového skla pro fluorescenční teleskop, ze které jsme rozřezáním vytvořili jednotlivé vzorky. Vzorky byly použity při měření rozptylu při průchodu záření filtrem i pro měření drsnosti povrchu.

8.2.1 Příprava vzorků

Před měřením drsnosti povrchu však bylo nutné vzorky upravit. Jak bylo uvedeno, dochází na povrchu při interakci záření se vzorkem k rozptylu. U transparentních vzorků však toto záření proniká dále do objemu vzorku, kde potom

dojde k dalšímu rozptylu jakmile narazí na zadní rozhraní vzorek - vzduch. Rozptyl od obou ploch se sčítá a takto naměřená data není možné použít ke správnému určení drsnosti povrchu. Postupy, které je možné použít k odstranění tohoto problému jsem stručně popsal v předcházejícím textu. V našem případě, kdy je vzorek poměrně tenký, nebylo možné použít metodu clony s otvorem, který se nám osvědčil u vzorků s větší tloušťkou. U tenkého filtru nedojde k dostatečnému vzájemného posunu odražených paprsků a ty pak není možné touto metodou oddělit. Metodu využívající „odstranění“ zadního rozhraní vzorku pomocí imerzní kapaliny a následného absorbování prošlého záření jsme vyloučili především kvůli nedostupnosti vhodné imerze.

Pro měření tedy byla zvolena metoda jiná, při které bylo nutné vyrobit z planparalelního vzorku klín. Metoda je založena na úhlovém oddělení odražených svazků. Měřená plocha zůstala v původním stavu a zbroušením zadní plochy byl vzorek upraven do požadovaného tvaru klínu. Tato úprava byla provedena v optické dílně Společné laboratoře optiky (SLO UP a FZÚ AV ČR) a to klasickou optickou technologií výroby.

Sklo se běžně neobrábí jako např. kov třískovým obráběním, ale broušením. Broušení se provádí pomocí brusiv a brousících nástrojů a bylo zvoleno i pro výrobu klínu. Důležitým rozdělením je rozdělení na brusiva volná a vázaná. Volná brusiva jsou ve formě prášku, který se mísí s vodou a nebo jinou řeznou kapalinou. Vázaná brusiva jsou ve formě tablet nebo prstenců, většinou jde o diamant v kovové vazbě.

Při opracování skla broušením je třeba dodržovat specifickou technologickou návaznost. Při broušení vzniká tzv. záprasková vrstva zasahující dovnitř do materiálu. Tato vrstva je nežádoucí, protože při leštění snižuje kvalitu leštěné plochy. Musí se tedy dosáhnout co nejmenší zápraskové vrstvy, a to použitím jemného brusiva. Technologický proces začíná tedy hrubým brusivem. Pro optimalizování pracovních časů přecházíme stále na jemnější brusiva pro dosažení jemnějšího povrchu. Při broušení volným brusivem se tvar funkčních ploch nástroje kopíruje na obrobek. Brusná zrna se při pohybu nástroje i obrobku posouvají po povrchu skla, tlakem nástroje se v místě styku brusných zrn se sklem vytváří trhlínky a záprasky, z povrchu se odlupují drobné skleněné úlomky a vzniká charakteristický matný povrch.

Vzorek byl broušen na litinové desce nejprve volným brusivem SiC s označením F 150, což je práškový karbid křemíku s částicemi velikosti 100 - 150 μm , rozptýleným ve vodě, se kterou vytváří suspenzi. Jde o broušení hrubé, kde je hlavním cílem rychlé

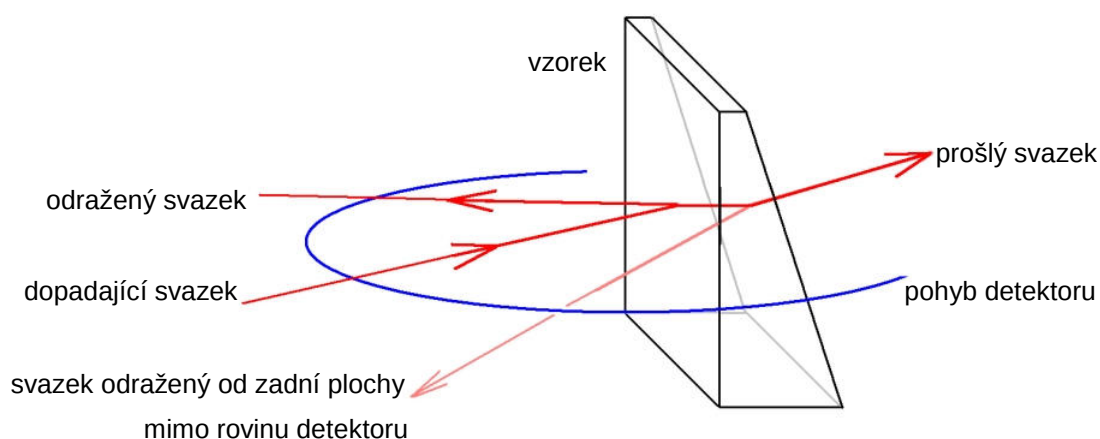
získání požadovaného geometrického tvaru a odstranění stop po řezu, za cenu vysoké drsnosti povrchu a hluboké zápraskové vrstvy.

Následující operace je střední broušení, jemnějším brusivem bílým korundem s označením 280/320. Typická zrnitost brusiva je 80 až 30 μm . Tímto brusivem je nutné odebrat minimálně takovou vrstvu, aby došlo k odstranění zápraskové vrstvy vzniklé při předchozím broušení.

Na závěr, k jemnému broušení, bylo použito brusivo s označením F600, což je oxid hlinitý Al_2O_3 . Střední drsnost povrchu po jemném broušení dosahuje až 2 μm .

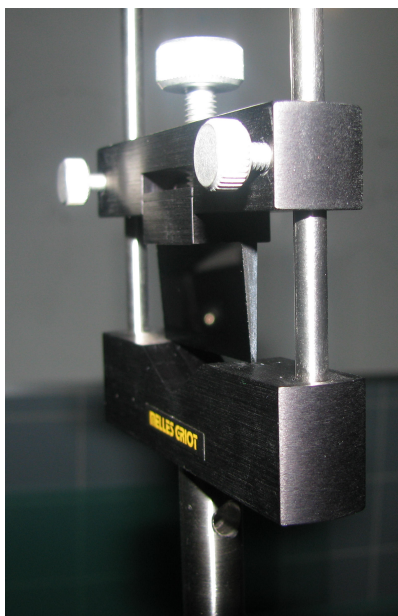
Poslední fází výroby, která následuje po jemném broušení optických ploch je leštění. Při leštění se snímá povrchová vrstva skla rozrušená mechanicky broušením a povrch získává průhlednost a dokonalý lesk. Zároveň se korigují jemné odchylky pro dosažení předepsaného geometrického tvaru, který musí být u přesných optických ploch dodržen ve zlomcích vlnové délky světla. Nej kvalitnější optické plochy mají nerovnosti rovnající se jednotkám nanometrů a někteří výrobci, např. u rezonátorových zrcadel v laserech, uvádí hodnoty i pod 1 nm. Jako leštící materiál byl použitý litinový nástroj s vrstvou leštící smoly.

Precizně vyleštěná plocha vzorku je nezbytným předpokladem minimalizace nežádoucího rozptylu způsobeného drsností povrchu. Použitá metoda je obvykle využívána pro výrobu optických prvků nejvyšší kvality a poskytuje záruku dostatečně kvalitního povrchu, což bylo nakonec měřením potvrzeno.



Obr. 24 - Tvar vzorku upravený pro měření drsnosti povrchu a geometrie chodu svazku.

Velikost klínu není předepsaná. Úhel, který obě plochy svírají však musí být dostatečně velký k tomu, aby byl laserový svazek, odražený od zadní plochy, odkloněn mimo rovinu detektoru. Vzhledem k vzdálenosti detektoru a vzorku tuto podmínku splňuje i relativně malý úhel, řádově do 10° .



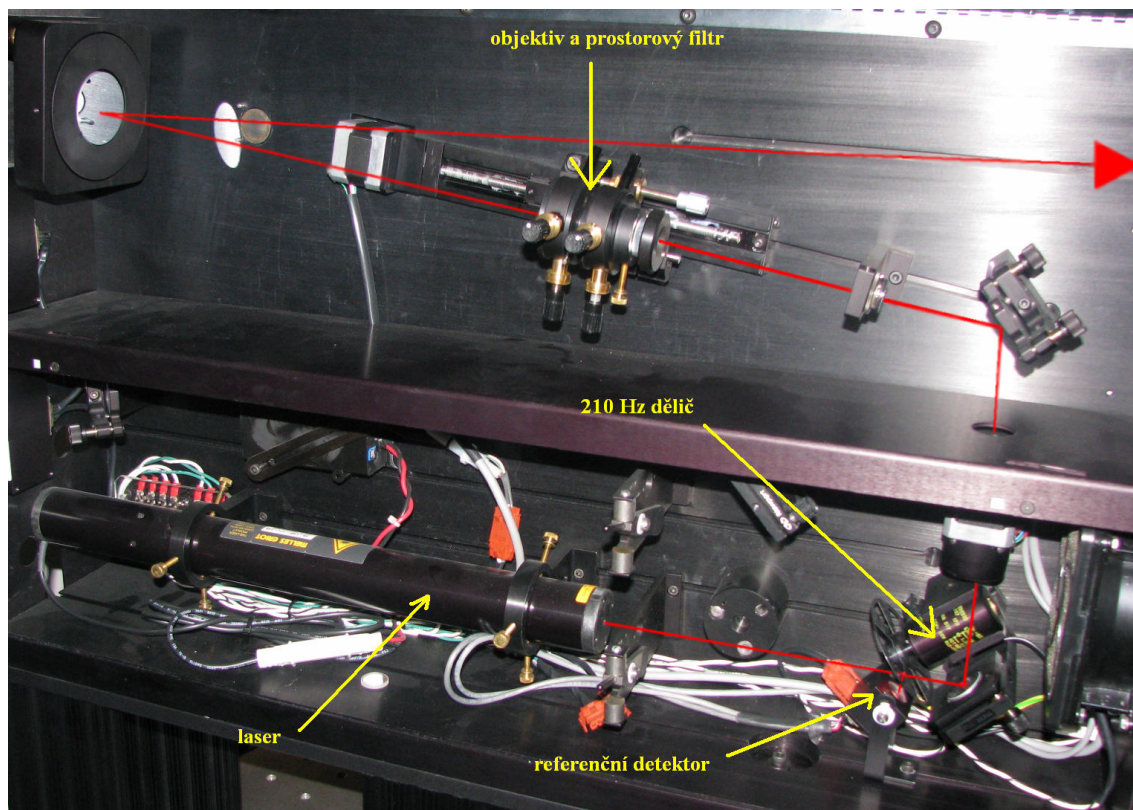
Obr.25 - Klínový vzorek v držáku při měření BRDF.

Přípravený vzorek v držáku, jak jej ukazuje obrázek 25, jsme použili ke zjištění drsnosti povrchu. Znalost drsnosti povrchu vhodným způsobem vytvoří komplexnější pohled na rozptylové charakteristiky měřeného vzorku.

8.2.2 Nastavení přístroje a měření

Geometrii uspořádání a princip měření ukazuje obrázek 16. Pro měření bylo použito laserového svazku o vlnové délce 633 nm. Výhodou použité vlnové délky bylo, že při měření docházelo k absorpci záření v materiálu filtru. Tato absorpce, spolu s klínovým tvarem vzorku, minimalizovala rozptyl světla na zadní ploše vzorku. Z laseru vycházející svazek směřuje na dělič (chopper), který zajišťuje střídavé dělení svazku mezi měřicí větev a referenční detektor. Svazek v měřicí větvi jsme pomocí objektivu a prostorového filtru upravili. Takto upravený svazek byl dále pomocí zrcadla

fokusován do roviny detektoru a vyveden mimo zdroj a dopadal na měřený vzorek. Reálné uspořádání zdroje záření ukazuje obrázek 26, včetně popisu jeho hlavních částí.



Obr. 26 - Světelný zdroj měřicího systému CASI.

Měřený vzorek jsme umístili pomocí univerzálního držáku do měřicího prostoru a pomocí mechanických mikroposuvů upravili jeho polohu. Držák vzorku je uchycen na otočném stole, pomocí kterého se nastavuje požadovaný úhel dopadu měřicího svazku na vzorek. Kvůli správnému měření musí být vzorek umístěn v ose otáčení tohoto goniometru. Pokud tomu tak není, osa laserového svazku neprotíná osu otáčení vzorku. Nesprávné nastavení polohy vzorku může způsobit, že se během měření vzorek dostane mimo zorné pole detektoru. To může být důvodem nesprávně naměřených hodnot.

Nastavení základních parametrů přístroje při měření drsnosti povrchu ukazuje přehledně tabulka 4.

Parametr	hodnota
Vlnová délka	633 nm
Úhel dopadu	10°
Úhel měření	-100° ~ 80°

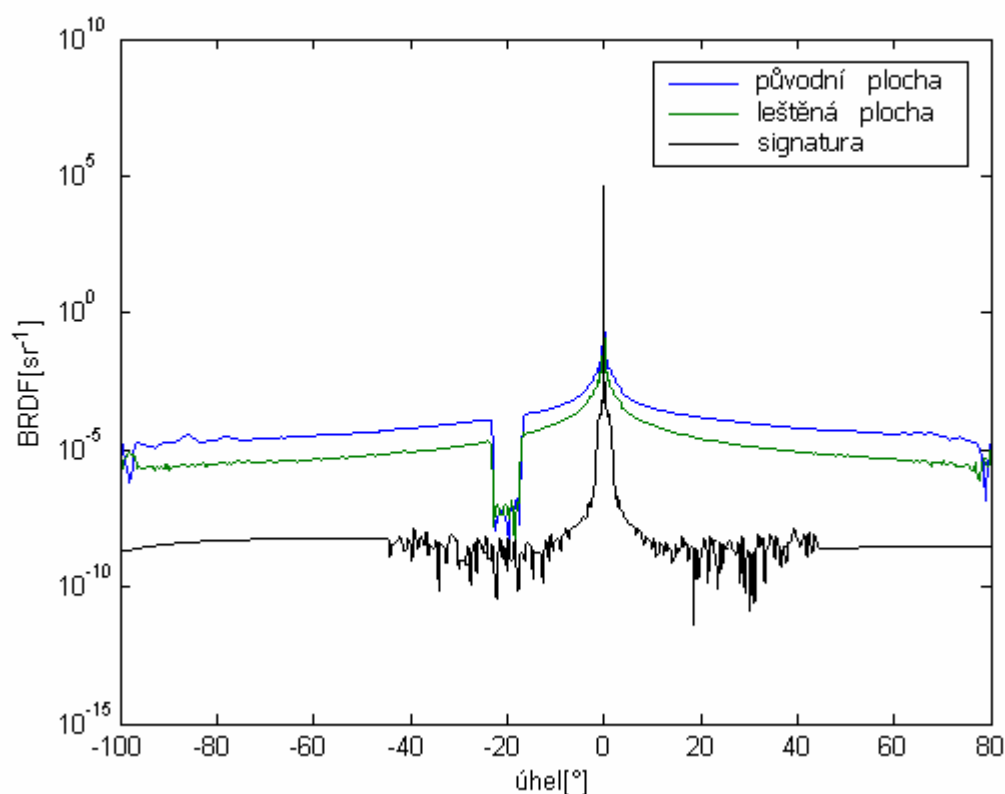
Tab. 4 - Nastavení parametrů při měření BRDF.

Měření jsme provedli v nastavení, kdy laserový svazek dopadal na povrch vzorku pod úhlem 10°. Intenzita zpět odraženého svazku a povrchem rozptýleného záření byla zaznamenána pomocí detektoru. Detektor měřil intenzitu záření v úhlu $\pm 90^\circ$ od normály povrchu vzorku. Vzhledem k pootočení vzorku, ke kterému došlo vlivem nastavení dopadového úhlu bylo nutné tuto změnu kompenzovat a detektor se tak pohyboval v úhlech -100° až +80° od osy dopadajícího laserového svazku.

Graf 2 ukazuje výsledek měření rozptýleného záření po odrazu na ploše filtru. Naměřené hodnoty jsou reprezentovány dvěma křivkami. Modrá křivka, označená jako *původní plocha*, je naměřená BRDF původního povrchu filtru. Zelená křivka, označená jako *leštěná plocha*, je naměřená BRDF na zadní ploše vzorku. Zadní plochou je myšlena opracovaná strana vzorku, pomocí čehož bylo dosaženo klínového tvaru. Osa Y je zobrazena pro lepší názornost v logaritmickém měřítku.

Z průběhu křivek je vidět, že původní strana filtru rozptyluje záření více než strana opracovaná. Zadní strana filtru tak jen minimálně přispívala k měřeným hodnotám rozptýleného záření od přední plochy vzorku. To bylo ještě navíc podpořeno absorpcí nežádoucího rozptýleného laserového záření od zadní plochy v materiálu filtru. Jak je vidět, rozptýlené záření je soustředěno kolem osy svazku a jen velmi malá část je rozptýlena do celého poloprostoru. Propad na křivce měřených dat závisí na dopadovém úhlu svazku na povrch vzorku. Dopadový úhel byl v případě měření BRDF 10°. K propadu, ke kterému dochází na křivce měřených dat, tak dochází přibližně v úhlu -20°. To je způsobeno vstupem detektoru do osy laserového svazku během

měření (viz.obrázek 16). Na vzorek a tudíž ani na detektor v tom případě nedopadá měřící svazek a naměřené hodnoty představují pouze šum.

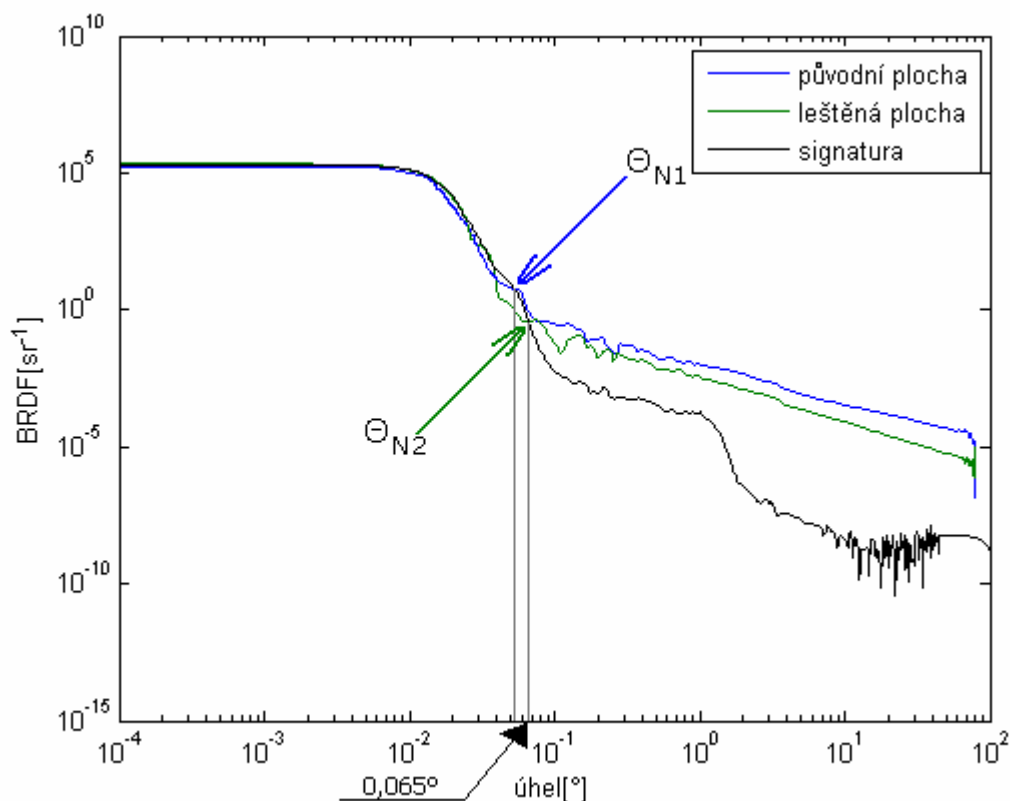


Graf. 2 - Naměřené hodnoty BRDF v semilogaritmickém měřítku.

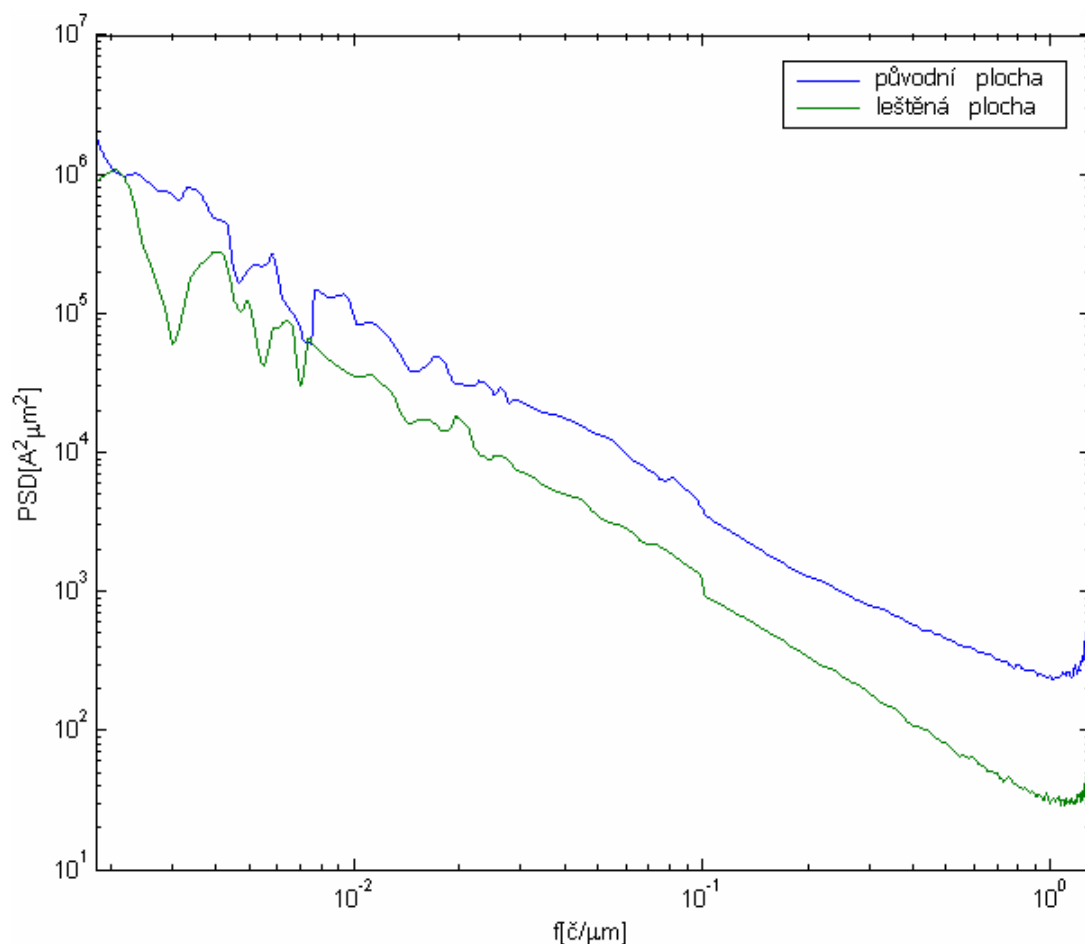
Důležitou součástí měření, o které je třeba se zmínit, je měření signatury. Signatura (viz. graf 2) je křivka měřené rozptýlené intenzity záření v měřicím prostoru bez vzorku a tvoří ji kombinace vlastního svazku a šumu přístroje. Naměřená data je potom nutné o hodnotu signatury korigovat.

Signaturou je také dán tzv. separační úhel, což je nejmenší rozptylový úhel od osy svazku, který lze měřit. V grafu 3 je tento minimální úhel pro leštěnou plochu označen jako Θ_N a je definován jako úhel, ve kterém naměřená křivka signatury protne křivku naměřených hodnot se vzorkem. Velikost separačního úhlu, který zároveň limituje minimální měřitelné prostorové frekvence, závisí jednak na signatuře, ale také na povaze vzorku. Při měření difúzních vzorků protne křivka naměřených hodnot křivku signatury při jiném úhlu a interval měřitelných prostorových frekvencí tak bude jiný. Dá se říci, že čím hladší povrch, tím se minimální prostorové frekvence, které jsme schopni měřit, posunou k větším hodnotám.

Posun minimální měřitelné prostorové frekvence je vidět v grafu 3, kde je separační úhel vyznačen pro oba průběhy $BRDF$, Θ_{N1} a Θ_{N2} . V případě měření $BRDF$ filtru jsme jako velikost separačního úhlu, který stanovuje interval měřitelných prostorových frekvencí k výpočtu PSD zvolili společný úhel $0,065^\circ$. Stejný interval použitých prostorových frekvencí umožnil srovnání obou měřených ploch. Úhel $0,065^\circ$ odpovídá prostorové frekvenci $0,0018$ čar/ μm .



Graf 3- Naměřené hodnoty $BRDF$ s vyznačeným separačním úhlem.



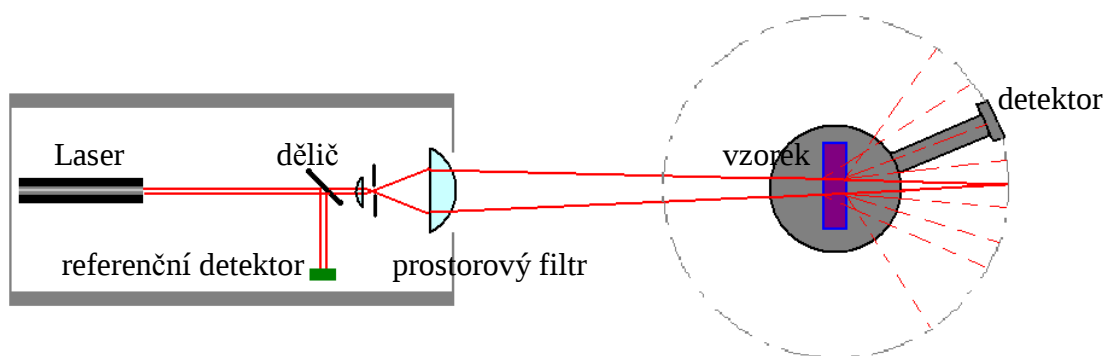
Graf 4 - Vypočítané hodnoty PSD.

Na základě znalosti spektrální hustoty výkonu drsnosti jsme pomocí vztahu (20) vypočítali *RMS* drsnosti povrchu jednotlivých měřených ploch. Interval naměřených prostorových frekvencí byl 0,0018 - 1,31 č/μm. **Hodnota *RMS* drsnosti povrchu filtru MU-G6 je $5,0 \pm 0,1$ nm.** Z hlediska časové náročnosti jsme provedli pouze pět měření. Naměřené výsledky se lišily minimálně a pouze v závislosti na místě měření. Naměřená *RMS* drsnosti 5,0 nm vyhovuje požadavkům na kvalitní optický povrch, za který je obvykle považován povrch s drsností pod 10 nm. Pro porovnání jsme měření drsnosti provedli i na zadní straně vzorku, tedy na straně, která byla opracována při úpravě vzorku na klínový tvar. *RMS* drsnost leštěné zadní plochy je $2,19 \pm 0,1$ nm a je tedy zhruba poloviční, ve srovnání s drsností plochy filtru dodaného výrobcem. Kvalita opracování zadní plochy je důležitá. Na drsnosti této plochy závisí velikost rozptýleného světla a s tím související vznik parazitního signálu při měření.

Naměřené charakteristiky drsnosti povrchu filtrového skla neukazují, že by drsnost mohla být výrazným zdrojem rozptylu záření.

8.3 Měření rozptylu záření

Měření rozptylu záření, ke kterému dochází při jeho průchodu filtrem, jsme měřili rovněž pomocí přístroje CASI. Na rozdíl od měření drsnosti ale měření rozptýleného světla probíhalo v opačné polorovině, tedy za vzorkem. Výsledná závislost intenzity záření na úhlu, do kterého je toto záření rozptýleno, je tedy v tomto případě označena jako *BTDF*. Obrázek uspořádání při měření ukazuje obrázek 27.



Obr. 27- Schéma uspořádání zařízení při měření BTDF.

8.3.1 Příprava vzorků

K výrobě vzorků byla použita opět tabulka filtrového skla pro fluorescenční teleskop, ze které jsme rozřezáním vytvořili jednotlivé vzorky. Z důvodu, že se v tomto případě jedná o měření intenzity a rozložení rozptýleného světla po průchodu vzorkem, nebylo třeba vzorky nijak speciálně upravovat. Jakákoli úprava vzorku by naopak vedla k tomu, že naměřené výsledky by ztratily vypovídací schopnost o skutečných vlastnostech materiálu, který byl na stavbu teleskopu použit. Filtrové sklo bylo proto pouze rozřezáno na jednotlivé vzorky a zbaveno nečistot.

8.3.2 Nastavení přístroje a měření

Měřený vzorek jsme umístili, podobně jako u předchozího měření, pomocí univerzálního držáku do měřicího prostoru. V případě měření svazku po průchodu vzorkem je však situace jednodušší o nastavování úhlu dopadu měřicího svazku. Úhel dopadu měřicího svazku byl kolmý na rovinu vzorku.

V obou případech, jak při měření *BRDF*, tak i *BTDF*, je nutné přístroj kalibrovat. To se provádí proměřením prostoru, ve kterém bude měření probíhat, bez vzorku. Tímto způsobem získaná signatura nese informaci o velikosti rozptýleného záření v měřicím prostoru a také charakterizuje měřicí laserový svazek. Vyskytující se rozptýlené záření může mít několik příčin a jednou z nich je například rozptyl laserového svazku na optických prvcích přístroje a představuje v tomto případě šum.

Kolísání výkonu laseru během měření, které probíhá v případě hladkého vzorku v závislosti na nastavení přístroje i několik hodin, je kompenzováno pomocí referenčního detektoru. Pokud se tedy během měření, ať už *BRDF* nebo *BTDF* křivka s naměřenými hodnotami dostane nad křivku signatury, je to znamení, že měření nebo kalibrace není v pořádku.

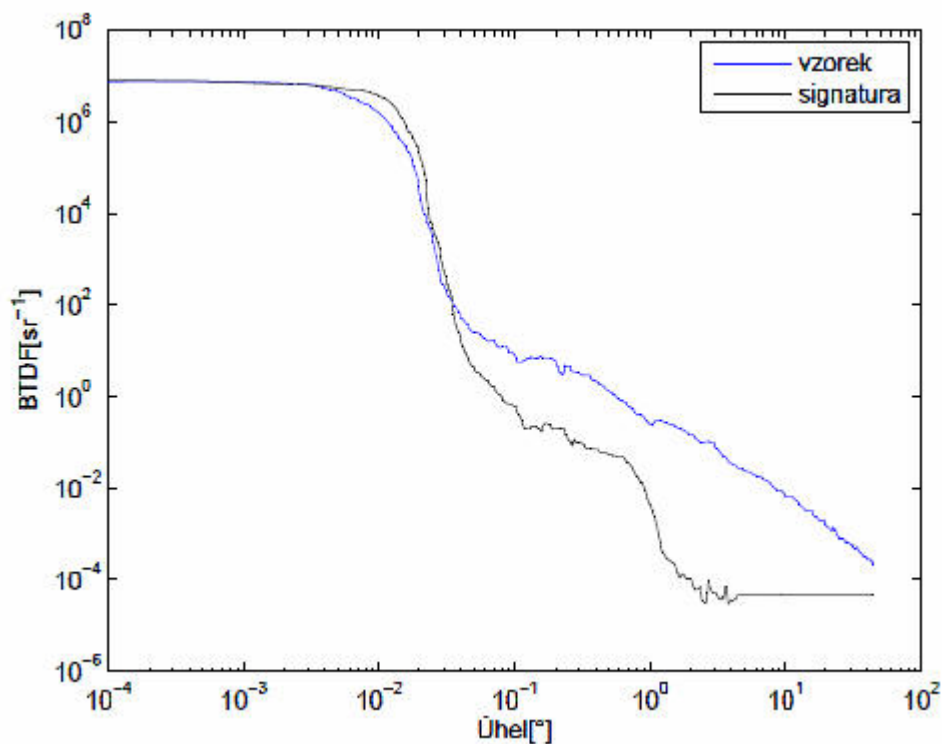
Jak bylo uvedeno v teoretické části, v kapitole věnované popisu zařízení, měli jsme k dispozici dva lasery o vlnové délce 325 nebo 633 nm. Pro měření rozptylu záření po jeho průchodu vzorkem, bylo zvoleno záření o vlnové délce 325 nm. Propustnost filtru, jak bylo potvrzeno i předchozím měřením (kapitola 8.1), se nachází v oblasti od 300 do 400 nm, zvolené záření tedy filtrem jednoduše projde a zároveň tato vlnová délka leží v oblasti vlnové délky záření, které má za úkol fluorescenční detektor zaznamenávat.

Nastavení důležitých parametrů přístroje při měření rozptylu záření, ke kterému dochází při jeho průchodu filtrem je uvedeno přehledně v tabulce 5.

Parametr	hodnota
Vlnová délka	325 nm
Úhel dopadu	0°
Úhel měření	-90° ~ 90°

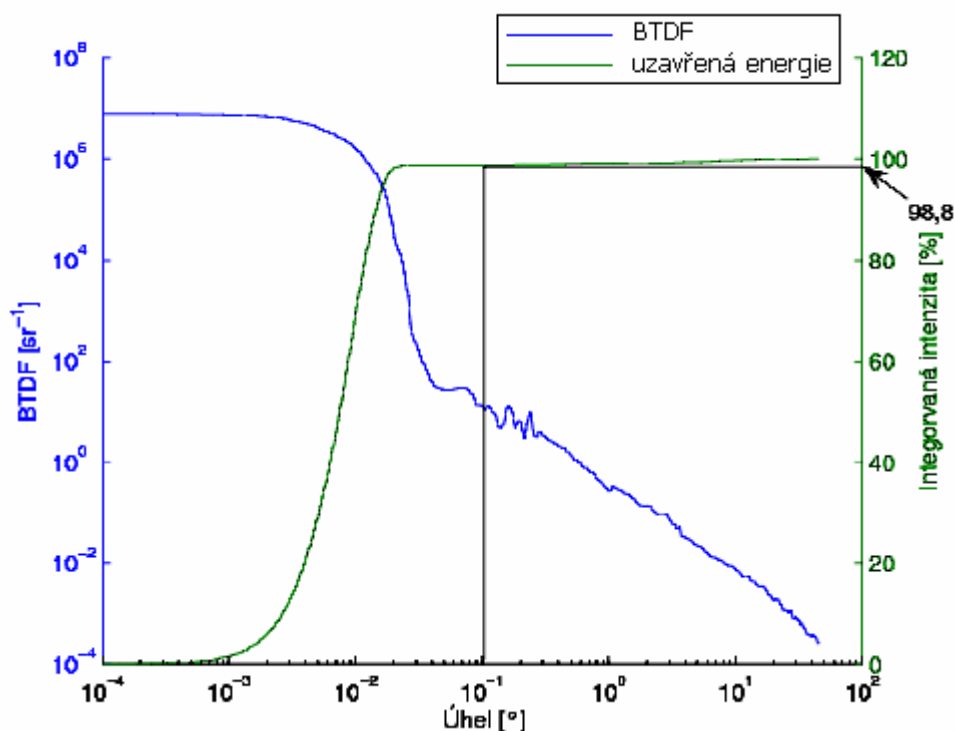
Tab. 5 - Nastavení parametrů při měření *BTDF*.

Na grafu 5 je vidět signatura, spolu s naměřenou $BTDF$ rozptýleného záření. Vzhledem k rostoucí intenzitě rozptýleného záření se zvětšujícím se úhlem je jasné vidět, že k určitému rozptylu při průchodu záření vzorkem došlo.



Graf 5 - Naměřená $BTDF$ filtru.

Podrobnější informace potom o rozptylu záření poskytuje graf 6. Na tomto grafu je dobře patrný průběhu nárůstu rozptýlené energie záření, v závislosti na úhlu měření vzhledem k ose, která je definována měřícím svazkem. Pomocí měření úhlového rozložení rozptýleného záření jsme tak získali s využitím vztahu (23) informaci o množství energie koncentrované v prostorovém úhlu.



Graf 6 - BTDF a uzavřená energie.

Na základě naměřené rozptylové charakteristiky lze říci, že parazitní jevy vyskytující se při transformaci signálu fluorescenčním teleskopem nejsou zapříčiněny rozptylovými vlastnostmi použitého filtru. Tvrzení lze dokázat například pomocí grafu takzvané uzavřené energie. Jak lze vyčíst z tohoto grafu, 98,8 % veškerého rozptýleného záření je koncentrováno do úhlu menšího než $0,1^\circ$ od osy svazku. Další nárůst rozptýlené energie se zvětšujícím se úhlem je již velice pozvolný. To znamená, že filtr záření rozptyluje velice málo. Rozlišovací úhel fluorescenčního teleskopu je $1,5^\circ$ a určuje ho velikost fotonásobiče v detektoru. Ke vzniku hala kolem obrazu bodu by mohlo dojít pouze v případě, že podstatná část rozptýleného záření bude soustředěna v úhlech řádově jednotek stupňů okolo osy procházejícího optického svazku, což v případě tohoto filtru nenastává.

9. Závěr

Cílem této práce bylo ověření rozptylových vlastností optického filtru M-UG 6. Filtr je použitý jako jeden z členů optické soustavy fluorescenčního teleskopu observatoře Pierra Augera. Soustava teleskopu je v současnosti podrobována detailní analýze s cílem porozumět vlivu jednotlivých součástí na výsledky měření. Práce obsahuje postup a výsledky měření záření rozptýleného na optickém filtru a měření drsnosti povrchu tohoto prvku soustavy. Část práce je věnována související teorii rozptylu a důležitým parametrům, které charakterizují rozptyl záření.

Měření rozptylových vlastností filtru bylo provedené na rozptyloměru CASI. Cílem první části měření bylo určení drsnosti povrchu filtru. Naměřená hodnota *RMS* drsnosti byla 5,0 nm, což vyhovuje požadavkům na kvalitní optický povrch, za který je obvykle považován povrch s drsností pod 10 nm. Naměřené charakteristiky drsnosti povrchu filtrového skla neukazují, že by drsnost mohla být výrazným zdrojem rozptylu záření.

Druhá část měření na přístroji CASI byla věnována vyhodnocení se zahrnutím vnitřního rozptylu po průchodu filtrem. Bylo zjištěno, že 98,8 % veškerého rozptýleného záření je koncentrováno do úhlu menšího než $0,1^\circ$ od osy svazku. Další nárůst rozptýlené energie se zvětšujícím se úhlem je již velmi pozvolný. To znamená, že filtr procházející záření rozptyluje velice málo.

Měření rozptylových vlastností filtrového skla je v práci doplněno o výsledky měření na spektrometru PerkinElmer Lambda 850, pomocí kterého byla změřena spektrální propustnost. Je třeba říci, že naměřené hodnoty se zcela shodovaly s údaji výrobce.

Závěrem práce tedy je, že na základě výsledků měření rozptylových vlastností, které bylo provedeno, je možné vyloučit filtr jako zdroj parazitního signálu v soustavě fluorescenčního detektoru.

Poděkování:

Tato práce vznikla za podpory UP Olomouc v rámci projektu Studentské grantové soutěže č. PrF_2010_009. Koherenční a nelineární optika - vybrané kapitoly.

Seznam použité literatury

- [1] J.Blümer, The Pierre Auger Collaboration, *The northern site of the Pierre Auger Observatory*, New J. Phys. 12, 2010.
- [2] *Pierre Auger Project Technical Design Report*, March 2004.
- [3] M. Palatka, D. Mandát, M. Pech, P. Schovánek, L. Nožka, *Optické vlastnosti M-UG 6*. č. 355/SLO/2009, SLO UP a FZÚ AV ČR, Olomouc, 2009.
- [4] Jiří Karásek, *Měření povrchu - 1.část*. K7 vědecko populární časopis Fakulty mechaniky TU v Liberci, 1/2005.
- [5] B. Bumbálek, V. Odvody, B. Ošťádal, *Drsnost povrchu*. SNTL – nakladatelství technické literatury, Praha 1989.
- [6] M. Palatka, *Rozptyl záření na malých částicích*. č. 60/SLO/91, SLO UP a FZÚ AV ČR, Olomouc, 1991.
- [7] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, 1986.
- [8] M.Palatka: *Detekce znečištění a defektů povrchu polovodičových podložek s využitím He-Ne laseru*. . JMO 8/1990 str.245-252
- [9] R.R. Shannon, J.C.Wyant: *Applied optics and Optical Engineering*, Volume VII, Academic press 1979.
- [10] J.C. Stover, *Optical Scattering Measurement and Analysis*, McGraw-Hill, New York, 1990.
- [11] W. Osten, *Optical Inspection of Microsystems, Chapt.3, Light Scattering Techniques for the Inspection of Mikrokomponents and Microstructures*, Taylor and Francis, 2006.
- [12] Schmitt Measurement Systems, Inc., *SMS Scatterometer Hardware Reference Manual, SMS Publication 085-929-301, May 29, 1997*.

- [13] Schmitt Measurement Systems, Inc., *User's Reference Manual, SMS Publication 085-929-101, May 29, 1997.*
- [14] K.A. Klicker, J.C. Stover, D.J. Wilson, *Near specular scatter measurement techniques for curved samples*, Proc. SPIE, 967, 1988, str. 255-263.
- [15] Schott Desag: *Specification PCE-TV B M-UG 6, 2002, (Příloha A)*

Internetové odkazy:

- [16] PerkinElmer, *Technical Specifications for the LAMBDA 850 UV/Vis Spectrophotometer*, dostupné online na:
http://las.perkinelmer.com/content/RelatedMaterials/SpecificationSheets/SPC_L_AMBDA850.pdf

Příloha A – katalogový list filtru M-UG 6

SCHOTT DESAG

SCHOTT

Specification Physical and chemical properties	PCE - TVB M-UG 6
M - UG 6 The special filter glass M-UG 6 is a dark violet tinted silicate glass. Its main feature is a defined UV transmittance and excellent absorption in the visible range and IR region. The special filter M-UG 6 is used in professional sun-tanning beds and facial units of all types. When using different clear filter glass types (defined edge wavelength) as cover, the high UV transmittance offers the possibility to achieve individual sun-tanning results. Instructions: • To reduce the high UVB transmittance of M-UG 6 it is necessary to use a thermally toughened clear filter glass. (defined edge wavelength to satisfy requirements) • For mechanical reason we recommend using an acrylic panel as cover. • The panels neither should be fixed nor fitted under mechanical pressure and stress. With the exception of paragraph 3.3.2 all values refer to untoughened glass. The subsequent properties are based primarily upon the measuring results of the very latest standards and measuring methods, which are defined in corresponding "Measuring and Test Procedures". SCHOTT DESAG retains the right to change the data in keeping with the latest technical standards. Non-toleranced numerical values are reference values of an average production quality. Values marked with ∅ do not apply to the type of glass or no values are available. Requirements deviating from these specifications must be defined in writing in a customer agreement. Date of release: 21 May 2002	D 2801

Form 0050/6A

21/05/02

page: 1 to 6

Specification		PCE - TVB	
Physical and chemical properties		M-UG 6	
1.	Optical properties (measured at roomtemperature)		
1.1	Refractive index (annealed at 40°C/h)	n_D	1.526
1.2	Transmittance data		
1.2.1	Spectral transmittance $\tau(\lambda)$		
1.2.1.1	$\tau(\lambda)$ - Kurve		
	Plot of spectral transmittance $\tau(\lambda)$ for $d = 3.25 \text{ mm}$ ($\lambda = 280 \text{ nm} - 1000 \text{ nm}$)		see annex
1.2.1.2	$\tau(\lambda)$ - individual values in % ($d = 3.25 \text{ mm}$)		
	τ at $\lambda = 313 \text{ nm}$	τ_{313}	45 - 60
	τ at $\lambda = 303 \text{ nm}$	τ_{303}	28
	Minimum transmittance for UV - maximum	$\tau(\lambda)_{\text{Pik}}$	> 84
1.2.1.3	Edge wavelength		
	The change of the edge wavelength to ultraviolet irradiation is unavoidable due to the special spectral properties.		
1.2.2	Luminous transmittance τ_{VD65} in % ($d = 3.25 \text{ mm}$)		< 0.1
1.2.3	Special transmittance values in % ($d = 3.25 \text{ mm}$)		
1.2.3.1	UV - transmittance		
		τ_{UVA}	80
		τ_{UVB}	21
1.2.3.2	IR - transmittance	τ_N	14
1.3	Colour		
1.3.1			disregard
1.3.2	Colorimetry ($d = 3.25 \text{ mm}$)		
	Chromaticity coordinates (colour locus) for	x	0.251
	standard illuminant D_{65} acc. to CIE 2°- observer	y	0.054

Form 0050/6B

Specification		PCE - TVB	
Physical and chemical properties		M-UG 6	
2.	Thermal properties		
2.1	Viscosities and corresponding temperatures		
	Designation	Viscosity log η in dPas	Temperature ϑ in °C
	Strain point	14.5	483
	Annealing point	13.0	511
	Softening point	7.6	688
	Forming temperature	6.0	789
	Forming temperature	5.0	876
	Forming temperature	4.0	994
2.2	Transformation temperature T_g in °C		511
2.3	Coefficient of thermal expansion α		
2.3.1	Coefficient of mean linear thermal expansion $\alpha_{(20^{\circ}\text{C}-300^{\circ}\text{C})}$ in 10^{-6} K^{-1} (Static measurement)		10.0

Form 0050/6B

Specification		PCE - TVB
Physical and chemical properties		M-UG 6
3.	Mechanical properties	
3.1	Density ρ in g/cm ³ (annealed at 40°C/h)	2.58
3.2	Stress optical coefficient C in $1.02 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$	$\diamond$
3.3	Breaking strength	
	Admissible value for the bending strength σ_{zul} of technically annealed glasses as calculation basis (air) in N/mm ² .	30
	A higher mechanical strength is reaching by thermal toughening.	
3.3.1	Chemical toughening	disregard
3.3.2	Thermal toughening	yes
3.3.2.1	Ball drop test	disregard
3.3.2.2	Bending strength increase σ_H in N/mm ²	> 100
3.3.2.3	Thermal shock resistance TWB in °C	180
3.3.2.4	Maximum service temperature ϑ_{max} in °C	230
3.3.2.5	Resistance to temperature gradient over pane surface $\Delta\vartheta$ in K	150

Specification		PCE - TVB M-UG 6	
Physical and chemical properties			
4.	Chemical properties		
4.1	Hydrolytic resistance acc. to DIN ISO 719		
	Hydrolytic class	HGB 4	
	Equivalent of alkali (Na ₂ O) per gram of glass grains in µg/g	304	
4.2	Acid resistance acc. to DIN 12 116		
	Acid class	S 3	
	Half surface weight loss after 6 hours in mg/dm ²	1.63	
4.3	Alkali resistance acc. to DIN ISO 695		
	Class	A 2	
	Surface weight loss after 3 hours in mg/dm ²	94	
5.	Electrical properties		disregard
6.	Other properties		disregard
7.	Annex (diagrams, curves)		

Form 0050/6B

Annex 1.2.1.1

Specification

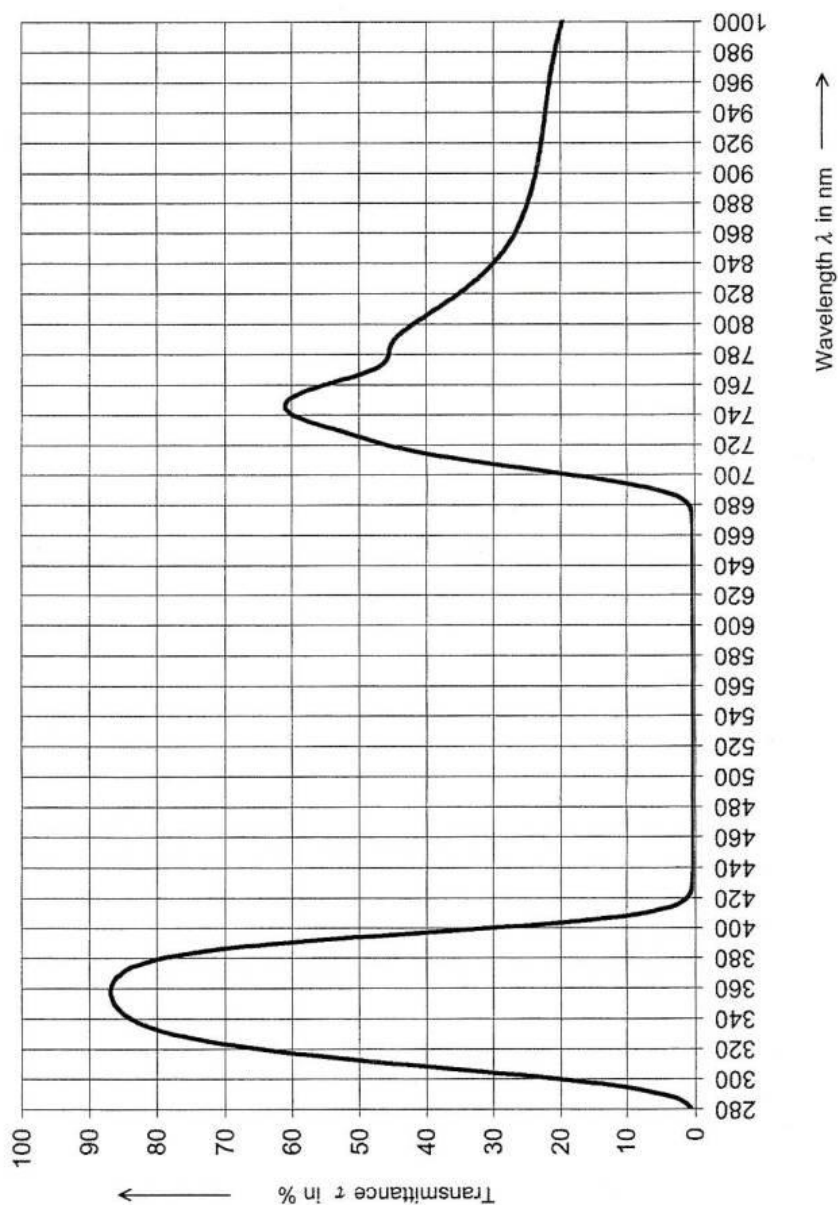
Physical and chemical properties

PCE - TVB

M-UG 6

Spectral Transmittance

Type of glass: M-UG 6
Thickness: 3.25 mm



Form 0050/6B

21/05/02

page: 6