

Univerzita Palackého v Olomouci
Přírodovědecká fakulta

Detekce světla

Antonín Černocho
Jan Soubusta

Olomouc 2020

Oponenti: doc. Mgr. Kamil Postava, Dr. – CN & IT4I, VŠB-TUO, Ostrava
Milan Orlita, Ph.D. – LNCMI-CNRS, Grenoble, Francie
Ing. Jaromír Křepelka, CSc. – SLO UP a FZÚ AVČR, Olomouc
Mgr. Milan Vůjtek, Ph.D. – KEF, PřF UP, Olomouc



EVROPSKÁ UNIE
Evropské strukturální a investiční fondy
Operační program Výzkum, vývoj a vzdělávání



Publikace byla vytvořena v rámci OP VVV projektu „Univerzita Palackého jako komplexní vzdělávací instituce“, reg. č. CZ.02.2.69/0.0/0.0/16_015/0002337.

1. vydání

© Antonín Černoš, Jan Soubusta 2020
© Univerzita Palackého v Olomouci, 2020

Neoprávněné užití tohoto díla je porušením autorských práv a může zakládat občanskoprávní, správněprávní, popř. trestněprávní odpovědnost.

ISBN 978-80-244-5706-2

Poděkování

Na tomto místě bychom chtěli poděkovat kolegům z našeho pracoviště a všem ostatním, kteří se zasloužili, že mohl tento studijní text vzniknout. Velké uznání patří i vedoucímu našeho oddělení doc. Ondřeji Haderkovi a oponentům, za jejich pečlivé čtení při korekturách. Dík patří samozřejmě i našim rodinám, které nás při psaní tohoto textu celou dobu podporovaly.

MOTTO: Fiat lux

V Olomouci 2020

Obsah

Předmluva	1
1 Úvod	3
1.1 Elektromagnetické spektrum	3
1.2 Informační okna	4
1.2.1 Optická vlákna	4
1.3 Radiometrie	5
1.3.1 Přehled pojmů a veličin	6
1.4 Zákony vyzařování	8
1.5 Šíření mezi zdrojem a detektorem	9
1.6 Polovodiče	11
1.6.1 Přímý a nepřímý zakázaný pás	13
1.7 Základní obecné vlastnosti detektoru	15
1.7.1 Kvantová účinnost η	15
1.7.2 Citlivost \mathcal{R}	16
1.7.3 Doba odezvy	16
2 Zdroje světla	19
2.1 Kde se bere světlo	19
2.1.1 Tepelné záření	19
2.1.2 Luminiscenční zdroje	20
2.1.3 Ostatní zdroje záření	21
2.2 Lasery	21
2.2.1 Pevnolátkové lasery	22
2.2.2 Plynové lasery	22
2.3 Elektroluminiscence v polovodičích	24
2.3.1 LED	25
2.3.2 Superluminiscenční dioda	26
2.3.3 Laserová dioda	26

3	Rozdělení typů detektorů světla	29
3.1	Fotonové detektory	29
3.1.1	Fotoefekt	29
3.2	Lidské oko	30
3.3	Fotografie	32
3.3.1	Princip	33
3.3.2	Spektrální odezva	33
3.3.3	Intenzitní odezva	34
3.3.4	Vlastnosti	35
3.3.5	Barevná fotografie	35
3.4	Termální detektory	36
3.4.1	Popis měření s termálním detektorem	36
3.4.2	Parametry termálních detektorů	37
3.4.3	Termoelektrický efekt	38
3.5	Koherentní detektory	38
3.5.1	Heterodynní detekce	39
3.5.2	Homodynní detekce	40
3.5.3	Měření kvadratur	41
4	Vnitřní fotoelektrický jev	43
4.1	Fotorezistory	43
4.1.1	Čisté polovodiče – vlastní, nedopované, intrinsické	44
4.1.2	Příměsové polovodiče – nevlastní, dopované, extrinsické	46
4.1.3	Heterostruktury	47
4.1.4	Technické parametry komerčních fotorezistorů	48
4.2	Fotodiody	48
4.2.1	p-n fotodiody	48
4.2.2	Doba odezvy p-n fotodiody	50
4.2.3	Elektrické zapojení a VA charakteristika fotodiody	50
4.2.4	PIN fotodiody	52
4.2.5	Heterostruktury	53
4.3	Lavinová fotodioda – APD	54
4.3.1	Vylepšená konstrukce lavinové fotodiody – SAM APD	55
4.4	Jednofotonové APD (APD v Geigerově módu)	57
5	Šum fotodetektorů	59
5.1	Kategorie šumu	59
5.1.1	Veličiny popisující šum	60

5.2	Fotonový šum	61
5.3	Fotoelektronový šum	61
5.4	Šum fotoproudu	62
5.5	Šum zisku	63
5.5.1	Faktor zvýšení šumu pro lavinovou fotodiodu APD	63
5.6	Obvodový šum	65
5.6.1	Bezrozměrný parametr obvodového šumu	65
5.7	Poměr signálu k šumu	66
5.7.1	Minimální počet fotoelektronů	67
5.8	Chybovost digitálního přenosu	67
6	Vnější fotoelektrický jev	69
6.1	Historický přehled	69
6.2	Struktura fotonásobiče	70
6.2.1	Materiály okénka	70
6.2.2	Fotokatoda	71
6.2.3	Materiály fotokatod	72
6.2.4	Elektronové násobení a dynody	73
6.2.5	Periferie (elektronika a kryt)	74
6.3	Výběr fotonásobiče	74
6.3.1	Režim činnosti fotonásobiče a elektrické obvody	75
6.4	Vlastnosti fotonásobičů	76
6.5	Šum fotonásobiče	78
6.5.1	Poměr signál k šumu	80
6.5.2	Afterpulsing	80
6.6	Novodobé konstrukce fotonásobiče	81
6.6.1	Pozičně citlivé fotonásobiče s jednofotonovou citlivostí	82
7	Kamery CCD a CMOS	85
7.1	Úvod a terminologie	85
7.1.1	Metody snímání obrazu	86
7.2	Vývoj polovodičových plošných detektorů	86
7.3	Konstrukce CCD a CMOS	87
7.3.1	Princip činnosti CCD a CMOS	88
7.3.2	Digitální kamery	88
7.4	Vlastnosti plošných detektorů	89
7.4.1	Proces detekce	89
7.4.2	Šum plošných detektorů	90

7.4.3	Prostorové rozlišení	91
7.5	Základní architektury plošných CCD	93
7.5.1	Full-Frame transfer (FF)	93
7.5.2	Frame-Transfer (FT)	94
7.5.3	Interline transfer (IL)	95
7.6	Techniky přenosu náboje a vyčítání obrazu ze CCD	95
7.6.1	Pět metod vyčítání obrazu	96
7.6.2	Konverze náboje na napětí	98
7.7	Další technologie pro CCD	98
7.7.1	Ochranné odtokové kanálky	98
7.7.2	Používané kombinace konstrukčních prvků	99
7.7.3	Vady CCD čipů	99
7.8	Barevné snímání	101
7.8.1	Technologie záznamu barev	101
7.9	Porovnání CCD a CMOS	102
7.10	Vědecké CCD kamery iKon od firmy Andor	103
7.11	Spektrometr	104
8	Plošné jednofotonové detektory	107
8.1	EM-CCD – kamera s elektronovou multiplikací	107
8.1.1	Elektronová multiplikace	108
8.1.2	Čítání fotonů	108
8.1.3	Šum EM-CCD	109
8.2	Intenzifikátor obrazu	111
8.3	iCCD – intenzifikovaná CCD kamera	111
8.3.1	Prostorové rozlišení	113
8.3.2	Popis iCCD kamer různých výrobců	113
8.4	Rozmítací kamera	113
8.5	Porovnání šumu CCD, EM-CCD a iCCD	115
9	Kvantové detektory	117
9.1	Detektory pro kvantovou informatiku	117
9.2	Vlastnosti kvantových detektorů	118
9.2.1	Mrtvá doba τ_d (<i>Dead time</i>)	118
9.2.2	Následné pulzy (<i>Afterpulses</i>)	118
9.2.3	Temné detekce D (<i>Dark counts</i>)	118
9.2.4	Časová nejistota vzniku proudového pulzu Δt (<i>Timing jitter</i>)	119
9.2.5	Kvantová účinnost η (<i>Quantum efficiency</i>)	119

9.2.6	Rozlišení v počtu fotonů (<i>Photon counting</i>)	119
9.3	Hodnocení kvality detektoru	120
9.3.1	Metody měření kvantové účinnosti	120
9.4	Přehled fotonových detektorů	121
9.4.1	Lavinová fotodioda v Geigerově módu	122
9.4.2	APD s upkonverzí (<i>APD using up-conversion</i>)	123
9.4.3	Speciální fotonásobič	123
9.4.4	Hybridní fotodetektor HPD	124
9.4.5	Fotonový čítač viditelného záření VLPC	125
9.4.6	Mikrokalorimetr na hraně supravodivosti TES	126
9.4.7	Supravodivá nanovlákna	127
9.4.8	Mrak atomů AV	127
9.4.9	Další možnosti	128
9.5	Detektory s multiplexací	129
9.5.1	Vláknové zpoždovací smyčky	129
9.5.2	Vyvážený vláknový multiplexer	130
9.5.3	Masivně multikanálový detektor	131
9.5.4	Matice lavinových fotodiód	132
9.6	Porovnání jednofotonových detektorů	132

Literatura	134
-------------------	------------

Seznam použitých symbolů	136
---------------------------------	------------

Symboly v latině	136
Symboly v řecké abecedě	138

Předmluva

Zrakem získává člověk většinu informací o vnějším světě. Využívá ale jen část elektromagnetického záření, tzv. viditelnou oblast, kterou budeme v tomto textu nazývat **viditelným světlem**. Mohl by získat mnohem více informace, pokud by použil specializovanější optický senzor a nespolehal se jen na svůj zrak. Ačkoliv jsou lidské oči nepřekonatelné co se týče např. intenzitního rozsahu, v jiných oblastech výrazně pokulhávají za jinými detektory světla, jejichž přehled a základní principy se budeme snažit popsat v tomto textu.

Jelikož se v textu budeme odvolávat na některé monografie či vědecké články, které jsou psány v anglickém jazyce, budeme pro větší přehlednost za českými termíny uvádět jejich anglické ekvivalenty. V některých případech české termíny neexistují nebo nejsou dostatečně známé, v tom případě budeme používat počestěné anglické termíny. Značení veličin se v různých textech, popř. v kapitolách jednoho textu, často liší. V našem textu se pokusíme udržet jednotnou konvenci značení. Přehled značení nejčastěji používaných veličin je uveden v závěrečné kapitole. Celý text pracuje s jednotkami v soustavě SI.

Tento text vznikl pro potřebu výuky předmětu Detekce světla na Univerzitě Palackého v Olomouci. Při psaní textu jsme čerpali z dostupných knih a článků, mimo jiné jsme z nich převzali hodnoty a grafy materiálových vlastností. V prvních kapitolách jsme využili knihy *Fundamentals of Photonics* [1], první vydání této knihy bylo přeloženo i do češtiny, a *Detection of Light* [2]. Dále jsme čerpali z manuálu *Photomultiplier Tubes* [3] a z webových stránek firmy Hamamatsu, která je světovým lídrem inovací v oblasti detekce světla. Při popisu specializovaných komerčních zařízení jsme použili produktové specifikace výrobců. A v případě technologických prototypů byly zdrojem vědecké články.

Text je členěn do devíti kapitol: V první kapitole budou uvedeny základní radiometrické veličiny a jejich fotometrické a fotonové protějšky, značení jsme převzali přímo z *Výkladového slovníku fyziky* [4]. Využití těchto veličin bude demonstrováno pomocí zákonů vyzařování černého tělesa. Uvedeme také příklad šíření světla od zdroje k detektoru. Pro pochopení funkčnosti detektorů bude potřeba zopakovat několik základních pojmů týkajících se polovodičů, z kterých se současně detektory ponejvíc vyrábí. První kapitolu zakončíme přehledem základních vlastností detektorů.

V druhé kapitole bude zmíněn přehled možných zdrojů světla a jejich statistické vlastnosti. Zaměříme se na často používané druhy laserů a jejich vlnové délky. Téma uzavřeme elektroluminiscencí diod, které jsou pro svou vysokou účinnost zaváděny do všech možných aplikací – od kontrolky až po běžné osvětlení.

Na začátku třetí kapitoly rozdělíme detektory do tří kategorií – fotonové, termální a koherentní. Jako prvního zástupce fotonových detektorů probereme lidské oko, optický senzor provázející člověka už od narození. Následně představíme základní principy klasické (analogové, chemické) fotografie. Potom popíšeme termální a nakonec koherentní detektory, které jako jediné jsou schopny měřit i fázi světla.

Ve čtvrté kapitole popíšeme funkci detektorů založených na vnitřním fotoelektrickém jevu, jako jsou fotorezistory a fotodiody. V následující páté kapitole využijeme předchozí znalosti

k tomu, abychom mohli charakterizovat šum detektoru. V šesté kapitole se podrobně představí fotonásobiče jako zástupci detektorů na principu vnějšího fotoelektrického jevu.

Sedmá kapitola je věnovaná maticovým detektorům, které jsou v dnešní době hojně využívány pod názvem CCD, popř. CMOS. Kamery s obrazovými senzory jsou dnes již součástí každodenního života a jsou běžně dostupné. Používají se k záznamu a k přenosu informace ve formě fotografií a videí. Aby byl tento záznam co nejvěrnější, musí také správně zaznamenat barvu obrazu. V případě vědeckých kamer bývají mnohem vyšší požadavky na kvalitu záznamu: citlivost, rychlost snímání, poměr signálu k šumu atd.

V osmé kapitole přejdeme od masově využívaných technologií k sofistikovanějším laboratorním zařízením, která jsou schopná detekovat signály velmi nízkých intenzit s prostorovým rozlišením – iCCD, EM-CCD. Poslední kapitola se bude zabývat tzv. kvantovými detektory, které dokáží zaznamenat dopad jednotlivých fotonů. Kromě několika komerčně dostupných zařízení popíšeme funkci i několika zajímavých laboratorních prototypů.

Vývoj v oblasti detekce světla stále probíhá. Vědci a výrobci nalézají nové techniky, jak efektivněji zaznamenat světelný signál. V tomto textu jsme se snažili podchytit současný stav a představit nejnovější trendy. Nicméně je jasné, že po několika letech tento text zastará a některé technologie budou opuštěny. Základní principy, jako je například popis fotoefektu, se ale s časem nezmění.

Kapitola 1

Úvod

1.1 Elektromagnetické spektrum

Tento text pojednává o detekci světla, přičemž světlem nazýváme lidským okem viditelnou část elektromagnetického záření. Nicméně popisované detektory dokáží registrovat i části elektromagnetického spektra přiléhající k viditelné oblasti, protože toto záření má podobné vlastnosti. Přehled všech složek elektromagnetického spektra shrnuje následující seznam, graficky je znázorněn na obr. 1.1.



Obrázek 1.1: Oblasti elektromagnetického spektra.

Rádiová oblast – vlnové délky od kilometrů po 0.1 m. Záření se generuje a detekuje pomocí antén, které mají rezonanční délku $\lambda/2$. Tato oblast se využívá pro komunikaci (TV, rádio, mobily), kdy je informace zakódována do modulace amplitudy, frekvence nebo fáze.

Mikrovlnná oblast – vlnové délky od 100 mm po 1 mm. Záření se generuje magnetronem nebo mikrovlnnými diodami. Toto záření je absorbováno například molekulami s dipólovým momentem, což se používá k ohřívání jídla v mikrovlnné troubě. Též se toto záření využívá k přenosu informace (Wi-Fi) a k lokalizaci předmětů (radar).

Infračervená oblast (IČ) – dělí se do tří podoblastí:

- vzdálená IČ: 1 mm až 10 μm . Je absorbována rotačními a vibračními módy molekul, tudíž je absorbována atmosférou. V pevných látkách toto záření interaguje s fonony, které představují kmity krystalické mřížky.
- střední IČ: 10 μm až 2.5 μm , je vyzařována a pohlcována předměty jako tepelné záření.
- blízká IČ: 2.5 μm až 0.75 μm , má vlastnosti velmi podobné viditelnému světlu.

Viditelné světlo (VIS) – vlnová délka přibližně od 760 nm po 380 nm. V této oblasti vyzařují maximum energie hvězdy podobné našemu Slunci (5 800 K). Energie fotonů v této spektrální oblasti odpovídá typické vzdálenosti energetických hladin chemických prvků. Pomocí absorpčních nebo emisních čar lze identifikovat různé látky.

Ultrafialová oblast (UV) – vlnová délka od 400 nm po 10 nm, také ji dělíme do několika podoblastí. Zdrojem UV záření je Slunce, elektrický oblouk, rtuťové lampy a podobně. UV je ionizující záření, dokáže vytrhnout elektrony z atomu a vytvořit z něj kladně nabitý iont. Blízká UV je viditelná pro některé ptáky, hmyz a ryby. Používá se ke sterilizaci.

- UVA, 400–315 nm, není absorbována ozónovou vrstvou,
- UVB, 315–280 nm, z většiny absorbována ozónovou vrstvou,
- UVC, 280–100 nm, zabíjí mikroby, úplně absorbována atmosférou,
- vakuová UV, 200–10 nm, úplně ionizující, plně absorbována atmosférou, vlnové délky delší než 122 nm neabsorbuje dusík.

Rentgenová oblast (RTG) – vlnové délky od 10 nm po 10 pm. Zdrojem tohoto záření pocházejícím z vesmíru jsou neutronové hvězdy a akreční disky černých děr. V pozemských podmínkách si ho lze vyrobit brzděním velmi rychlých elektronů kovovým terčem. Toto záření prochází předměty, ionizuje, sterilizuje, používá se např. v medicíně. Jako detektor se využívá fotografická deska nebo speciální kamery, např. kamera Medipix-4 vyvinutá pro CERN.

Gama oblast – vlnová délka kratší než 10 pm, vzniká radioaktivním rozpadem nebo pomocí synchrotronu, záření prochází předměty, sterilizuje, vytváří radioizotopy. Spektrální oblasti rentgenového a gama záření se částečně překrývají. Jak konkrétní záření nazveme, závisí na jeho zdroji.

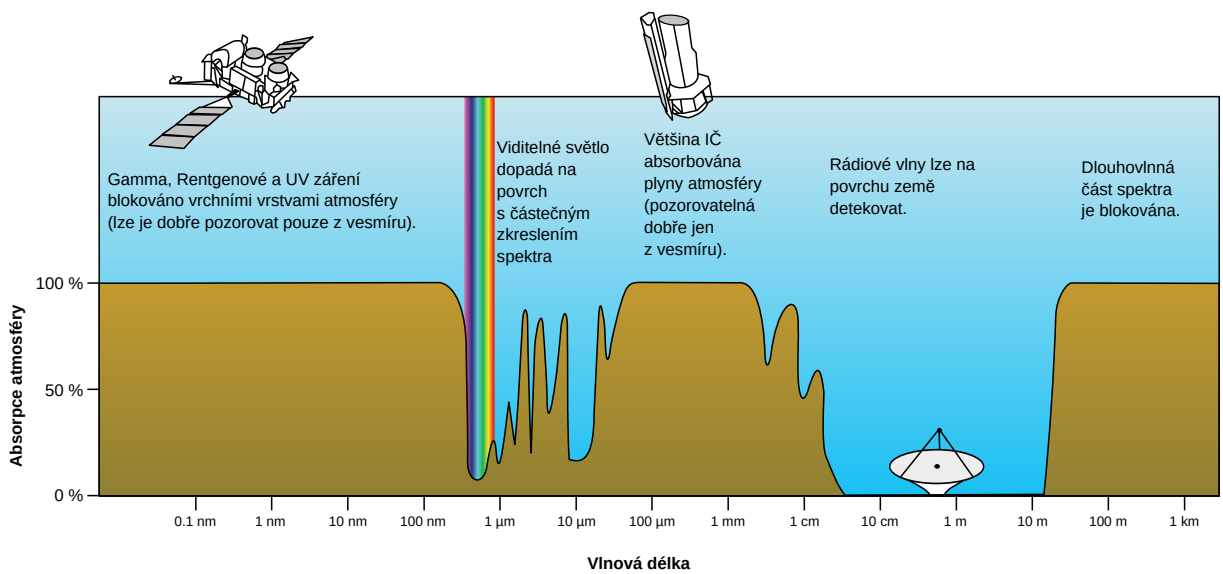
1.2 Informační okna

Informačními okny máme na mysli spektrální oblasti, které lze použít pro přenos informace pomocí elektromagnetického záření. Moderní zdroje i detektory jsou optimalizovány tak, aby v těchto oblastech měly co nejlepší vlastnosti. Optická komunikace může probíhat ve volném prostoru nebo v optických vláknech, popř. vlnovodech. Oproti elektrickým signálům má výhodu rychlosti a možnosti multiplexace, tj. více komunikačních linek lze přenášet pomocí jednoho optického vlákna.

V minulosti se používala hlavně dlouhovlnná rádiová oblast elektromagnetického spektra, která se odráží od ionosféry a lze ji tedy zachytit i v oblasti geometrického stínu nebo za horizontem. Nicméně tato oblast spektra je výrazně rušena atmosférickými jevy. V případě satelitní komunikace nebo při volném šíření mezi vzdálenými místy na povrchu Země je nutné vzít v úvahu spektrální propustnost atmosféry (obr. 1.2). Viditelné světlo lze použít jen omezeně, jelikož je absorbováno oblačností. Pro komunikaci zůstávají tedy jen určité oblasti infračervené části spektra.

1.2.1 Optická vlákna

Optická vlákna mohou přenášet signál na velké vzdálenosti bez přílišných ztrát, protože pracují na principu totálního odrazu. Momentálně nejrozšířenější křemenná vlákna lze použít ve třech oblastech blízké IČ – okolo 830 nm, 1 300 nm a 1 550 nm. Novější vlákna (fluoridová a chalkogenní skla) jsou navržena tak, aby s minimálními ztrátami (0.01 dB/km) mohla vést co nejširší část spektra. Jedním optickým vláknem lze tedy přenášet řádově desítky komunikačních kanálů



Obrázek 1.2: Spektrum absorpce zemské atmosféry (převzato a upraveno z [5]).

na vlnových délkách, které jsou od sebe vzdálené pouze jednotky nanometrů. Tato masivní multiplexace výrazně zvyšuje přenosovou kapacitu optického vlákna, nicméně také klade vysoké nároky na generaci a zpracování signálů. Zdroje záření musí být stabilní natolik, aby se centrální vlnová délka jednotlivých kanálů neposunula a nedošlo k přeslechu mezi jednotlivými komunikačními linkami.

1.3 Radiometrie

Radiometrie (*radiometry*) je součástí metrologické optiky, zabývá se energetickými vlastnostmi optického záření. V této kapitole se seznámíme se základními radiometrickými veličinami, které popisují tyto energetické vlastnosti v čase a prostoru.

Dalším oborem metrologické optiky je *fotometrie* (*photometry*). Ta se také zabývá energetickými vlastnostmi optického záření, ale tyto vlastnosti jsou posuzovány podle účinků světla na lidské oko, popř. na jiné optické detektory (fotovoltaické články).

Energie elektromagnetického záření se nemění spojitě, ale po jednotlivých kvantech, což je zvláště patrné v případě nízkých intenzit a vyšších frekvencí. Pro tato kvanta elektromagnetického záření se vžil pojmenování fotonů. K energetickému popisu fotonů přísluší **fotonové veličiny**. Energie jednoho fotonu se spočítá z frekvence ν , popřípadě z vlnové délky λ , podle známého vztahu

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad \text{v joulech, nebo podle} \quad E = \frac{hc}{e\lambda} \quad \text{v elektronvoltech.} \quad (1.1)$$

Dosadíme-li přibližnou hodnotu Planckovy konstanty $h \approx 6.626 \times 10^{-34}$ J s a rychlost světla ve vakuu $c \approx 2.998 \times 10^8$ m/s, potom pro foton s vlnovou délkou $\lambda = 555$ nm dostaneme energii $E = 3.58 \times 10^{-19}$ J = 2.2 eV. Pro převod jsme použili přibližnou velikost elementárního náboje $e \approx 1.602 \times 10^{-19}$ C. Energie fotonů viditelného světla se pohybuje od 1.5 eV do 3 eV, což jsou jednoduše zapamatovatelná čísla, a proto se jednotka elektronvolt v optice často používá. Pro tento přibližný výpočet není třeba dosazovat hodnoty konstant na více desetinných míst. Nicméně připomeňme, že přesné hodnoty používaných veličin z SI [6] jsou uvedeny v závěrečné kapitole nazvané Seznam použitých symbolů.

V následujícím seznamu bude zmíněna většina používaných termínů a veličin. Veličiny jsou závislé na vlnové délce (disperze), tj. hodnota veličiny je různá pro různé hodnoty λ . Pro jednoduchost budeme tuto spektrální závislost vynechávat s tím, že jsou veličiny přeintegrovány přes

celé spektrum. Fotometrické a fotonové veličiny s jednotkami budou uváděny za odpovídající radiometrickou veličinou.

1.3.1 Přehled pojmů a veličin

V této sekci uvádíme pojmy a veličiny seskupené v pořadí radiometrické, fotometrické a fotonové. Radiometrické veličiny jsou v jednotkách SI, fotometrické jsou ve vedlejších jednotkách SI a jednotky fotonových veličin jsou vztaheny k počtu fotonů [4, 6].

Zdroj záření (*radiant source*)

Objekt, který na základě různých fyzikálních principů emituje elektromagnetické záření. Zdroje záření rozdělujeme na **bodové**, kdy lze zanedbat plošnou velikost vzhledem k pozorovací vzdálenosti, a na **plošné**. Fotometrický ekvivalent je **světelný zdroj** (*light source*), fotonový ekvivalent je **zdroj fotonů**.

Zářivá energie Q_r [J = kgm²/s²] (*radiant energy*)

Energie vyslaná, přenesená nebo přijatá formou elektromagnetického záření.

světelné množství – Q_v [lm s] (*quantity of light*), jednotka lm značí lumen.

počet fotonů – n [1]

Hustota zářivé energie w_r [J/m³] (*radiant energy density*)

Množství zářivé energie v jednotkovém objemu. Tato veličina se často objevuje ve spojitosti s prahem poškození či zničení optických komponent.

Zářivý tok $\Phi_r = \frac{dQ_r}{dt}$ [W] (*radiant power/flux*)

Výkon (energie za čas) elektromagnetického záření vyslaný zdrojem, přenesený nebo přijatý.

světelný tok – $\Phi_v = \frac{dQ_v}{dt}$ [lm] (*luminous flux*)

Pro vlnovou délku 555 nm (největší citlivost lidského oka) platí převod 1 W = 683 lm.

fotonový tok – Φ_p [s⁻¹] (*photon flux*), počet fotonů za sekundu

Vyzařování $M_r = \frac{d\Phi_r}{dS}$ [W/m²] (*radiant excitance*)

Množství zářivého toku emitovaného z jednotkové plochy zdroje do všech směrů. Tato veličina se používá pro charakterizaci plošných zdrojů světla.

světlení – M_v [lm/m²] (*luminous excitance*)

fotonové vyzařování – M_p [s⁻¹m⁻²] (*photon excitance*)

Zářivost $I_r = \frac{d\Phi_r}{d\Omega}$ [W/sr] (*radiant intensity*)

Množství zářivého toku emitovaného do jednotkového prostorového úhlu, používá se pro popis bodových zdrojů světla.

svítivost – I_v [cd] (*luminous intensity*)

1 cd (candela) je jednou z vedlejších jednotek SI, je definována jako spektrální hustota svítivosti zdroje, který vysílá monochromatické světelné záření o frekvenci 540×10^{12} Hz (555 nm) a který má v tomto směru zářivost 1/683 W/sr.

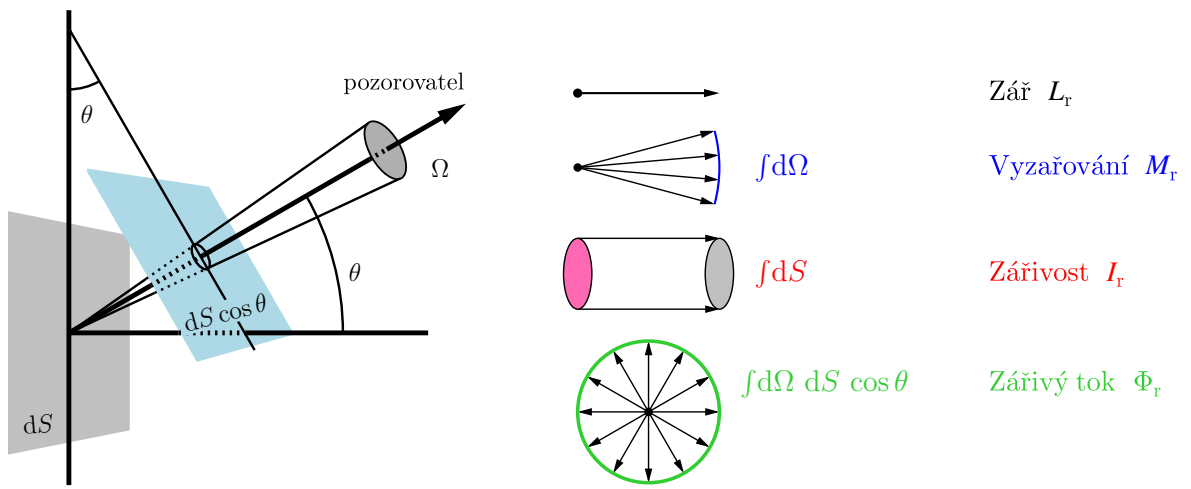
fotonová zářivost – I_p [s⁻¹sr⁻¹] (*photon intensity*)

Zář $L_r = d\Phi_r / (d\Omega dS \cos \theta)$ [W/sr/m²] (*radiance*)

Zář je definována jako zářivost jednotkového povrchu viděného pod úhlem θ (obr. 1.3). Kombinuje tedy plošnou závislost intenzity vyzařování a úhlovou závislost zářivosti. Pro kosinový zářič (konstantní zář do všech směrů) platí vztah $M_r = \pi L_r$.

Jas – L_v [nt = cd/m²] (*luminance*) Jednotka nt se čte jako nit.

Fotonová zář – L_p [s⁻¹sr⁻¹m⁻²] (*photon radiance*)



Obrázek 1.3: Vlevo plošný kosinový zářič sledovaný pod úhlem θ , vpravo geometrické aspekty vzájemných vztahů radiometrických veličin.

Shrňme si nyní některé vztahy dosud představených veličin. Celkový zářivý tok ze zdroje o ploše S je: $\Phi_r = \int_S M_r dS$. Vyzařování zdroje M_r se vypočte integrací přes prostorový úhel Ω , do kterého zdroj vyzařuje: $M_r = \int_{\Omega} L_r d\Omega$. V případě plošného kosinového (lambertovského) zářiče je výsledkem integrace konstantní faktor π , tedy $M_r = \pi L_r$. Celkovou zář L_r získáme integrací přes celé spektrum frekvencí, popřípadě vlnových délek: $L_r = \int_{\nu} L_r(\nu) d\nu = \int_{\lambda} L_r(\lambda) d\lambda$.

Máme-li zdroj tvaru koule o poloměru r , potom má celkový zářivý tok vyzařovaný do celého okolního prostoru tvar

$$\Phi_{\text{vyz}} = 4\pi I_r = 4\pi r^2 M_r = 4\pi^2 r^2 L_r. \quad (1.2)$$

Často nás zajímá zářivý tok, který dopadá na detektor o poloměru vstupní apertury ρ ve vzdálenosti d od zdroje. Tento zářivý tok můžeme díky homogenitě vyzařování určit z poměru ploch: $\Phi_r / \Phi_{\text{vyz}} = \pi \rho^2 / 4\pi d^2$.

Příklady zdrojů jasu:

rubínový laser – 10^{18} nt	modrá obloha – 8 000 nt
atomová bomba – 10^{12} nt	plamen svíčky – 5 000 nt
hvězda Sirius – 1.5×10^{10} nt	Měsíc – 2 500 nt
Slunce v zenitu – 1.6×10^9 nt	zamračená obloha – 40 nt
	noční obloha – 5×10^{-5} nt

Ozářenost $E_r = \frac{d\Phi_r}{dS}$ [W/m^2] (*irradiance*)

Veličina popisuje množství zářivého toku dopadajícího na jednotkovou plochu.

Osvětlení – E_v [$\text{lx} = \text{lm}/\text{m}^2$] (*illuminance*) Jednotka lx se čte jako lux.

Fotonová ozářenost – E_p [$\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}$] (*photon irradiance*)

Zdroje osvětlení zemského povrchu:

Slunce v zenitu – 10^5 lx	Měsíc v úplňku – 0.2 lx
poledne ve stínu – 10^4 lx	hvězdná bezměsíčná noc – 0.001 lx
zamračená obloha – 100 až 1 000 lx	tmavá noc – 0.000 1 lx

Dávka ozáření $H_r = \int_0^t E_r(t) dt$ [J/m^2] (*radiance exposure*)

Intenzita ozáření jednotkové plochy za daný časový interval, používá se též termín expozice.

Osvit – H_v [$\text{lx}\cdot\text{s}$] (*light exposure*)

Fotonová dávka ozáření – H_p [m^{-2}] (*photon exposure*)

1.4 Zákony vyzařování

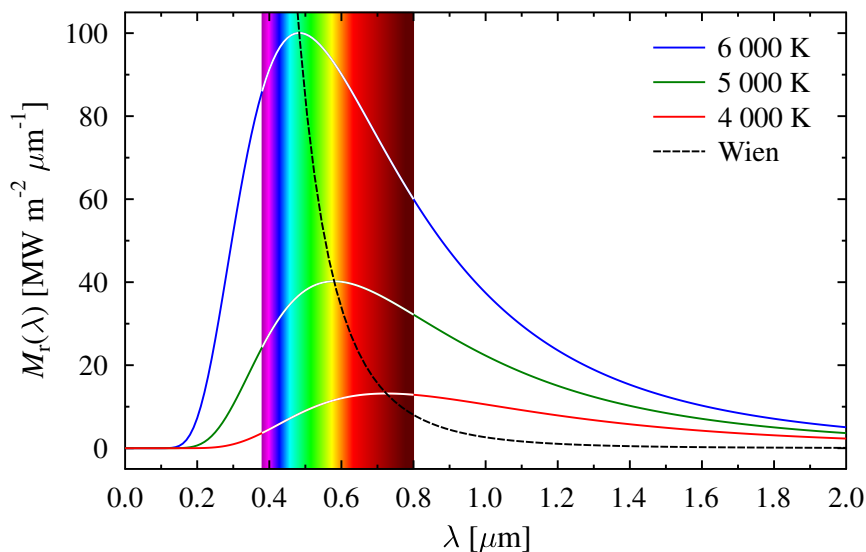
V souvislosti s radiometrickými veličinami si uvedeme několik dalších, v optice často používaných, výrazů a zákonů. Zde už musíme upustit od zjednodušení spektrální nezávislosti veličin, protože tyto zákony vyzařování popisují spektrální průběh vyzařování podle teploty tělesa.

Jako idealizovaný zdroj záření se zavádí (absolutně) **černé těleso**. Toto těleso absorbuje veškeré záření všech vlnových délek, které na něj dopadá, a zároveň vyzařuje na různých vlnových délkách v závislosti na své teplotě. V souvislosti s černým tělesem se zavádí emisivita (popř. spektrální emisivita) jako poměr intenzity vyzařování zkoumaného a černého tělesa o stejné teplotě. Emisivita je vždy menší než jedna, jelikož reálná tělesa nikdy nemohou vyzařovat jako ideální černé těleso. O tělese mluvíme, že je **šedý zářič**, pokud je spektrální emisivita konstantní pro všechny vlnové délky. Pokud konstantní není, pak těleso nazýváme **selektivním zářičem** a člověk ho vnímá jako zdroj s určitým barevným odstínem.

Zákony vyzařování se postupně historicky vyvíjely. První zákon formuloval v roce 1859 G. R. Kirchhoff, který také definoval pojem černé těleso. **Kirchhoffův zákon** říká, že má-li těleso určitý spektrální průběh koeficientu absorpce, potom stejný průběh bude mít i spektrální emisivita. Dá se říct, že pokud těleso dobře absorbuje určitou část spektra, tak i snadněji v této spektrální oblasti bude vyzařovat.

V roce 1879 byl formulován tzv. **Stefanův-Boltzmannův zákon vyzařování**. Ten byl odvozen z experimentálních dat a až později byl teoreticky interpretován pomocí zákonů termodynamiky. Tento zákon říká, že vyzařování (integrál spektrálního vyzařování přes celé spektrum) je úměrné čtvrté mocnině teploty s konstantou úměrnosti $\sigma_{\text{SB}} = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$, tedy $M_{\text{T}} = \sigma_{\text{SB}}T^4$. Podle tohoto zákona lze bezkontaktně zjistit efektivní teplotu objektů.

Wienův posunovací zákon byl formulován v roce 1893 a určuje vlnovou délku, na kterou připadá maximum spektrálního vyzařování, $\lambda_{\text{max}}[\mu\text{m}] = 2898/T$. Ve zkratce se dá interpretovat tak, že čím má těleso vyšší teplotu, tím jsou tělesem intenzivněji vyzařovány kratší vlnové délky, viz obr. 1.4. Například těleso s teplotou 5800 K (Slunce) vyzáří nejvíce energie v žlutozelené oblasti viditelného světla. Těleso o teplotě 309 K (lidské tělo) vyzařuje okolo 10 μm . Na bázi Wienova posunovacího zákona fungují subjektivní pyrometry, které určují tzv. barevnou teplotu světla, což je důležitý parametr např. u nových LED svítidel.



Obrázek 1.4: Vyzařovací charakteristika tělesa pro tři uvedené teploty. Maxima jsou proložena přerušovanou čarou podle Wienova posunovacího zákona.

Posledním vážným pokusem o klasický popis záření černého tělesa je **Rayleighův-Jeansův zákon** z roku 1900, který má tvar

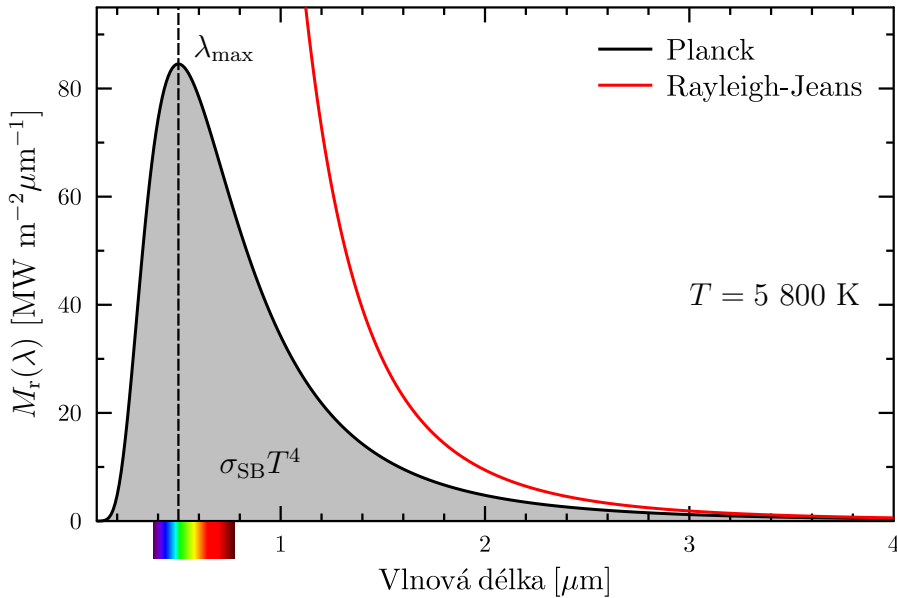
$$M_r(\lambda) = \frac{2\pi ck_B T}{\lambda^4}, \quad M_r(\nu) = \frac{2\pi\nu^2 k_B T}{c^2}, \quad (1.3)$$

kde $k_B = 1.380\,662 \times 10^{-23}$ J/K je Boltzmannova konstanta. Tento zákon platí dostatečně přesně v dlouhovlnné části spektra, ale pro velmi krátké vlnové délky by se blížilo spektrální vyzařování nekonečnu. Pro toto nefyzikální chování Rayleighova-Jeansova zákona se vžil název ultrafialová katastrofa.

Správný a úplný popis vyzařování černého tělesa podal ještě v témže roce 1900 Max Planck. Prokázal, že energie záření není absorbována nebo emitována spojitě, ale po jednotlivých kvantech záření $h\nu$. **Planckovým zákonem** záření černého tělesa

$$M_r(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1 \right)}, \quad M_r(\nu) = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2 \left(e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right)} \quad (1.4)$$

se datuje počátek kvantové teorie. Obrázek 1.5 ukazuje porovnání intenzit vyzařování černého tělesa o teplotě 5 800 K podle Rayleighova-Jeansova a podle Planckova zákona.



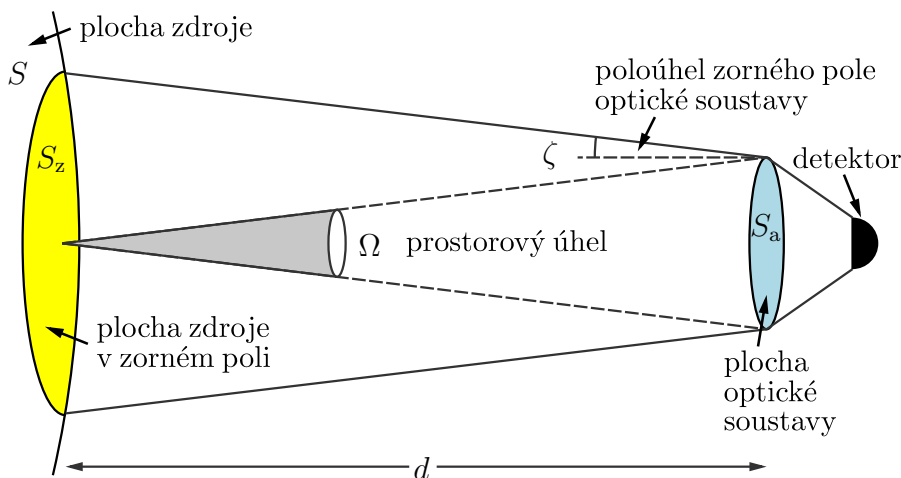
Obrázek 1.5: Vyzařovací charakteristika Slunce podle Rayleighova-Jeansova (1.3) a Planckova zákona (1.4). Šedá plocha pod křivkou odpovídá Stefanovu-Boltzmannovu zákonu.

1.5 Šíření mezi zdrojem a detektorem

Teď, když známe základní veličiny popisující vyzařování těles a veličiny popisující intenzitu světla dopadajícího, je potřeba tyto dvě kategorie dát do souvislosti. Tedy musíme popsat šíření světla mezi zdrojem a detektorem. Zdroj záření je popsán spektrálním vyzařováním a velikostí zdroje. Nejčastěji se uvažuje kulové těleso, které má stejně jako bodový zdroj tu výhodu, že jako lambertovský zářič má jednoduchý převodní vztah mezi vyzařováním a září.

Mezi zdrojem a detektorem mohou být různá optická prostředí. Pokud to zrovna není vakuum, musíme započítat spektrální propustnost těchto prostředí $\mathbf{T}_P(\lambda)$. Dalším faktorem je samotný detektor a jeho případná vstupní optická soustava. Plocha optické soustavy detektoru

S_a ve vzdálenosti d od zdroje vymezuje prostorový úhel $\Omega = S_a/d^2$ (podle obr. 1.6). Optická soustava je dále definovaná poloúhlem zorného pole ζ a spektrální propustností $\mathbf{T}_O(\lambda)$, odrazivost od jednotlivých rozhraní optických prvků může být minimalizována vhodnými antireflexními vrstvami. Součástí soustavy může být i barevný nebo úzkospektrální filtr s určitou spektrální propustností $\mathbf{T}_F(\lambda)$. Musíme také brát v úvahu takový případ, kdy zdroj nebude celý v zorném poli optické soustavy, v tom případě použijeme plochu zdroje v zorném poli S_z místo plochy celého zdroje S .



Obrázek 1.6: Geometrické aspekty přenosu optického výkonu.

Spektrální optický výkon dopadající na plochu detektoru se započítáním všech geometrických a spektrálních aspektů lze vypočítat podle vzorce

$$\Phi_r(\lambda) = \frac{S_z S_a \mathbf{T}_P(\lambda) \mathbf{T}_O(\lambda) \mathbf{T}_F(\lambda) L_r(\lambda)}{d^2}. \quad (1.5)$$

Pokud se zaměříme jen na úzkou oblast spektra (úzkopásmová citlivost detektoru, popř. propustnost filtru), a pokud můžeme předpokládat, že v detekované oblasti spektra se spektrální veličiny příliš nemění, potom můžeme v předchozím vzorci zaměnit spektrálně závislé veličiny za střední hodnoty těchto veličin přes uvažované spektrum a násobit výkon šířkou spektra. Dostaneme tedy zjednodušený vztah

$$\Phi_r \approx \frac{S_z S_a \mathbf{T}_P(\lambda_0) \mathbf{T}_O(\lambda_0) \mathbf{T}_F(\lambda_0) L_r(\lambda_0) \Delta\lambda}{d^2}. \quad (1.6)$$

Příklad 1.1: Vypočtete, jaký optický výkon Φ_r dopadá na zornici oka (kruhová plocha o poloměru $\rho = 2$ mm) z klasické žárovky o výkonu $\Phi_{\text{vyz}} = 100$ W ve vzdálenosti $d = 1$ m. Předpokládejme, že žárovka jako zdroj svítí rovnoměrně do všech směrů. Potom lze použít vztahy pro lambertovský zářič a nezávisle na velikosti zdroje platí, že $\Phi_{\text{vyz}} = 4\pi I_r$.

Řešení: 4π je prostorový úhel celé koule, my potřebujeme zjistit výkon vyzářený jen do malého prostorového úhlu Ω vymezeného plochou zornice $S = \pi\rho^2$, tedy $\Omega = \frac{S}{d^2}$. Dopadající optický výkon je roven součinu prostorového úhlu a zářivosti $\Rightarrow \Phi_r = \Omega I_r = \frac{\Phi_{\text{vyz}} \rho^2}{4d^2}$.

Výsledek: $\Phi_r = \frac{100 \times 4 \times 10^{-6}}{4 \times 1} \text{ W} = 0.1 \text{ mW}$.

Poznámka: Zářivý výkon žárovky je sice 100 W, ale převážná část tohoto výkonu spadá do infračervené (tepelné) oblasti. Světlocitlivé buňky lidského oka zaznamenávají pouze 2% z tohoto zářivého výkonu, které odpovídají světelnému výkonu žárovky v jednotkách lm. Blízké infračervené záření nevidíme, nicméně může projít až na sítnici oka a trvale ji poškodit.

Příklad 1.2: Kulové černé těleso poloměru $r = 1$ m a teploty $T = 1000$ K je sledováno detektorem ze vzdálenosti $d = 1000$ m. Detekční systém zahrnuje vstupní aperturu o poloměru $\rho = 5$ cm, polohel zorného pole $\zeta = 0.1^\circ$, detekční vlnová délka $\lambda = 1 \mu\text{m}$ s šířkou pásma $\Delta\lambda/\lambda = 1\%$, účinnost optického systému je $\eta = 50\%$.

- a) Vypočítejte zář L_r v rovině detektoru, energii dopadající na detektor a počet fotonů dopadajících na detektor za sekundu.
b) Co se změní, jestliže bude mít černé těleso poloměr 10 m místo 1 m?

Výsledky:

a) Zář v rovině detektoru spočítáme podle vztahu (1.4) s využitím vztahu $L_r = M_r/\pi$:
 $L_r(\lambda) = 6.72 \times 10^7 \text{ Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}$. Pokud započítáme spektrální šířku filtru před detektorem, dostaneme $L_r(\lambda)\Delta\lambda = 672 \text{ mWm}^{-2}\text{sr}^{-1}$.

Obdobně můžeme postupovat při výpočtu záře jako funkce frekvence. Využijeme toho, že $\Delta\nu/\nu = \Delta\lambda/\lambda = 1\%$, $L_r(\nu) = 2.25 \times 10^{-13} \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{Hz}^{-1}$. Zář v rovině detektoru vyjde tentokrát mírně odlišně $L_r(\nu)\Delta\nu = 674 \text{ mWm}^{-2}\text{sr}^{-1}$, díky zaokrouhlovacím chybám.

Celkový zářivý tok z kulového zdroje do všech směrů je: $\Phi_{\text{vyz}} = 4\pi^2 r^2 L_r = 26.5 \text{ W}$. Na detektor dopadá poměrná část $\Phi_r = \Phi_{\text{vyz}}\rho^2/(4d^2) = 1.66 \times 10^{-8} \text{ W}$. Bylo samozřejmě nutné ověřit, že celé černé těleso se vejde do zorného pole detektoru, $S = 3.14 \text{ m}^2$, $S_z = 9.57 \text{ m}^2$, $S < S_z$.

Optický systém detektoru propustí jen 50% výkonu, tedy $8.29 \times 10^{-9} \text{ W}$. Energie fotonu na sledované vlnové délce je $E_{1 \mu\text{m}} = 1.99 \times 10^{-19} \text{ J}$, z čehož určíme počet fotonů $\Phi_p = 4.17 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

b) Černé těleso o poloměru 10 m se již celé nevejde do zorného pole detektoru: $S = 314 \text{ m}^2$, $S_z = 9.57 \text{ m}^2$, $S_z < S$. Zář L_r zůstává stejná, jako pro případ a). Se započtením toho, že detektor vidí pouze plochu S_z , vychází zářivý tok $\Phi_r = 5.05 \times 10^{-8} \text{ W}$. Zohledníme opět propustnost optické soustavy 50% a dostaneme počet fotonů $\Phi_p = 1.27 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$.

Příklad 1.3: Využijte Planckův zákon pro frekvenční spektrum vyzařování (1.4) a spočítejte hodnotu konstanty Stefanova-Boltzmannova zákona, σ_{SB} .

Řešení: Postupujeme přímou integrací,

$$M_r = \int_0^\infty \frac{2\pi h\nu^3 d\nu}{c^2 \left(e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right)} = \frac{2\pi k_B^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma_{\text{SB}} T^4.$$

Výsledek: Dosazením konstant získáme $\sigma_{\text{SB}} = (2\pi^5 k_B^4 / 15c^2 h^3) = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$.

1.6 Polovodiče

Detekce záření se provádí pomocí interakce světla s vhodným materiálem, ze kterého je detektor vyroben. Velká část detektorů využívá polovodičové materiály, což je výhodné i proto, že je možné využívat pro výrobu detektorů rozvinuté polovodičové technologie. Pro porozumění popisu funkce těchto detektorů jsou proto nutné základní znalosti z fyziky pevných látek. V tomto úvodu zopakujeme pouze některé základní pojmy. Pro podrobnější studium můžeme doporučit některou učebnici základů pevných látek, které jsou dnes běžně dostupné [1, 7, 8].

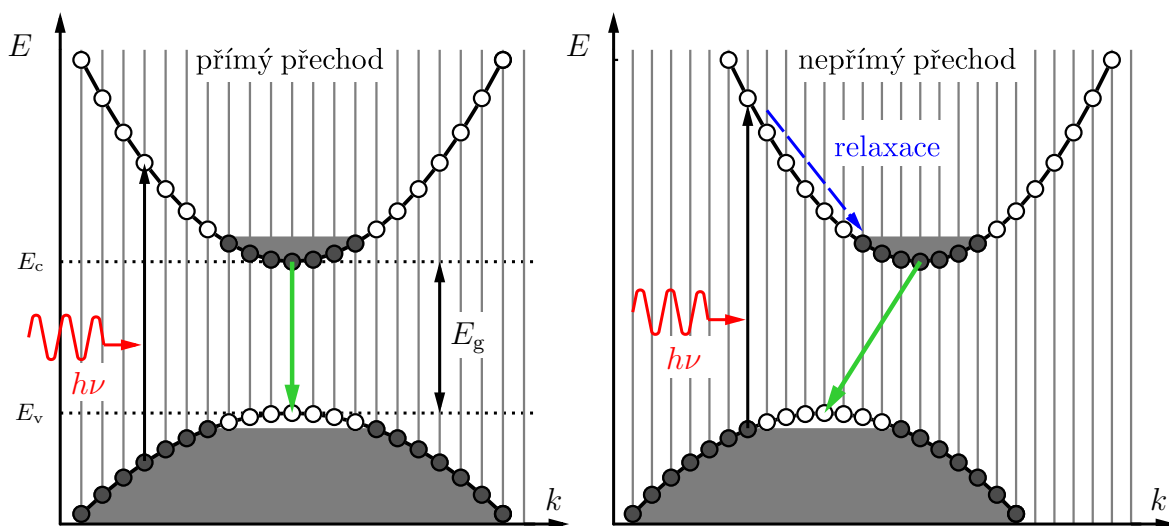
Polovodiče jsou materiály s vlastnostmi na rozhraní mezi hodnotami pro izolanty a pro vodiče. Měrná vodivost polovodičů je typicky v rozmezí od 10^{-8} do $10^3 \Omega \text{ cm}^{-1}$. Obrovskou

výhodou polovodičů je to, že jejich vodivost dokážeme měnit. Malou vodivost mají čisté polovodiče bez příměsí, o mnoho řádů vyšší vodivost mají dopované polovodiče.

Charakteristické vlastnosti polovodičů vyplývají z periodického uspořádání atomů daného polovodiče v krystalové mřížce. Nejznámějším zástupcem polovodičů je křemík, jehož atomy tvoří diamantovou strukturu. Elektrony na vnitřních slupkách (1s, 2s orbitály) jsou lokalizované u jader a nepřispívají tedy k vodivosti. Naproti tomu 3s a 3p orbitály vytvářejí vazby mezi atomy krystalu. Díky vzájemné interakci sousedních atomů se rozšíří jejich energetické hladiny na energetické pásy. Vznikne-li krystal polovodiče z N atomů, bude každý pás představovat $2N$ diskrétních energetických hladin, které jsou ale tak blízko u sebe, že je vhodné je popsat jako spojitý pás. V případě polovodičů zavádíme značení, kdy poslední, elektrony zcela obsazený pás, nazýváme **valenčním** a první, zcela prázdný pás, pak **vodivostním**. Mezi těmito pásy se nachází **pás zakázaných energií**, jehož šířku E_g nazýváme šířkou zakázaného pásu (*band gap*), viz obr. 1.7 vlevo.

Chování elektronů v polovodiči je podřízeno Pauliho vylučovacímu principu, tzn., že dva elektrony se nesmí zároveň nacházet ve stejném kvantovém stavu. Pro označení jednotlivých stavů v pásu se jako unikátní kvantové číslo používá vlnový vektor a spin. Při teplotě absolutní nuly zaplní elektrony stavy s nejmenší možnou energií. Proto je při teplotě 0 K vodivostní pás vždy zcela prázdný a valenční pás zcela zaplněn, polovodič se proto chová jako izolant. Jak teplota vzrůstá, dochází k termální excitaci nosičů náboje a polovodič může vést elektrický proud.

Přechod elektronu z valenčního do vodivostního pásu (*excitace*) může být způsoben buď absorpcí fotonu s energií větší než E_g , nebo díky elektrickému poli přiloženému na polovodič z externího zdroje přes ohmické kontakty. Při přechodu elektronu do vodivostního pásu zůstane ve valenčním pásu jedno neobsazené místo neboli díra. Kolektivní chování elektronů ve valenčním pásu můžeme jednoduše popsat pomocí kvazičástice **díry**, která se chová jako částice s kladným nábojem. Elektrony ve vodivostním pásu polovodiče i díry ve valenčním pásu představují mobilní nosiče náboje a látka je díky nim schopná vést elektrický proud. Čím větší je počet excitovaných volných nosičů, tím je i větší vodivost materiálu. Pokud elektron přeskočí zpět z vodivostního do valenčního pásu, dojde k tzv. **rekombinaci**, přičemž se uvolněná energie může vyzářit ve formě fotonu. Proces, při kterém dochází k této zářivé rekombinaci, se označuje jako **luminiscence**. Měření spekter luminiscence je metoda, která umožňuje určit šířku zakázaného pásu daného materiálu. Proces zářivé rekombinace lze stimulovat vytvořením rezonátoru. Polovodič se tak

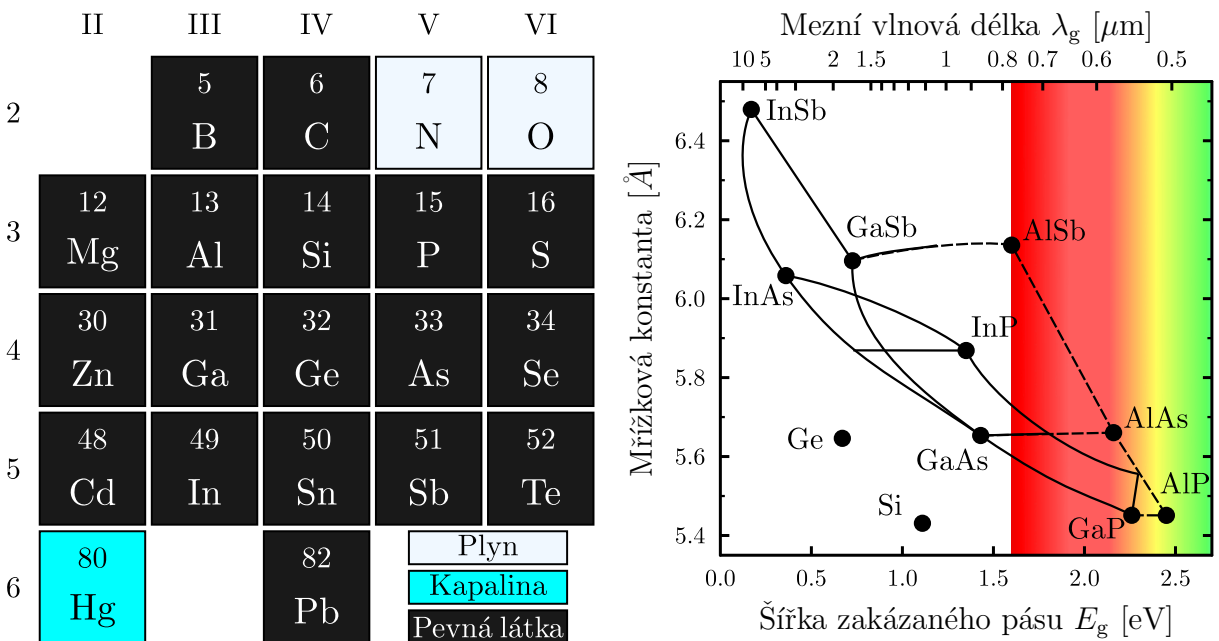


Obrázek 1.7: Tvar energetických pásů v závislosti na velikosti vlnového vektoru v případě přímého přechodu (vlevo) a nepřímého přechodu (vpravo).

stává aktivním prostředím, čehož se využívá pro konstrukci laserových diod.

1.6.1 Přímý a nepřímý zakázaný pás

Pokud budeme chtít popsat závislost energie na velikosti vlnového vektoru k pro stavy blízko minima vodivostního pásu, můžeme ji aproximovat kvadratickou funkcí (viz horní parabola v obr. 1.7). Pro díry ve valenčním pásu na hraně zakázaného pásu lze energetickou závislost aproximovat spodní parabolou směřující dolů. Pokud odpovídají tyto lokální extrémy obou pásů stejné hodnotě vlnového vektoru, mluvíme o tzv. **přímém přechodu** (obr. 1.7 vlevo). V případě **nepřímého přechodu** (obr. 1.7 vpravo) je pro rekombinaci elektronu s dírou potřeba navíc dodat hybnost, aby pro tento proces platil zákon zachování hybnosti. Proto se materiály s nepřímým zakázaným pásem nehodí jako zdroje světla. Neochota k rekombinaci je pro změnu výhodná při detekci, kdy rychlá rekombinace snižuje účinnost detektoru.



Obrázek 1.8: Vlevo: výsek periodické tabulky prvků. Vpravo: vlastnosti polovodičových materiálů a slitin (převzato a upraveno z [1]).

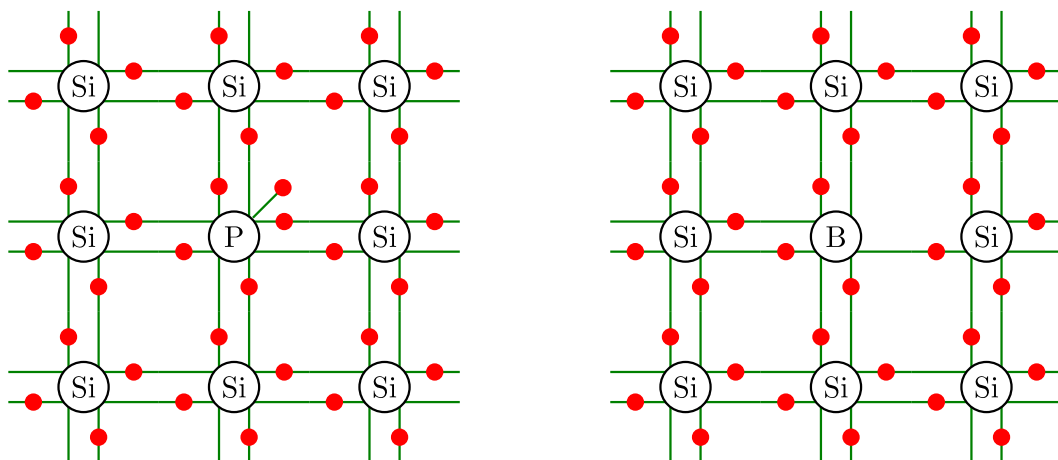
Podle pozice daného prvku v periodické tabulce (obr. 1.8) dělíme polovodiče a polovodičové slitiny do těchto skupin:

Elementární polovodiče – prvky IV skupiny, nejčastěji používané jsou křemík (Si) a germanium (Ge), oba prvky mají nepřímý přechod.

Binární polovodiče – slitina dvou prvků. Typické III–V polovodiče jsou např. GaAs, GaN. Možné jsou i II–VI polovodiče, např. CdTe, ZnS.

Ternární polovodiče – vážená směs dvou prvků z III, resp. V skupiny, a jednoho prvku z V, resp. III skupiny, změnou poměrů mezi prvky získáváme možnost ladit mřížkovou konstantu (důležité pro spojování různých materiálů) a také šířku zakázaného pásu. Známým příkladem III–V polovodiče je GaAlAs a II–IV polovodiče HgCdTe.

Kvaternární polovodiče – vážená směs dvou prvků z III a dvou prvků z V skupiny umožňuje přidat další stupeň volnosti.



Obrázek 1.9: Znázornění vazeb atomů v mřížce dopovaného polovodiče, vlevo n-typ s přebyvajícím elektronem, vpravo p-typ s chybějícím elektronem.

Polovodiče ze IV skupiny mají 4 valenční elektrony a ty vytvářejí vazby se čtyřmi sousedy v diamantové struktuře. Obdobně je tomu i u III–V polovodičů, kdy na pár atomů kationt-aniont připadá také 8 elektronů. Vlastnosti polovodiče lze výrazným způsobem změnit přidáním dopantů. Malá příměs prvku ze skupiny V (donor) do polovodiče skupiny IV způsobí přebytek elektronů coby volných nosičů – **n-typ** (n-dopovaný polovodič, obr. 1.9 vlevo). Naopak příměs prvku ze skupiny III (akceptor) způsobí přebytek volných děr – **p-typ** (p-dopovaný polovodič, obr. 1.9 vpravo). Polovodiče bez příměsí nazýváme **intrinsické (vlastní)**, s příměsí pak **extrin-sické (nevlastní)** polovodiče.

Spojením dopovaných polovodičů typu p a typu n vznikne **p-n přechod**. Díky skokové změně v koncentraci elektronů a děr v obou částech p-n přechodu dojde k difuzi volných elektronů z n-dopované části do p-dopované části, kde zrekombinují s dírami. Tímto vznikne na rozhraní oblast vázaného prostorového náboje ionizovaných příměsí, v p-dopované části bude záporný náboj a v n-dopované části kladný náboj. Vznikne vnitřní elektrické pole, které zastaví další difuzi nosičů a je ustanovena rovnováha. Oblast prostorového náboje je ochuzená o volné nosiče náboje. Vnitřní elektrické pole navíc způsobí typické zakřivení energetických pásem na p-n přechodu.

Pokud přiložíme kladné napětí na p-kontakt a záporné na n-kontakt (**propustný směr**), dochází ke zúžení oblasti prostorového náboje a k injekci minoritních nosičů (elektronů do p-oblasti a děr do n-oblasti). Tyto minoritní nosiče způsobí, že polovodičem poteče elektrický proud, který exponenciálně poroste s velikostí přiloženého napětí. V případě záporného napětí na p-typu (**závěrný směr, závěrné napětí**), poteče obvodem jen malý konstantní proud.

Mezi p a n-typ můžeme vložit kus vlastního polovodiče, tato p-i-n dioda má potom širší ochuzenou oblast. V reálných diodách se často provádí vrstvení několika různých typů p a n dopování (např. p-p⁺-n). Pokud se mění pouze dopování, označuje se dané rozhraní jako homopřechod. Pokud se na rozhraní mění typ polovodiče, např. přechod GaAs/AlAs, nazývá se toto rozhraní heteropřechod. V energetické pásové struktuře heteropřechodů vznikají skoky, nosičům náboje se tak staví do cesty bariéry nebo jámy. Pokud pásová struktura směřuje dolů, získává elektron při pohybu v tomto směru kinetickou energii. Pokud takto získá rychle dostatečnou energii, může nárazem excitovat další volné nosiče náboje (nárazová ionizace). Heterostruktury mohou být konstruovány tak, aby se zvýšila energie zakázaného pásu mimo p-n přechod a materiál se tak stal pro světlo generované na p-n přechodu transparentní (průhledná okénka).

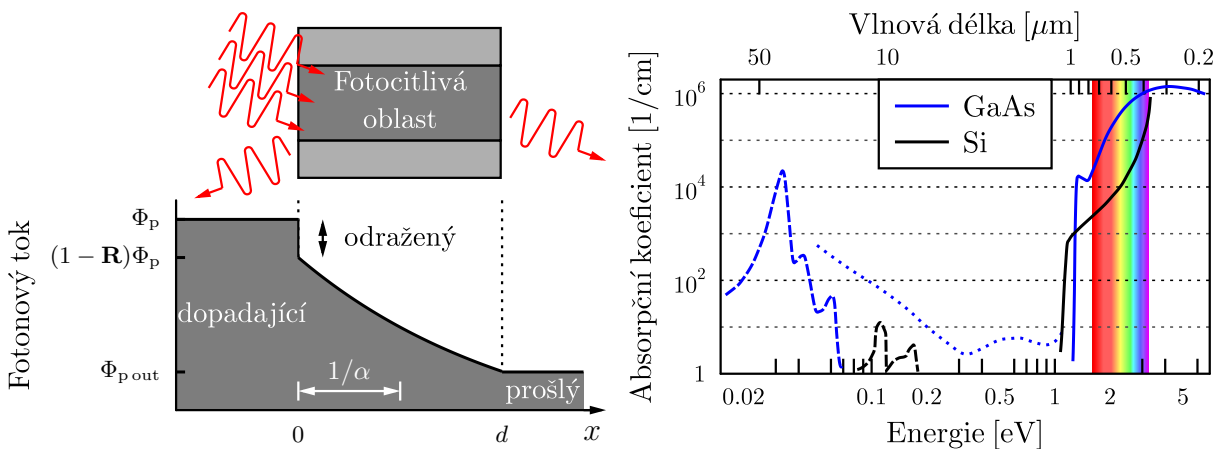
1.7 Základní obecné vlastnosti detektoru

1.7.1 Kvantová účinnost η

Kvantová účinnost (*quantum efficiency*) je základní charakteristika všech detektorů. Tato veličina nabývá hodnot od 0 do 1 podle toho, s jakou pravděpodobností se daří převést informaci o množství dopadajícího světla na elektrický signál. Přesněji to je pravděpodobnost, že jeden foton dá vzniknout nosiči náboje, který přispěje k proudu detektorem. V případě větších intenzit je kvantová účinnost dána podílem toku elektron-děrových párů ku počtu dopadajících fotonů. Kvantová účinnost detektoru se dá spočítat podle vzorce:

$$\eta = (1 - \mathbf{R})\xi(1 - e^{-\alpha d}), \quad 0 \leq \eta \leq 1. \quad (1.7)$$

Část fotonů, které dopadají na detektor, je odrazena v závislosti na odrazivosti materiálu \mathbf{R} . Část je absorbována v závislosti na koeficientu absorpce α a tloušťce materiálu d . Zbytek fotonů materiálem projde (obr. 1.10 vlevo). Konstanta ξ charakterizuje vnitřní účinnost materiálu. Ta snižuje celkovou kvantovou účinnost například proto, že elektron-děrové páry rychle rekombinují poblíž povrchu a na jiných rekombinačních centrech v důsledku nežádoucích efektů.

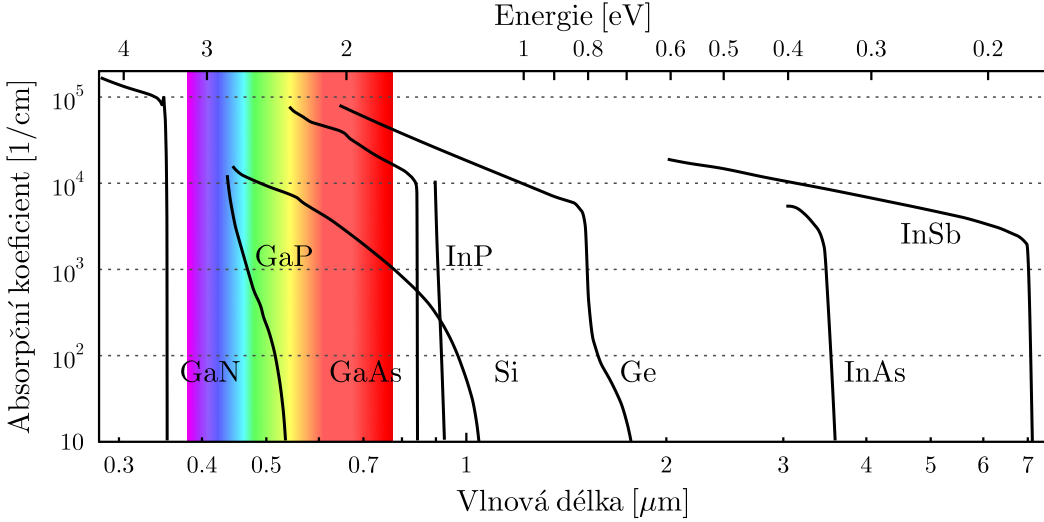


Obrázek 1.10: Vlevo: změna velikosti fotonového toku při průchodu materiálem. Vpravo: závislost absorpčního koeficientu na energii (vlnové délce) fotonu odpovídající různým procesům (převzato a upraveno z [1]). Plná čára značí mezipásové přechody, přerušovaná čára fononovou absorpcí a tečkovaná absorpci na volných nosičích.

Absorpce je zde zastoupena absorpčním koeficientem α v jednotkách cm^{-1} . Pro detekci je nejdůležitější část absorpce způsobená mezipásovými přechody, tj. kdy je elektron excitován z valenčního do vodivostního pásu (obr. 1.10 vpravo). V případě dopovaných polovodičů je také možný přechod z příměsových hladin, které jsou uvnitř zakázaného pásu, což umožňuje detekci i delších vlnových délek. Mezi další procesy, které již nepřispívají k proudu detektorem, a tedy snižují kvantovou účinnost, patří zvýšení energie elektronu ve valenčním nebo vodivostním pásu, tedy přeskok na vyšší hladinu uvnitř pásu. Pro malé energie dochází k fononové absorpci, fononem se nazývá kolektivní mód vibrace atomové mřížky. Dalším parazitním jevem, který se projevuje na hraně zakázaného pásu čistých polovodičů, je exciton. Exciton představuje vázaný stav kladné díry a záporného elektronu díky coulombovské interakci. Pro popis excitonu můžeme použít analogii s modelem atomu vodíku, který pak dává hodnoty vazebné energie excitonu v oblasti jednotek až desítek milielektronvoltů.

Spektrální závislost kvantové účinnosti detektorů kopíruje koeficient absorpce, který je pro typické materiály znázorněn v obr. 1.11. Pro vlnové délky větší než mezí (tedy energie fotonů je menší než šířka zakázaného pásu) bude materiál pro světlo transparentní. Nicméně, je-li vlnová

délka příliš krátká, k absorpci dochází těsně pod povrchem, kde je velké množství rekombinačních center (povrchová rekombinace). Dochází tedy ke snížení účinnosti. Detektor můžeme vložit do rezonátoru, světlo pak projde materiálem detektoru vícekrát, čímž efektivně zvýšíme jeho tloušťku.



Obrázek 1.11: Absorpční koeficient v závislosti na vlnové délce (energii) fotonu pro různé materiály (převzato a upraveno z [1]).

1.7.2 Citlivost \mathcal{R}

Citlivost (*responsivity*) definujeme jako podíl elektrického proudu v obvodu detektoru I a dopadajícího zářivého toku Φ_r . Je-li kvantová účinnost jednotková, potom každý foton přispěje proudem jednoho elektronu, tedy intenzita záření $\Phi_r = h\nu\Phi_p$ generuje proud $I = e\Phi_p = e\Phi_r/h\nu$. Pokud je kvantová účinnost menší než jedna, potom $I = \eta e\Phi_r/h\nu = \mathcal{R}\Phi_r$. Citlivost

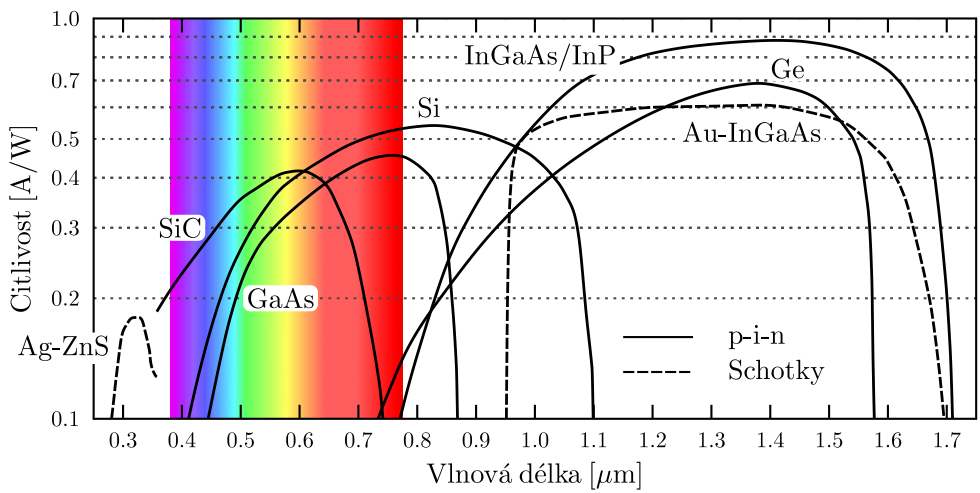
$$\mathcal{R} = \frac{\eta e}{h\nu} = \eta \frac{\lambda[\mu\text{m}]}{1.24} \text{ [A/W]} \quad (1.8)$$

je tedy úměrná jak kvantové účinnosti, tak vlnové délce. Pro delší vlnové délky citlivost klesá z důvodu závislosti kvantové účinnosti na vlnové délce (obr. 1.12). Pro velké intenzity dochází k saturaci, tj. detektor již nemá lineární odezvu. Prakticky by se detektor měl používat jen pro intenzity v lineární oblasti – lineární dynamický rozsah.

Detektor může vykazovat zisk G , což je poměr střední hodnoty počtu elektronů v obvodu detektoru na jeden pár nosičů náboje vygenerovaný dopadem fotonu. Lze ho také vyjádřit jako podíl nábojů, $G = q/e$. Zisk může být větší, menší nebo roven jedné. Zisk násobí jak proud obvodem, tak citlivost.

1.7.3 Doba odezvy

Doba odezvy (*response time*) je dána časovým průběhem proudového impulsu na výstupu detektoru. Ovlivňuje ji rozšíření doby průchodu TTS (*transition time spread*), které je charakterizováno trváním proudu v obvodu. Vygenerované nosiče náboje jsou urychlovány elektrickým polem, zároveň jsou ale brzděny nárazy do okolní atomové mřížky, které je zpomalují. Místo neustálého zrychlování se tedy ustálí konstantní *driftová rychlost* v závislosti na velikosti elektrického pole, $v = a\tau_{\text{col}}$, kde $a = eE/m_{e,h}$ je faktor zrychlení způsobený elektrickým polem E , $m_{e,h}$ je efektivní hmotnost elektronu, resp. díry, a τ_{col} je střední doba mezi srážkami. Pomocí této

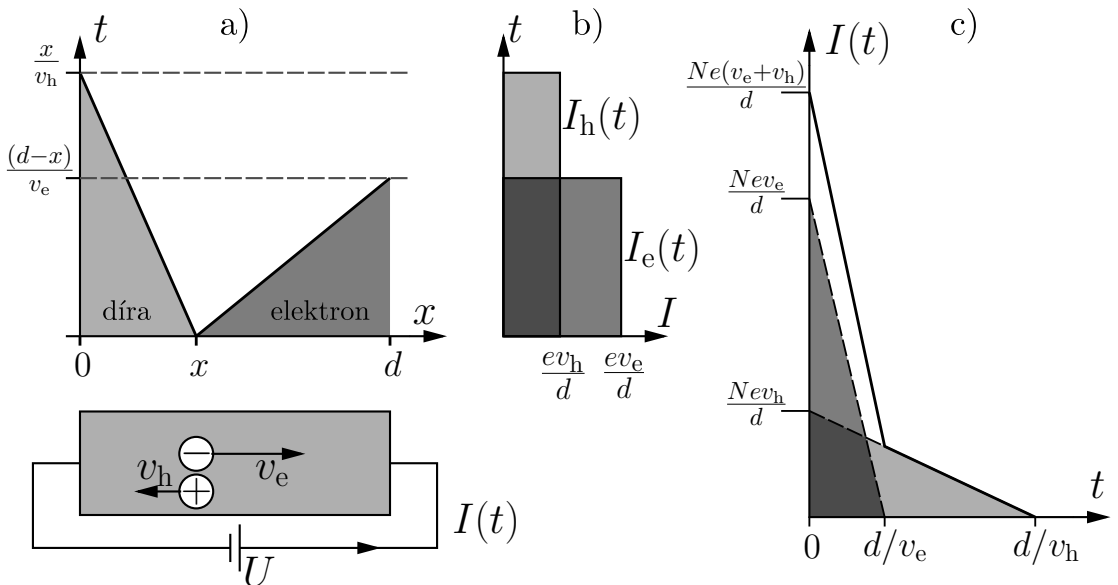


Obrázek 1.12: Cítlivost různých materiálů v závislosti na vlnové délce (převzato a upraveno z [1]).

lineární závislosti můžeme definovat **pohyblivost nosiče** $\mu_{e,h} = e\tau_{col}/m_{e,h}$ jako rychlost, kterou by dosáhl nosič náboje v jednotkovém elektrickém poli.

Podle Ramoova vztahu je závislost proudu $I(t) = \pm ev(t)/d$, kde kladný náboj $+e$ platí pro díry a $-e$ pro elektrony a d je délka polovodiče. Podle obrázku 1.13 se díry pohybují rychlostí v_h doleva a elektrony rychlostí v_e doprava. Každý nosič přispívá k proudu, dokud se pohybuje, tj. dokud nedorazí k okraji materiálu. Okraje dosáhnou za čas x/v_h , resp. $(d-x)/v_e$. V polovodičích je obecně $v_e > v_h$, takže celá doba odezvy odpovídá průchodu děr polovodičem.

Ačkoliv jsou nosiče náboje dva, elektron a díra, ve výsledku je celkový přenesený náboj q roven pouze hodnotě jednoho elementárního náboje e . Z obr. 1.13 lze dovodit proudy (I_e , I_h)



Obrázek 1.13: a) Schéma zobrazující dobu průchodu elektron-děrového páru materiálem fotodetektoru. b) Závislost elektrického proudu na čase způsobeného jedním párem nosičů po absorpci fotonu na pozici x . c) Průběh elektrického proudu v závislosti na čase v případě dopadu fotonu v náhodném místě detektoru.

a časy (t_e , t_h) a dosadit je do následujícího odvození celkového přeneseného náboje následovně,

$$q = I_h t_h + I_e t_e = e \frac{v_h}{d} \frac{x}{v_h} + e \frac{v_e}{d} \frac{(d-x)}{v_e} = e.$$

Tento výsledek můžeme také interpretovat tak, že každým místem průřezu fotodetektoru projde právě jeden nosič náboje, buď jen elektron nebo jen díra. Výsledek nezávisí na poloze x , kde byly nosiče generovány. Z předchozího je patrné, že odezva detektoru na dopad fotonu není okamžitá.

Dalším faktorem, který ovlivňuje dobu odezvy, je **RC konstanta**. Detektor má určitý odpor R a kapacitu C . Kombinace těchto dvou prvků integruje proud na výstupu detektoru, a tedy i prodlužuje dobu odezvy o $\tau_{RC} = RC$.

Mezi další charakteristiky popisující detektory světla patří poměr signálu k šumu SNR (*signal to noise ratio*), který nám dává informaci o statistických vlastnostech. Pro proud je SNR roven podílu kvadrátu střední hodnoty proudu a variance proudu. Další veličina popisující detektor je výkon odpovídající šumu – NEP (*noise equivalent power*), $NEP = \Delta I_{\text{noise}} / (\mathcal{R}G)$ v jednotkách W/\sqrt{Hz} . Zde ΔI_{noise} [A/ \sqrt{Hz}] je standardní odchylka odpovídající šumu celkového proudu, \mathcal{R} značí citlivost a G zisk detektoru. Popisu šumu detektoru se podrobněji věnuje kapitola 5.

Linearita vymezuje oblast, ve které je možné aproximovat výstupní odezvu na vstupní záření lineární závislostí. Dynamický rozsah udává poměr mezi minimální a maximální intenzitou signálu, kterou lze změřit beze ztráty informace. Spektrální odezva popisuje závislost velikosti odezvy na vlnové délce dopadajícího záření. Spektrální šířka pásma udává maximálních rozsah vlnových délek, pro které má detektor nenulovou citlivost.

Kapitola 2

Zdroje světla

Než začneme vybírat detektor pro určitou aplikaci, měli bychom nejprve zjistit parametry záření, které chceme detekovat. Většina světelného záření, se kterým se střetáváme na Zemi, přichází ze Slunce. Odpradávná ale člověk vynalézal alternativní světelné zdroje, aby viděl i v noci, aby se mohl podívat tam, kam se sluneční světlo nikdy nedostane, nebo aby mohl pomocí světla přenášet důležité informace. Prvním zdrojem umělého světla pro člověka byl určitě oheň louče, lampy nebo svíčky. Na principu toho, že rozžhavené předměty generují světlo, rozsvítil T. A. Edison v roce 1879 první žárovku. Vlákno rozsvícené žárovky dosahuje teploty přibližně 2 500 K a její spektrum odpovídá záření absolutně černého tělesa. Vyzařované spektrum je ale převážně v infračervené oblasti a do viditelné oblasti spadá pouze 2 % vyzařované energie. Dá se říci, že klasická žárovka více topí než svítí. Proto je dnes žárovka postupně vytlačována jako neekonomický zdroj světla. Pro pokojové osvětlení pracoven, kde je požadováno bílé světlo, se nyní nejčastěji používají výbojky. Jako barevné zdroje se pak prosazují různě barevné polovodičové LEDky. Pro přenos informace pomocí světla se pro změnu používají polovodičové laserové diody.

2.1 Kde se bere světlo

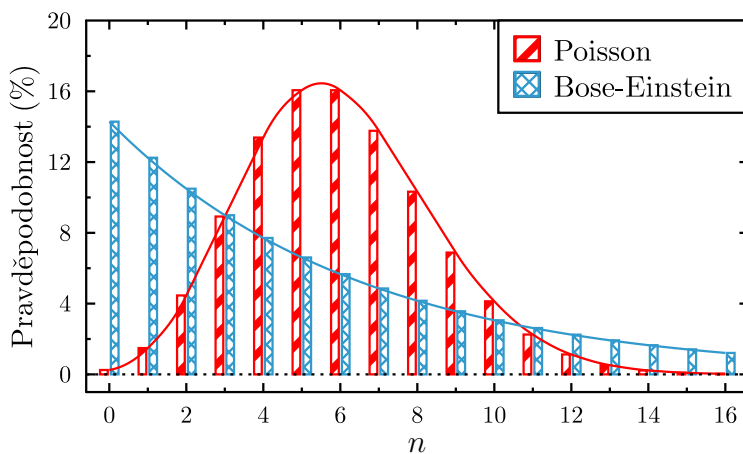
Viditelná část elektromagnetického záření vzniká nejčastěji při přeskoku elektronu v atomu z vyšší energetické hladiny na hladinu nižší. Při teplotě blízké absolutní nule jsou elektrony v látce na nejnižších hladinách a látka tedy nemůže svítit. K excitaci na vyšší energetické hladiny může dojít různými způsoby, podle kterých dělíme i zářivé procesy a jim odpovídající světelné zdroje.

2.1.1 Tepelné záření

Tepelné záření bylo již zmíněno v předchozí kapitole v sekci o vyzařování absolutně černého tělesa. Takové těleso vyzařuje světlo na úkor své tepelné energie ve stavu termodynamické rovnováhy. Spektrální závislost generovaného záření je daná Planckovým zákonem (1.4). Těleso vyzařuje do mnoha prostorových módů, přičemž pravděpodobnostní rozdělení počtu fotonů v těchto módech se řídí Boseovým-Einsteinovým rozdělením (obr. 2.1)

$$p_{\text{term}}(n) = \frac{1}{\bar{n} + 1} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1} \right)^n, \quad (2.1)$$

kde \bar{n} značí střední počet fotonů v prostorovém módu. Fotony z termálního zdroje se mají snahu shlukovat. Hodnota poměru signálu k šumu je v tomto případě vždy menší než jedna, $\text{SNR} = \frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1}$.



Obrázek 2.1: Pravděpodobnosti počtu n fotonů v pulzu u Boseova-Einsteinova a Poissonova rozdělení se středním počtem fotonů $\bar{n} = 6$.

Zářící těleso může svou teplotu získat různými způsoby, v případě Slunce je zdrojem vnitřní termonukleární reakce, která ohřívá vnější plášť na efektivní povrchovou teplotu cca 5 800 K. V domácích podmínkách oceníme spíše menší zdroje, které jsou žhavené z vnějšku, buď plamenem, nebo elektricky Joulovým teplem (žárovka, oblouková lampa).

2.1.2 Luminiscenční zdroje

Pokud máme látku v excitovaném stavu a ta se vrací zářivě do termodynamické rovnováhy, nazýváme tento proces luminiscence a zářivou látku luminofor. Původní excitační energie musí být větší, než je energie vyzářeného světla. Rozdíl energií se mění na teplo v podobě vibračních módů atomů v látce. Podle způsobu excitace atomů dělíme luminiscenci na několik druhů:

Fotoluminiscence – excitaci způsobuje jiné světelné záření s kratší vlnovou délkou nejčastěji v UV oblasti. Na tomto principu fungují zářivky a výbojky.

Radioluminiscence – látka je vybudena radioaktivním zářením α , β nebo γ .

Katodoluminiscence – proud elektronů se používal například u starších CRT televizorů k excitaci luminoforu.

Elektroluminiscence – elektrony excituje elektrické napětí a proud, např. LEDka.

Triboluminiscence – světelný záblesk má příčinu v mechanickém působení, jako je tření nebo lom (známým příkladem je drcení cukru).

Chemiluminiscence – energie je dodávána chemickou reakcí.

Bioluminiscence – biologická látka (enzym luciferáza) vyvolává chemickou reakci (takto si svítí světlušky).

Podle délky dosvitu po excitaci dělíme luminiscenci na rychlou **fluorescenci**, která dohasíná do 10 ns, a na pomalou **fosforescenci**, kdy luminofor může svítit ještě sekundy až hodiny po excitaci.

Mezi luminiscenční zdroje patří polovodičové diody i lasery. Díky pozitivní zpětné vazbě rezonátoru dokáží lasery koncentrovat velké množství světelné energie do několika málo prostoro- vých módů. Polovodičové zdroje mají velkou účinnost převodu elektrické energie na světlo. Těmito zdroji světla se budeme zabývat podrobněji později v této kapitole.

2.1.3 Ostatní zdroje záření

Existují i možnosti, jak generovat záření bez přispění elektronové deexcitace v atomech. Čerenzkovovo brzdné záření vzniká tehdy, jestliže se nějaká nabitá částice pohybuje v prostředí o indexu lomu n_{opt} rychlostí větší, než je fázová rychlost světla v tomto prostředí (v). Teorie relativity tvrdí, že se nic nemůže pohybovat rychleji než světlo. Nabitá částice letící relativistickou rychlostí (rychlostí blízkou rychlosti světla ve vakuu c) ale nemůže svou rychlost změnit skokově v okamžiku, kdy vletí do prostředí s velkým indexem lomu. Dochází ke zpomalení a s ním spojenému úbytku kinetické energie částice, který se vyzáří ve formě fotonů. Směr emise fotonů svírá se směrem částice ostrý úhel θ , přičemž platí, že $\cos \theta = c/(n_{\text{opt}}v)$. Směr záření je analogický tvaru vlny na přídi lodi nebo rázové vlně na hraně křídla letadla letícího nadzvukovou rychlostí. Čerenzkovovy detektory detekují průlet vysokoenergetických částic právě na základě detekce vzniklého záření.

Ke stejnému účelu se používá i podobný typ detektoru, kde je ale průvodním jevem průletu nabitě částice přechodové záření. To vzniká na rozhraní dvou optických prostředí s rozdílnou permitivitou při průchodu nabitě částice. Elektrické pole generované touto částicí se na rozhraní skokově změní, což je zdrojem elektromagnetické vlny. Proces je to velmi slabý, většinou se vygeneruje pouze jediný foton při přechodu jedné částice. Jeho energie je úměrná rychlosti prolétající částice. Zatímco částice pohybující se relativistickou rychlostí může vygenerovat rentgenový foton, pomalejší částice může způsobit vyzáření fotonu ve viditelné oblasti, popř. až v rádiové oblasti. Ten je ale kvůli své zanedbatelné energii prakticky nedetekovatelný. Přechodové záření je většinou přesvíceno Čerenzkovovým zářením.

Cyklotronové a synchrotronové záření vzniká tehdy, jestliže se nabitá částice pohybuje po zakřivené dráze vlivem magnetického pole. Cyklotronové záření generují nerelativistické elektrony, těžší částice by vyzařovaly na mnohem kratší vlnové délce. Spektrum záření popisuje Larmorova cyklotronová frekvence $f_L = e\mathcal{B}/(2\pi m_0)$, kde \mathcal{B} je intenzita magnetického pole a m_0 je klidová hmotnost elektronu. Vlnové délky záření spadají do mikrovlnné a rádiové oblasti. Synchrotronové záření generují rychlejší relativistické elektrony. V jeho spektru se objevují i násobky Larmorovy frekvence, je spíše spojitě a ve viditelné oblasti. Pokud je magnetické pole velmi silné, může se generovat až rentgenové záření.

Poslední možností generace elektromagnetického záření je anihilace částice s antičásticí. V tomto případě, aby byly splněny zákony zachování energie a hybnosti, mají fotony energii vstupních částic a pohybují se opačným směrem. Například v případě elektron-pozitronové anihilace vzniknou dva fotony gama záření, každý s energií $m_0c^2 = 511 \text{ keV}$ (vlnová délka 10^{-12} m).

2.2 Lasery

V dnešní době se často používají lasery jako zdroje koherentního záření s vysokou hustotou výkonu a vynikající směrovostí. To je důsledkem zpětné vazby rezonátorů způsobující stimulovanou emisi. Fotonová statistika v několika málo módech laseru má Poissonův průběh (obr. 2.1)

$$p_{\text{coh}}(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}. \quad (2.2)$$

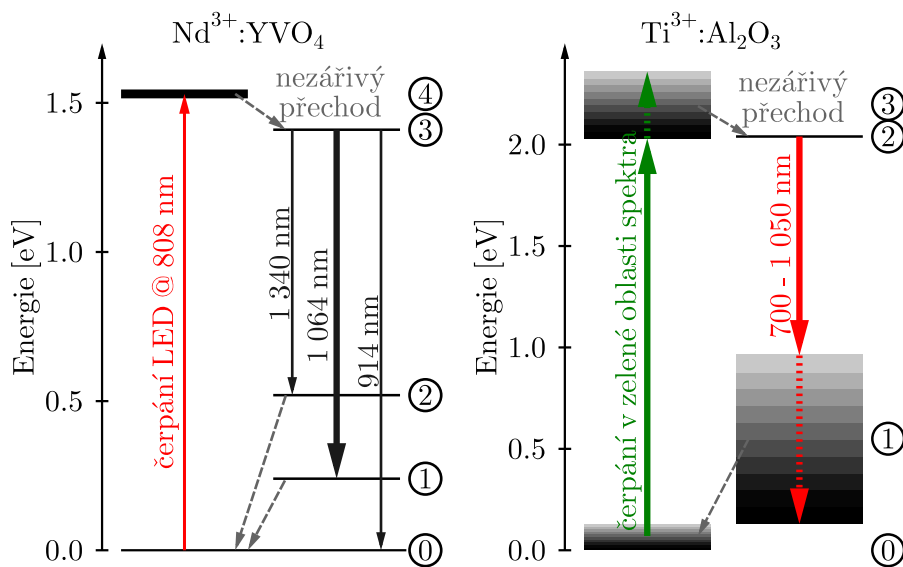
Fotony se v určitém časovém intervalu vyskytují náhodně, poměr signálu k šumu je roven střednímu počtu fotonů, $\text{SNR} = \bar{n}$.

Princip laseru lze stručně shrnout takto: vhodným způsobem (optickým, elektrickým či jiným) se vybudí aktivní médium do excitovaného stavu. V tomto stavu je dosaženo tzv. inverze populace, kdy je na vyšších energetických hladinách atomů více elektronů než na nižších. Průlet fotonu s energií shodnou s rozdílem energií dvou energetických hladin potom stimuluje

přeskok elektronu na nižší hladinu a emisi fotonu se stejnými vlastnostmi. Tento efekt je podporován optickým rezonátorem, který udržuje v aktivním médiu optické pole dané frekvence, určitého profilu a polarizace. Aktivní prostředí laseru může mít mnoho podob, nejrozšířenější je pevná látka, polovodičová struktura, plyn a kapalina.

2.2.1 Pevnolátkové lasery

Pevnolátkové lasery mají dobrý poměr optického výstupního výkonu ku napájecímu vstupnímu příkonu, ovšem na úkor kvality výstupního svazku. Tyto lasery jsou schopny dodávat vysoký kontinuální, popř. pulzní výkon s větší životností a menšími nároky na údržbu. Nevýhodou pevnolátkových laserů je rozštěpení energetických hladin do pásů v důsledku krystalové mřížky, což má za následek širší emisní čáru. Nejznámějšími zástupci této kategorie jsou rubínový laser svítící na vlnové délce 694.3 nm, který se používá v holografii. Nd:YAG popř. Nd:YVO laser září v blízké infračervené oblasti na 1 064 nm (obr. 2.2 vlevo), využívá se v litografii, chirurgii, spektroskopii a je velmi rozšířený ve strojírenství. Ti:Safírový laser je laditelný v rozsahu od 700 do 1 050 nm (obr. 2.2 vpravo), některé konstrukční modifikace dokáží generovat ultrakrátké femtosekundové pulzy, které mohou být použity pro spektroskopii s časovým rozlišením.

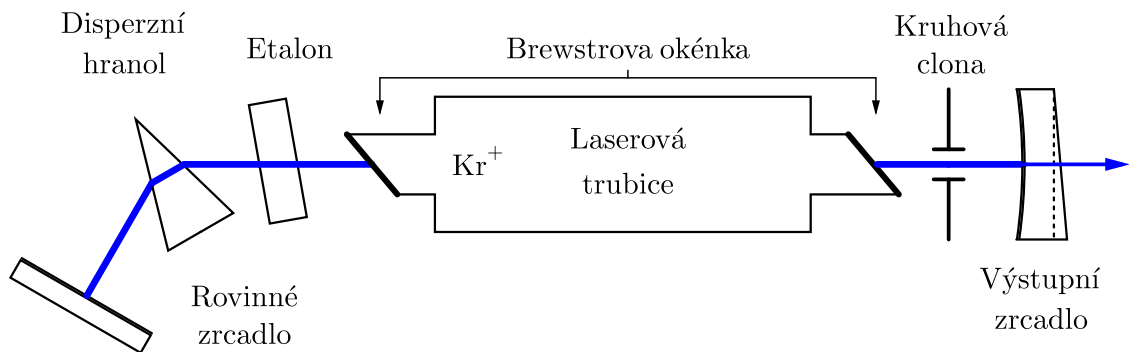


Obrázek 2.2: Energetické hladiny pevnolátkových laserů, vlevo Nd:YVO, vpravo Ti-Safír.

Uvedené vlnové délky nejsou ale jediné, které tyto lasery jsou schopné generovat. Pomocí nelineárních procesů lze vytvořit i tzv. vyšší harmonické z původního laserového svazku. Vzniklé laserové záření má dvoj, troj nebo čtyřnásobnou frekvenci, tedy poloviční, třetinovou nebo čtvrtinovou vlnovou délku. Spojité pokrytí velké části spektra potom zajišťuje **optický parametrický oscilátor (OPO)**. I ten využívá nelineárního procesu, z čerpací úhlové frekvence ω_p se v nelineárním krystalu nově generují dvě další spektrální složky, signální (ω_s) a jalová (ω_i), přičemž platí, že $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. Změnou natočení nelineárního krystalu můžeme měnit poměr mezi frekvencemi signálního a jalového fotonu, a tedy i měnit vlnovou délku generovaného záření.

2.2.2 Plynové lasery

Plynové lasery mají úzkou spektrální čáru odpovídající energetickému rozdílu aktivních hladin volných atomů. Hlavní výhodou plynových laserů je, že aktivní plyn nezhoršuje kvalitu svazku, která je určena parametry rezonátoru. Nevýhodou je menší životnost, větší nároky na údržbu



Obrázek 2.3: Schéma plynového laseru, aktivní prostředí tvoří kryptonový plyn čerpaný elektrickým proudem. Kruhová clona vymezuje prostorové módy, které mohou vzniknout v rezonátoru délky d tvořeného zrcadly. Náklon disperzního hranolu určuje vlnovou délku laserového záření, etalon tloušťky d_1 navíc vymezuje pouze jeden frekvenční mód.

a malý poměr výkon/příkon. Rozdíl v energiích musí být nějakým způsobem odveden, například vodním chlazením. Plynové lasery se dále dělí na atomární, iontové a molekulární, jejich přehled a příklady využití jsou uvedeny v tab. 2.1.

He-Ne	543 a 633 nm	zaměřování polohy, spektroskopie
Cu	510 a 578 nm	podmořská komunikace a lokace
I	342, 612 a 1 315 nm	věda, termojaderná fúze
Xe, Ne, He	140 vlnových délek ve VIS a IČ	
Ar ⁺	488 a 514 nm	oftalmologie, spektroskopie
Kr ⁺	16 vlnových délek od 345 po 800 nm	
He-Cd	325 a 442 nm	spektroskopie
H ₂	100–165 nm	
CO ₂	10.6 μm	svařování, řezání, gravírování, stomatologie

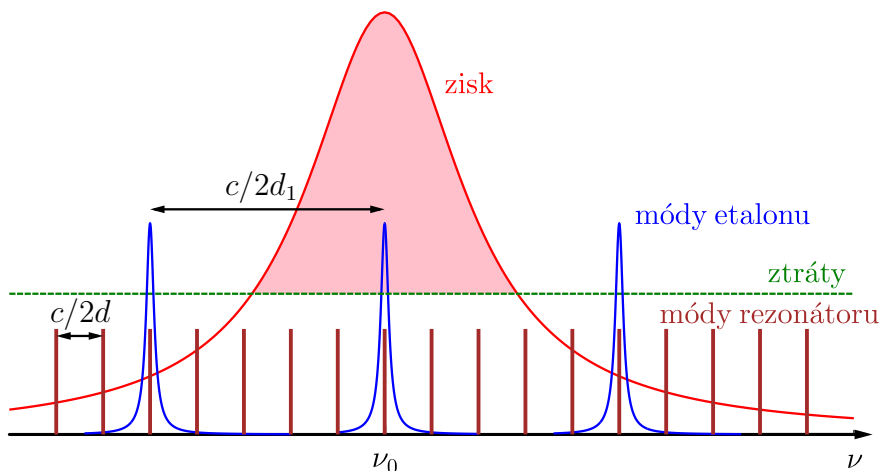
Tabulka 2.1: Vyzařované vlnové délky a využití některých atomárních, iontových a molekulárních plynových laserů.

Schéma konstrukce plynového laseru je na obr. 2.3. Vlnové délky, na kterých laser vyzařuje, jsou dány jak aktivním prostředím (spektrální oblast zisku), tak i vlastnostmi optického rezonátoru (ztráty, módy rezonátoru, popř. etalonu), viz obr. 2.4.

Kryptonový laser na obr. 2.3 může pracovat ve třech základních módech, které se liší šířkou generovaného spektra. **Multi-line** režim odpovídá případu, kdy v rezonátoru laseru je pouze aktivní prostředí a nedochází k selekci vlnové délky žádným disperzním elementem. Laser pak může svítit na všech dovolených přechodech mezi hladinami v atomu kryptonu. Ačkoliv je těchto čar v celé viditelné oblasti 16, k laserování dochází jen na několika z nich v důsledku úzké spektrální odrazivosti koncových zrcadel.

Vložíme-li do rezonátoru disperzní hranol, můžeme vybrat jen jednu spektrální čáru, na které bude laser svítit, např. $\lambda = 413$ nm. Tento režim označujeme jako **Single-line**. V tomto případě máme šířku spektra $\Delta\nu$ danou šířkou zisku dané spektrální čáry, která je ve frekvencích řádově 6 až 8 GHz ($\Delta\lambda = 4 \times 10^{-3}$ nm). Pro délku rezonátoru $d = 1.16$ m je vzdálenost podélných módů rezonátoru $\Delta\nu = c/2d = 129$ MHz. Do šířky pásma zesílení se tedy vejde cca 54 podélných módů. Pro přepočítání na vlnové délky jsme použili rovnost:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \Delta\nu.$$



Obrázek 2.4: Faktory ovlivňující emisní spektrum laseru s rezonátorem o délce d , popř. s etalonem tloušťky d_1 .

Pokud do rezonátoru vložíme navíc ještě Fabryův-Perotův etalon, můžeme o dva řády snížit šířku spektra až na 1 MHz ($\Delta\lambda = 6 \times 10^{-7}$ nm). Tento režim označujeme jako **Single-frequency** a výběr jediného podélného módu laserového rezonátoru je vysvětlen na obr. 2.4 a shrnut v tab. 2.2. Při tomto režimu je nutné aktivně stabilizovat délku etalonu d_1 tak, aby byl jeden mód etalonu blízko maxima křivky zisku aktivního prostředí a zároveň se překrýval s módem celého rezonátoru. Postranní módy etalonu jsou již v oblasti, kde převažují ztráty. Díky tomu bude svítit pouze jeden podélný mód rezonátoru. Ladění délky etalonu se provádí obvykle změnou jeho teploty s využitím teplotní roztažnosti optického materiálu, ze kterého je etalon vyroben.

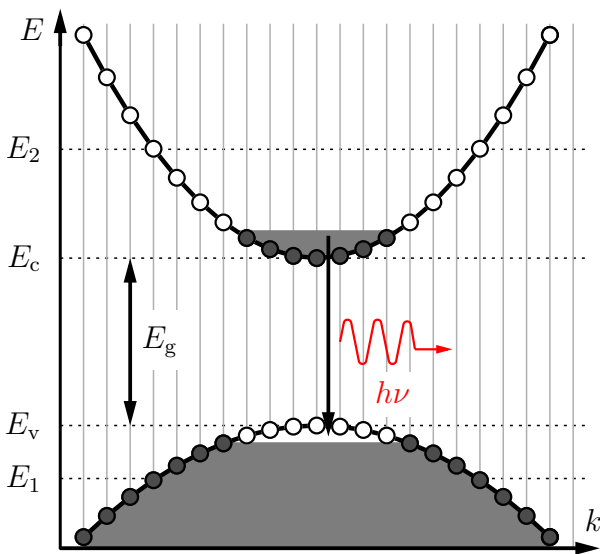
	opt. pole	Single-line	Single-frequency
frekvence	$\nu = 7.3 \times 10^{14}$ Hz	$\Delta\nu = 7 \times 10^9$ Hz	$\Delta\nu = 10^6$ Hz
vlnová délka	$\lambda = 413$ nm	$\Delta\lambda = 4 \times 10^{-3}$ nm	$\Delta\lambda = 6 \times 10^{-7}$ nm

Tabulka 2.2: Šířky spektra kryptonového laseru v různých režimech provozu na zvolené vlnové délce 413 nm.

2.3 Elektroluminiscence v polovodičích

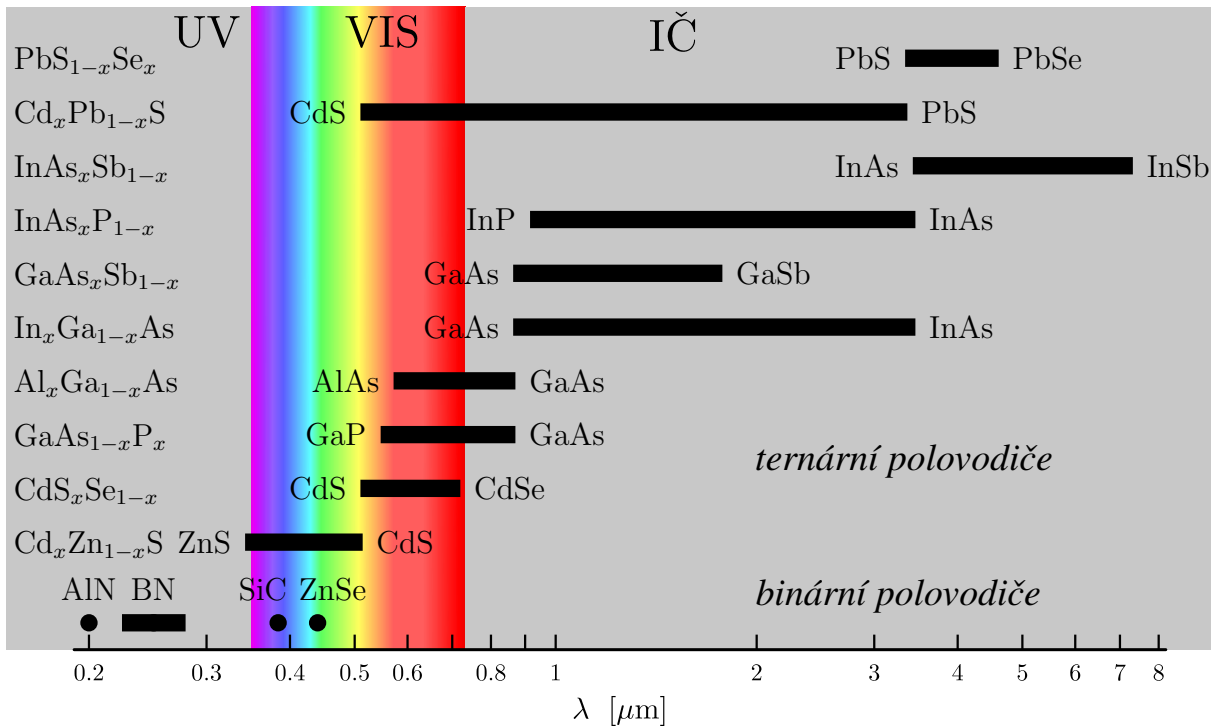
K emisi fotonů z polovodiče dochází v důsledku elektron-děrové rekombinace. Termální excitací nelze dosáhnout inverze populace nutné ke stimulované emisi. Je potřeba injektovat minoritní nosiče do p-n přechodu v propustném směru – **injekční elektroluminiscence**. Volbou materiálů lze dosáhnout různých šířek zakázaného pásu, a tím i energií emitovaných fotonů (obr. 1.8). V dnešní době lze pomocí polovodičů generovat záření jak v IČ, tak ve viditelné a UV oblasti.

Důležitým parametrem polovodičových zdrojů je kvantová účinnost. Ta se u zdrojů záření dělí na interní a externí. Interní kvantová účinnost je podíl generovaných fotonů ku počtu injektovaných elektron-děrových párů. U materiálů s přímým zakázaným pásem (obr. 2.5) se dosahuje hodnoty okolo 0.5 (GaAs), střední doba návratu do základního stavu je v řádu nanosekund. Naproti tomu střední doba návratu do základního stavu je pro materiály s nepřímým zakázaným pásem výrazně delší v řádu milisekund. Pro konstrukci zdrojů záření jsou nevhodné, protože u nich převládají nezářivé přechody. Kvantová účinnost zářivých přechodů je pouze 10^{-5} (Si). Externí kvantová účinnost popisuje pravděpodobnost, že se emitovaný foton dostane z materiálu polovodiče (obvyčejně o velkém indexu lomu) ven. Tato účinnost se dá zvětšit vhodnou geometrií materiálu tak, aby ztráty a zpětný odraz na rozhraní polovodiče a vzduchu byly co nejmenší.



Obrázek 2.5: Emise fotonu v polovodiči s přímým přechodem.

Jako materiály se používají binární, ternární i kvaternární slitiny prvků z III a V skupiny periodické tabulky prvků (obr. 1.8). V případě ternárních a kvaternárních slitin lze volbou poměru mezi prvky dosáhnout změny šířky zakázaného pásu. Lze tedy vyrobit takovou slitinu, která bude zářit v téměř libovolné části spektra (obr. 2.6).



Obrázek 2.6: Vlnová délka odpovídající šířce zakázaného pásu některých polovodičů a polovodičových slitin používaných pro výrobu laserových diod (převzato a upraveno z [1]).

2.3.1 LED

Zářivý výkon luminiscenční diody (LED – *Light emitting diode*) je přímo úměrný elektrickému toku skrz p-n přechod a vnitřní η_i a vnější η_e kvantové účinnosti, $\Phi_p = \eta_e \eta_i I / e$. Vnější nebo též vyzařovací účinnost η_e závisí na absorpci v materiálu a na odrazu na výstupním rozhraní, její hodnota se pohybuje v rozmezí od 1 do 5 %. Šířka spektrální čáry je přibližně $\Delta\lambda \approx \lambda_g^2 3k_B T / (hc)$,

kde $\lambda_g = hc/E_g$ je vlnová délka odpovídající šířce zakázaného pásu. LED dělíme na hranově emitující, kdy záření vychází z roviny rovnoběžné k p-n přechodu, a na plošně emitující, které svítí kolmo k p-n přechodu, ty lze považovat za lambertovské zářiče. Odezva luminiscenční diody je v jednotkách až desítkách nanosekund.

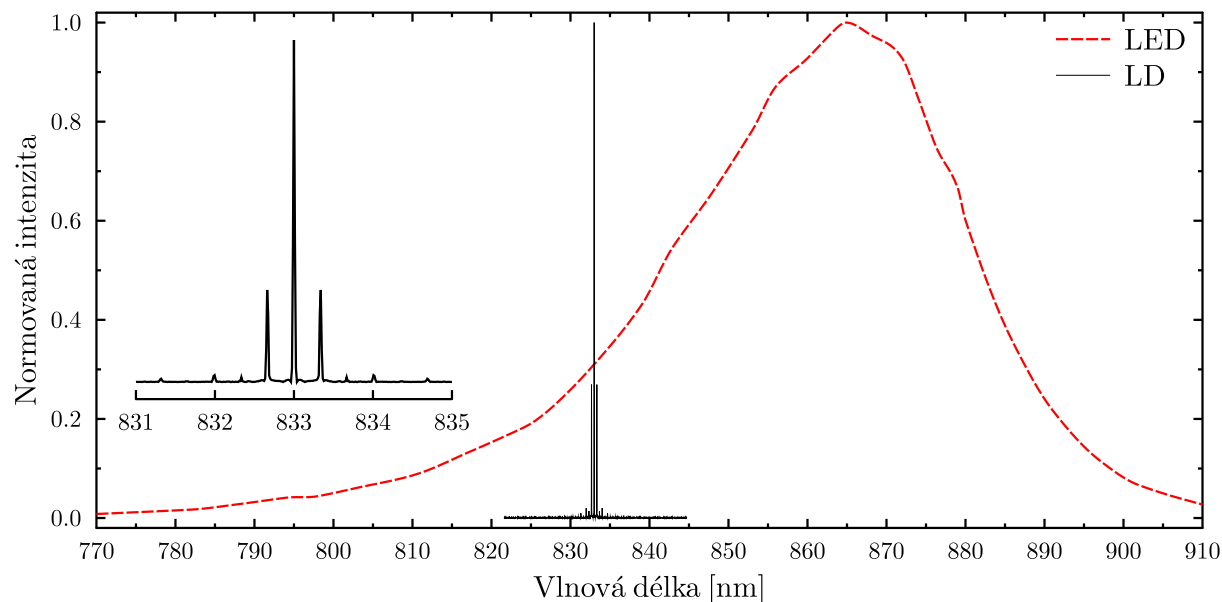
Využití LED v dnešní době zasahuje do všech odvětví. Konstrukce LED zdrojů svítících bílým světlem se dosahuje kombinací tří oddělených polovodičových materiálů svítících červeně, zeleně a modře v jedné součástce. Alternativní možností je použít materiál svítící v UV oblasti v součinnosti s fluorescenční fosforovou vrstvou.

2.3.2 Superluminiscenční dioda

Superluminiscenční diody (SLD – *Superluminescent diode*) jsou čerpány tak, že u nich už převládá stimulovaná emise nad spontánní. Laserování se ale zabraňuje antireflexními vrstvami na hranách materiálu tak, aby zpětná vazba nebyla příliš silná. Používají se jako silný zdroj nekoherentního záření. SLD se využívají ve vláknových interferenčních senzorech, kde díky krátké koherenční délce (desítky mikrometrů) eliminují interferenci zpětných odrazů.

2.3.3 Laserová dioda

U laserových diod (LD – *Laser diode*) jsou elektron-děrové páry injektovány v takové míře, že dochází ke stimulované emisi, tj. průlet jednoho fotonu stimuluje elektron-děrovou anihilaci a vznik druhého fotonu se stejnými vlastnostmi. Prahový čerpací proud v řádu stovek mA lze snížit pomocí heterostruktury nebo potenciálovými jámami na desítky mA. Optický rezonátor často tvoří samotné stěny polovodičového materiálu. Materiál polovodiče se láme podle krystalových ploch a leští se k dosažení velké vyzařovací účinnosti ($\eta_e > 0.4$). Laserové diody jsou často hranově emitující, k vyzařování dochází z úzkého rozhraní, proto má výstupní svazek výraznou asymetrickou divergenci. Ta se běžně koriguje válcovou čočkou nebo anamorfskými hranoly. Tvar spektra je závislý na kvalitě a komplexnosti polovodičového materiálu. Počet příčných módů výstupního svazku lze omezit vlnovodnou strukturou nebo vnějším rezonátorem.



Obrázek 2.7: Spektrum laserové diody OZ Optics (LD) s centrální vlnovou délkou 833 nm v porovnání s LED. Vložený obrázek ukazuje spektrum LD se zvětšeným rozlišením, kde jsou patrné podélné módy rezonátoru. Spektrum plynového laseru by bylo při tomto rozlišení δ -funkcí.

Porovnání spekter LED a laserové diody je znázorněno na obr. 2.7.

Využití laserových diod je široké, od přenosu informace přes lékařství až po zábavu v podobě laserových show. Některé nejhojněji používané materiály jsou zmíněny v tab. 2.3.

GaAs	650 a 840 nm	ukazovátka, tiskárny
GaAlAs	670–830 nm	CD mechanika
AlGaInP	650 nm	DVD mechanika
GaN	405 nm	Blu-ray mechanika
InGaAlP	630–685 nm	lékařství

Tabulka 2.3: Některé materiály polovodičových laserů a jejich využití.

Kapitola 3

Rozdělení typů detektorů světla

V této kapitole rozdělíme detektory světla na několik skupin podle procesů, které využívají pro svoji funkci. Pokud se bavíme o světle, máme na mysli viditelnou část elektromagnetického záření (VIS), případně rozšířenou ještě o blízkou infračervenou a ultrafialovou oblast (IČ, UV), které mají podobné vlastnosti. Ve vlnových délkách jde o oblast 100 nm – 10 μm. Nejrozšířenějšími detektory světla jsou **fotonové** detektory, u kterých dochází k odezvě při dopadu jednotlivých fotonů. **Termální** detektory registrují změnu teploty způsobenou absorpcí energie elektromagnetického záření. **Koherentní** detektory využívají interferenci měřeného signálu se světlem z pomocného zdroje.

3.1 Fotonové detektory

U fotonových detektorů může měřenou odezvu vyvolat nosič náboje excitovaný dopadem jednoho fotonu. Tento nosič může potom způsobit nervový vzruch u lidského oka, nebo chemickou reakci vedoucí k zčernání fotografické emulze. Tyto dva neznámější senzory světla si rozebereme v této kapitole. Další možností je změna elektrických vlastností v materiálu nebo jen čistě zesílení počtu excitovaných elektronů.

3.1.1 Fotoefekt

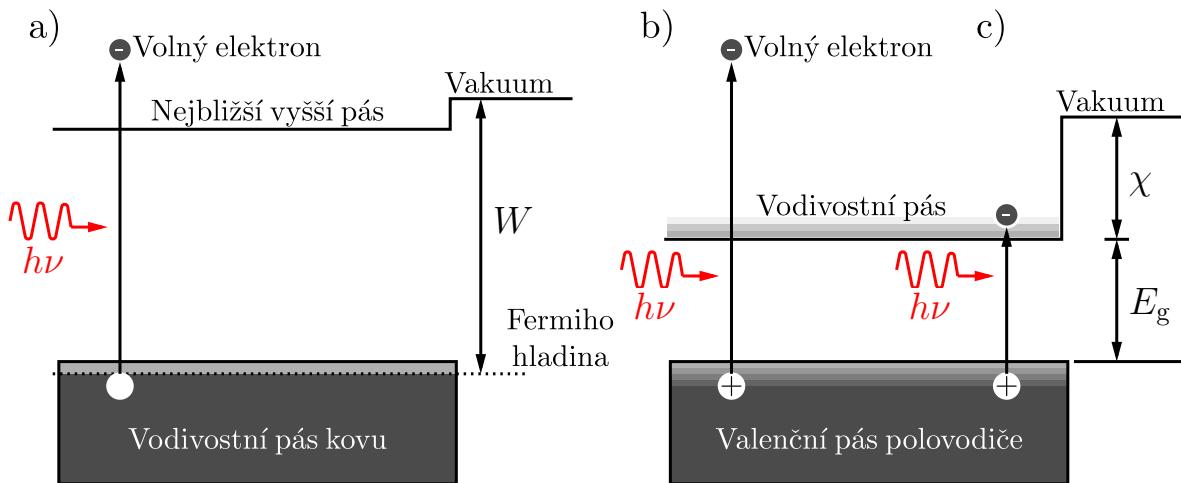
Mezi fotonové detektory patří detektory založené na **vnitřním a vnějším fotoefektu** (viz obr. 3.1). Za teoretický popis principu fotoefektu získal Albert Einstein v roce 1921 Nobelovu cenu za fyziku. V případě vnitřního fotoefektu vznikají po dopadu fotonu nosiče náboje (elektron-děrové páry) a tyto nosiče zůstávají uvnitř materiálu, kterým je většinou polovodič. Do této kategorie patří:

Fotorezistor – s dopadajícím světlem se zvětšuje vodivost materiálu, kterou měříme.

Fotodioda – nosiče náboje vznikají uvnitř ochuzené oblasti p-n přechodu. Měřit můžeme generovaný fotoproud nebo fotonapětí.

Lavinová fotodioda – jedná se o fotodiodu pod velkým závěrným napětím. Vzniklé nosiče náboje se urychlují do té míry, že mohou excitovat další nosiče nárazovou ionizací, detektor vykazuje zisk.

Vnější fotoefekt pracuje na jiném principu. Nosič náboje – elektron – je excitován do volného prostoru energií fotonu, která musí být větší než výstupní práce materiálu W . Mezi detektory využívající vnější fotoefekt patří například **fotonky** a **fotonásobiče**. Výstupní práce kovových



Obrázek 3.1: Fotoefekt a) vnější v kovu, b) vnější v polovodiči, c) vnitřní v polovodiči, χ – elektronová afinita, W – výstupní práce.

materiálů se pohybuje okolo 2 eV, s pomocí kovových materiálů lze tedy detekovat jen fotony s větší energií (s kratší vlnovou délkou než 550 nm). U polovodičů a polovodičových slitin je možný vnitřní fotoefekt, kdy je nutné překonat pouze energii odpovídající šířce zakázaného pásu E_g . Při vnějším fotoefektu je třeba energii fotonu navýšit ještě o elektronovou afinitu χ . Typické hodnoty výstupní práce okolo 1.4 eV umožňují detekovat i blízkou IČ. V případě speciální konstrukce polovodičových detektorů můžeme dosáhnout i záporné hodnoty elektronové afinity, a tedy schopnosti detekovat ještě delší vlnové délky. Tento efekt je možný díky ohybu energetických pásů u povrchu. K tomuto ohybu dojde vlivem vnitřního elektrického pole, pokud na p-dopovaný GaAs nanese několik monovrstev cesia, které zoxiduje na Cs_2O [9].

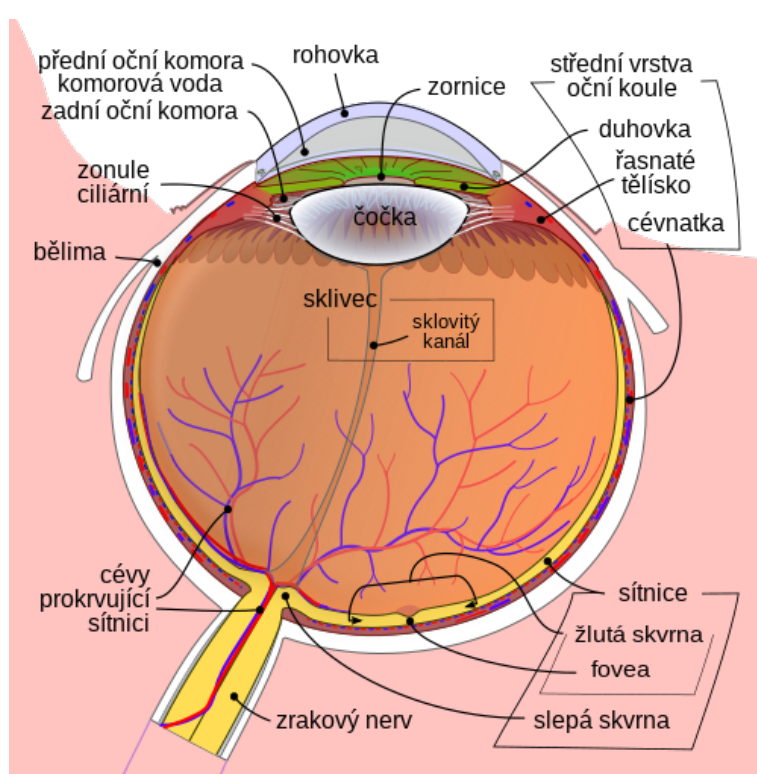
V dnešní době jsou nejrozšířenější člověkem vyrobené detektory založené na fotoefektu. Jednotlivým detektorům založeným na fotoefektu se budeme podrobně věnovat v následujících kapitolách.

3.2 Lidské oko

Lidské oko bylo po dlouhou dobu jediný optický senzor, který měl člověk k dispozici. Nevyhnutelně dochází k tomu, že veškeré nové detektory porovnáváme s lidským zrakem. Na druhou stranu, po fotografických přístrojích často požadujeme, aby zaznamenaný obraz byl totožný s vjemem lidského oka. Z tohoto důvodu je dobré znát, jaké vlastnosti má náš zrak. Nebudeme do detailu rozebírat anatomii lidského oka (viz obr. 3.2), jen se ho pokusíme popsat podobně jako jiné detektory světla.

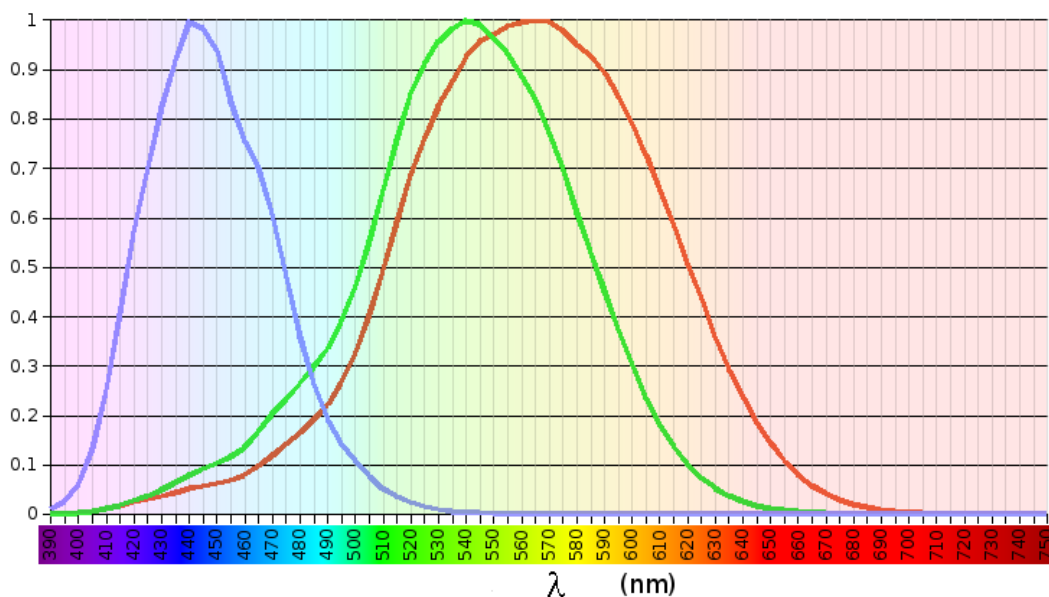
Okem vidíme jen malou část spektra, říkáme jí viditelná oblast (VIS). Tato oblast je různá pro oko každého člověka, záleží i na intenzitě záření. Nejčastěji se udává rozmezí 400 až 800 nm. Kratší vlnové délky jsou absorbovány, oblast 100 až 315 nm se absorbuje v rohovce a v komorové vodě. Oblast vlnových délek 315 až 400 nm se absorbuje převážně v čočce. Blízké infračervené záření do 1400 nm projde až na sítnici, jelikož jej nevnímáme, může dojít k poškození sítnice vlivem velkých intenzit. Delší vlnové délky jsou absorbovány v rohovce a při velké intenzitě způsobují slzení a zvyšování teploty a tlaku komorové vody.

K detekci (vjemu) viditelného záření dochází ve světlocitlivých buňkách v sítnici. Dopad fotonu excituje elektron v barvivo buňky, která potom vyše nervový vzruch. V sítnici jsou dva druhy světlocitlivých buněk. **Tyčinky** obsahující barvivo rodopsin jsou citlivé pouze na intenzitu v celé viditelné oblasti s maximem na 500 nm. Počet tyčinek na jedno oko je přibližně 120



Obrázek 3.2: Průřez lidským okem (převzato z [10]).

miliónů, jsou rovnoměrně rozprostřeny po celé sítnici. Díky nim lze vidět za slabých světelných podmínek, ale pouze černobíle a neostře. Ve žluté skvrně, jak se nazývá oblast nejostřejšího vidění, je tyčinek jen $3000 / \text{mm}^2$. Čípky, druhý světlocitlivý receptor, obsahují tři druhy barviv citlivých na modrou (B), zelenou (G) a červenou (R) složku viditelné oblasti (viz obr. 3.3). Dohromady mají čípky maximum citlivosti na 555 nm. Rozdíl oproti maximu tyčinek je znám jako tzv. Purkyňův jev – posuv maxima citlivosti oka za šera a plného světla. Počet čípků je přibližně 7 miliónů a většina jich je ve žluté skvrně (až $120\text{--}150 \text{ tisíc} / \text{mm}^2$). Poměr čípků citlivých na modrou, zelenou a červenou je 1:16:32. Tyto poměry kompenzují nižší energii fotonů větších vlnových délek.



Obrázek 3.3: Relativní spektrální citlivost B, G a R čípků (převzato z [11]).

Subjektivní vjem lidského oka je úměrný logaritmu dopadající intenzity. Oko je unikátní detektor tím, že je schopné se adaptovat pro rozdíl 11 řádů v intenzitě. Z větší části za to vděčí pupile (zorničce), ta má pro osvětlení v řádu 10^4 lx průměr 2 mm, pro osvětlení 1 lx potom 6 mm.

Vnímání barev lidského oka je komplexní záležitost. Za dobrých světelných podmínek se využívá informace pouze z čípků. Spektrum vyzářované bodem obrazu vyvolá různé odezvy ze tří druhů čípků. Tato odezva je úměrná překryvu spektra zdroje a spektrální citlivostí daného čípku. Informace ze všech tří čípků je potom zpracována podle tří kritérií:

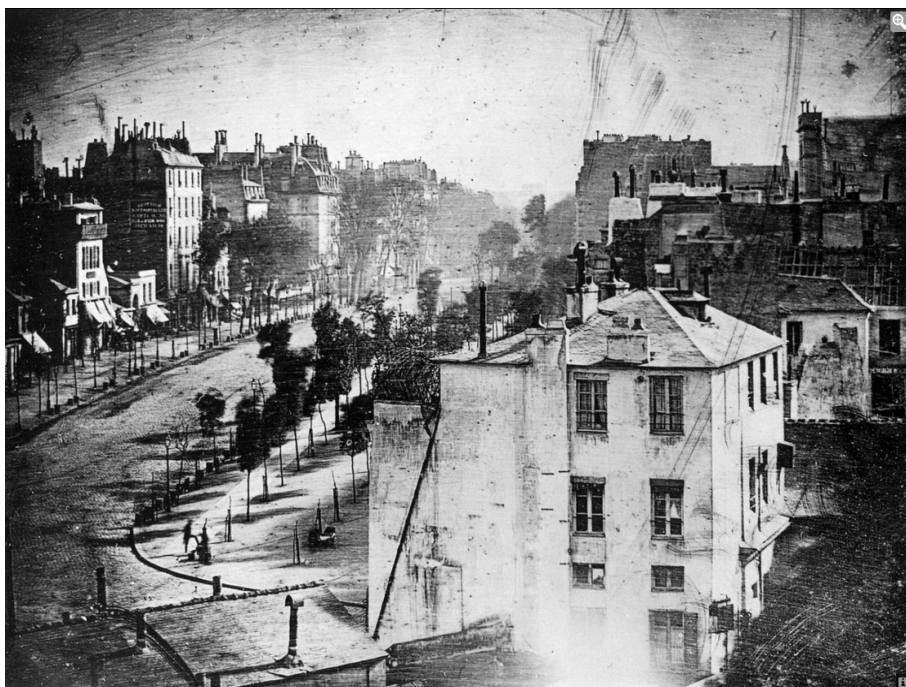
1. intenzita světla – jednoduše se sečte odezva z B, G a R čípků,
2. poměr žluté a modré – sečtená odezva z G a R čípků oproti B čípkům,
3. poměr červené a zelené – rozdíl odezev z R a G čípků.

Zjištěná barva, stejně tak jako tvar předmětu, výrazně závisí na předchozí zkušenosti uložené v paměti pozorovatele.

3.3 Fotografie

Tzv. analogová fotografie sloužila donedávna jako jediná metoda k vytvoření trvalého obrazového záznamu snímané expozice. V dnešní době ji už vytlačila digitální fotografie (viz kapitola CCD), nicméně se stále využívá v umění nebo ve vědeckých aplikacích. Počátky fotografického obrazového záznamu se datují do první poloviny 19. století.

Průkopníkem byl Luis Daguerre, který přišel s metodou záznamu obrazu na stříbrnou destičku. Vyleštěná stříbrná destička, mohla se používat i postříbřená měděná destička, se vložila do uzavřené krabice s parami iodu. Na povrchu destičky vznikla vrstva jodidu stříbrného. Potom se destička potmě vložila do dírkové komory, kde došlo k expozici. V osvětlených místech se jodid stříbrný redukoval zpět na stříbro. Po expozici se destička vložila do jiné krabice, tentokrát



Obrázek 3.4: První fotografický záznam člověka na „Boulevard du Temple“ v Paříži z přelomu let 1838 a 1839. Ačkoliv se fotografovala rušná ulice, tak jsou kvůli desetiminutové expozici zachycené pouze statické postavy čističe bot a jeho zákazníka. Převzato z [12].

s parami rtuti. Ta reagovala se stříbrem za vzniku bílého amalgámu. Zbytek iodidu stříbrného se zredukoval na černé stříbro. Záznam je pozitivní, osvětlené části obrazu jsou bílé. Nicméně tento způsob záznamu, *daguerrotypie* (viz obr. 3.4), byl velmi náchylný na poškození a nešly z něj dělat kopie.

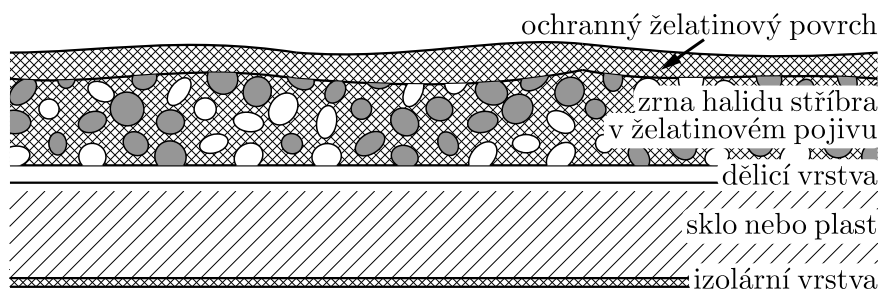
Princip modernějšího fotografického záznamu spočívá v tom, že ve fotocitlivém materiálu dochází k velmi podobné chemické změně. Navíc je přidáno vyvolání snímku, kdy dojde k výraznému zesílení a není tedy nutná několikaminutová expozice. Účinnost celého procesu je ale stále malá, přibližně 1–5 %. Záznam není lineární vůči expozici, dynamický rozsah, stejně jako rozlišení, je dán velikostí, tvarem a hustotou aktivních zrn halidu stříbra. Postupem času se z fotografie stal levný způsob, jak po dlouhou dobu uchovat obrazovou informaci o zaznamenaném objektu se spektrálním pokrytím od rentgenové až po blízkou infračervenou oblast.

3.3.1 Princip

Princip analogové fotografie pochopíme snáze pohledem na řez záznamového média (obr. 3.5). Aktivní zrna se nacházejí v želatinovém pojivu mezi ochrannou vrstvou a podložkou. Ochranná vrstva je propustná pro VIS, ale absorbuje UV části spektra, je také chemicky kompatibilní s vyvoláváním. Skleněná nebo plastová podložka zajišťuje pevnost, izolární vrstva zamezuje zpětnému odrazu světla. Jako materiál aktivních zrn se nejčastěji používají halidy stříbra (AgBr, AgCl nebo AgBrI). Dopadající světlo v zrně halidu stříbra excituje elektron, který se může připojit k iontu stříbra Ag^+ a uvolnit ho tak z vazeb krystalové mřížky. Pokud se setkají aspoň dva volné atomy stříbra, vytvoří stabilní **zárodečné centrum** Ag_2 , které je černé. Toto centrum je schopné zachytávat volné elektrony a další neutrální atomy stříbra. Černobílá fotografie je v principu **negativní záznam**, tedy čím je oblast více osvětlena, tím více zčerná. Tento proces má zanedbatelnou účinnost, pro znatelné zčernání by bylo potřeba obrovské množství fotonů. Pro zesílení tohoto efektu se používá chemického procesu **vyvolání**. Po expozici se film vloží do chemikálie nazývané vývojka, která provádí redukci halidu stříbra na kovové stříbro, přičemž zárodečné zrno stříbra funguje jako katalyzátor, tedy pokud obsahuje alespoň 3 atomy stříbra. Každé zrno, ve kterém se vyskytuje zárodečné centrum, se vyvoláním změní na černé zrno stříbra. Tím pádem je záznam informace v daném místě **binární**, buď na zrno dopadl dostatek světla, nebo ne. Dopad 10 až 20 fotonů na zrno způsobí s pravděpodobností 50 % vznik zárodečného centra. Vlastnosti fotografie jako celku tedy výrazně závisejí na velikosti a hustotě zrn. Velikost zesílení je úměrná době vyvolávání a dosahuje hodnot 10^8 až 10^{11} . Následně je z filmu ustalovačem vypláchnut zbytek halidu stříbra, čímž se zamezí dalšímu černání fotografické emulze.

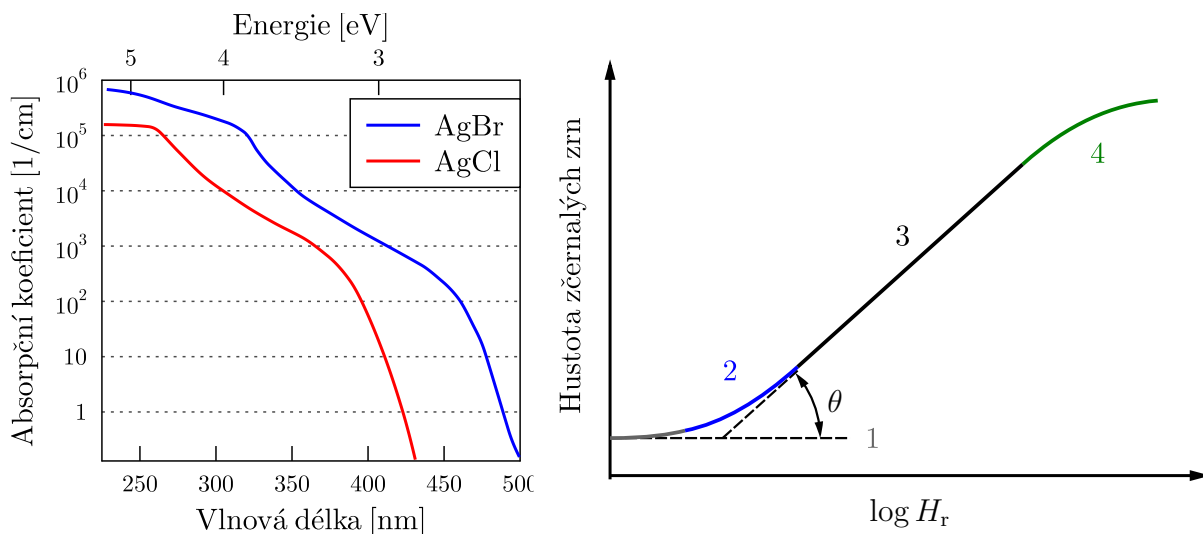
3.3.2 Spektrální odezva

Jak už bylo řečeno, materiál želatinového pojiva absorbuje vlnové délky kratší než 300 nm. Pokud chceme tedy fotografovat v UV oblasti, musíme používat speciální konstrukci, kdy jsou aktivní



Obrázek 3.5: Průřez fotografickou deskou.

zrna v úzké vrstvě přímo na povrchu. Tím se ale fotografická deska stává lehce poškoditelnou a vyžaduje zvláštní zacházení. Na grafu 3.6 vlevo je vidět, že pravděpodobnost excitace elektronu klesá výrazně s rostoucí vlnovou délkou. Výstupní práce AgBr je 2.81 eV, což odpovídá 440 nm. Pro zmenšení výstupní práce se přidává jód (AgBrI). K excitaci může docházet i přes mezihladiny pomocí více fotonů. K dosažení slušné citlivosti i pro červenou oblast je potřeba dodat do zrna barvivo. To absorbuje fotony za vzniku volných elektronů, které následně přejdou do mřížky halidu stříbra, kde uvolní atomy stříbra.



Obrázek 3.6: Vlevo koeficient absorpce fotocitlivých sloučenin AgBr a AgCl (převzato a upraveno z [2]), vpravo charakteristická křivka expozice.

3.3.3 Intenzitní odezva

Intenzitní odezva fotografického materiálu se popisuje pomocí charakteristické křivky (viz obr. 3.6 vpravo), která představuje závislost hustoty exponovaných zrn na logaritmu expozice. Tyto křivky se odlišují pro různé fotografické materiály, závisejí na výrobním procesu i na následné manipulaci. Charakteristická křivka se dá rozdělit na čtyři části:

1. **Hrubý šum** – neodstranitelný, je důsledkem náhodného vzniku zárodečných center i bez expozice, může být způsoben i světlem ze substrátu.
2. **Podexpozice** – oblast nelineární odezvy. V případě malého osvětlení během dlouhé doby expozice může dojít k regeneraci halidu stříbra. To znamená, že již volný atom stříbra potká dříve atom halidu než další volný atom stříbra, protože je jich v zrně málo. Tento tzv. **Schwarzchildův jev** je trnem v oku hlavně astronomům, kteří potřebují dlouhé expozice při malém osvětlení. Tomuto jevu se dá zabránit speciálními úpravami. Samotná zrna halidu stříbra se vyrobí zploštělá (T-kryštaly), v jednom směru je šířka zrna jen několik atomárních vrstev. Volné atomy stříbra jsou potom pohybově omezeny na 2D vrstvu a snadněji potkají druhý volný atom stříbra. Navíc je fotografický materiál jemnozrný. Další možností omezení regenerace je zchlazení materiálu, čímž se zpomalí pohyb volných iontů. Nevýhodou zchlazení je ale možnost srážení vlhkosti na fotografické desce nebo optice fotografického zařízení. Dalším trikem je nasycení materiálu vodíkem, ten se váže přednostně na volný chlór za vzniku HCl a zamezí tím regeneraci AgCl.
3. **Lineární oblast** – oblast lineární závislosti se sklonem s úhlem θ . Kontrast, definovaný jako $\gamma = \tan \theta$, je větší, pokud jsou zrna menší a všechna přibližně stejně veliká.

4. **Přexpozice** – oblast saturace a nelinearity. Zárodečná centra už se rozvinula a přibývají pomaleji, častěji dochází k regeneraci halidu stříbra.

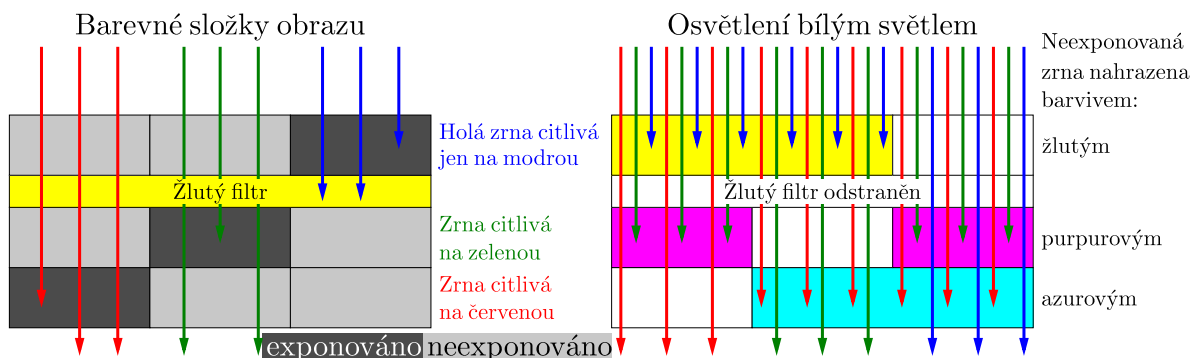
3.3.4 Vlastnosti

Rychlost fotografického materiálu se určuje podle doby expozice pro dosažení určité hustoty zčernalých zrn. V případě holých zrn, čím jsou větší, tím je materiál citlivější (u příliš velkých zrn dochází k saturaci). Citlivost se u fotografických filmů označuje nejčastěji pomocí symbolů ISO a DIN. Jsou-li zrna zcitlivěná barvivem, potom k reakci dochází jen na povrchu, je tedy výhodnější zrna zploštit. U zrn s velikostí srovnatelnou s vlnovou délkou dopadajícího záření dochází k difrakci, a tedy ke zpomalení. Rychlost materiálu se dá zvýšit předexpozičním rychlým zábleskem, kdy se dostaneme nad hrubý šum. Nebo se může materiál máčet ve speciální lázni pro zvýšení koncentrace iontů stříbra.

Rozlišovací schopnost materiálu se udává v čarách na mm, závisí na velikosti zrn. Limitní rozlišení je ale 10 až 100krát větší než velikost zrna v důsledku rozptylu. Šum neroste s délkou expozice ani s teplotou, to je jedna z výhod fotografie oproti CCD. Chemický šum – zčernání zrna bez zárodečného centra při vyvolávání – je zanedbatelný.

3.3.5 Barevná fotografie

Jednou z možných metod fotografického záznamu, zachycující různé barvy viditelného světla, je metoda pozitivních barev. Fotografický materiál je vrstvený do hloubky (viz obr. 3.7). První aktivní vrstva obsahuje holá zrna, která jsou citlivá jen na modrou oblast (viz sekce 3.3.2). Pod ní je žlutý filtr, který absorbuje zbytek krátkovlnného záření a chrání tím spodní vrstvy. Další vrstva obsahuje zrna, která jsou barvivem zcitlivěná na zelenou složku spektra. Nejspodnější vrstva je potom zcitlivěná barvivem na dlouhovlnnou oblast viditelného záření. V každé vrstvě vznikají zárodečná centra po osvětlení jinou barevnou složkou.



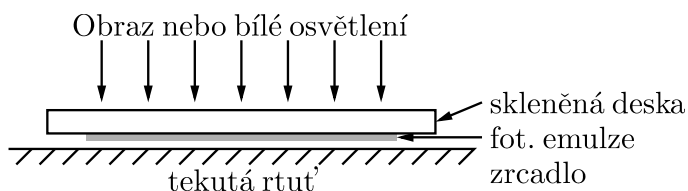
Obrázek 3.7: Schéma záznamu a rekonstrukce barevného obrazu.

Vyvolávání je ale mnohem složitější než v případě černobílé fotografie. Nejdřív je odstraněn žlutý filtr. Při vyvolávání jsou nahrazena zrna bez zárodečných center různými barvivy. Holá zrna z vrchní vrstvy jsou nahrazena žlutým barvivem, zrna ze zelené vrstvy nahrazena purpurovým a zrna z červené vrstvy azurovým barvivem. Vzniknou tak vrstvy s aditivními barvami, přičemž hustota barviva je úměrná tomu, jak málo byla která vrstva exponována. Po osvětlení bílým světlem, například v promítače, se nám zrekonstruuje původní obraz.

Nejnovější fotografické materiály nejsou jen čtyřvrstvé. Pro použití ve fotoaparátech na jedno použití byly vyvinuty fotografické filmy s velkým dynamickým rozsahem. Tyto přístroje nemají regulaci rychlosti uzávěrky ani clonového čísla, musí tedy používat materiál, který nelze v běžném

provozu podexponovat ani přexponovat. Tyto materiály mají více vrstev. Pro každou část spektra mají dvě až tři vrstvy různě citlivé. Jako celek potom může mít film dynamický rozsah až jedna ku miliónu.

Jak jsme dosud popsali barevnou fotografii, tak by zachycovala barvy skoro dokonale. Ale podle předchozí části sekce o lidském oku víme, že je tento orgán zraku v jistém smyslu svérázný ve vnímání barev. Proto se lidskému oku nemusí zdát podání barev na fotografii věrné originálu. Z toho důvodu začali výrobci přidávat do barevného fotografického filmu ještě jednu vrstvu navíc. Ta je citlivá na modrou složku světla, ale při vyvolávání se zamění její naexponovaná zrna azurovým barvivem.



Obrázek 3.8: Schéma záznamu barevné informace podle G. Lippmanna.

V roce 1894 byla Gabrielem Lippmannem publikována metoda, jak dokonale zachytit barvy obrazu (Nobelova cena za fyziku v roce 1908). Jak je znázorněno na obr. 3.8, je fotografická emulze s vysokým rozlišením 2–3 tisíce čar/mm na skle v kontaktu se zrcadlem z tekuté rtuti. Díky odrazu na zrcadle dochází ke vzniku stojatého vlnění, které způsobí periodickou expozici ve fotografické emulzi, přičemž perioda zčernání je dána polovinou vlnové délky dopadajícího záření v případě kolmého dopadu. Tato metoda je tedy velmi blízká holografii. Při rekonstrukci je fotografie ve stejné konfiguraci, fungující nyní jako difrakční mřížka, osvětlena bílým světlem. Pomocí této metody vznikly první barevné fotografie, nicméně pro svou technologickou náročnost nebyl tento způsob expozice nikdy uveden do praxe.

3.4 Termální detektory

Termální detektory, jak už název napovídá, registrují změnu teploty senzoru způsobenou absorpcí elektromagnetického záření. Jsou použitelné s velkou kvantovou účinností od rentgenové oblasti po infračervenou část spektra. Změna teploty se odečítá pomocí teploměru s dostatečnou citlivostí. Jelikož je energie viditelného záření v řádu 10^{-19} J na foton, tak pro dosažení dostatečně přesného měření musí být buď fotonový tok Φ_p dostatečně velký, nebo objem detektoru infinitesimálně malý. Navíc je vhodné využít takových vlastností materiálu detektoru, které se s teplotou velmi výrazně mění. Takovou vlastností, která je navíc dobře měřitelná, je elektrický odpor. Závislost rezistivity na teplotě je nejstrmější v oblasti supravodivého přechodu. Termální detektory pracující na hraně supravodivého přechodu jsou schopné čítat jednotlivé fotony. V této sekci nastíníme základní princip funkce těchto detektorů a jejich vlastnosti. Podrobně se budeme jednofotonovým detektorům věnovat v kapitole 9.

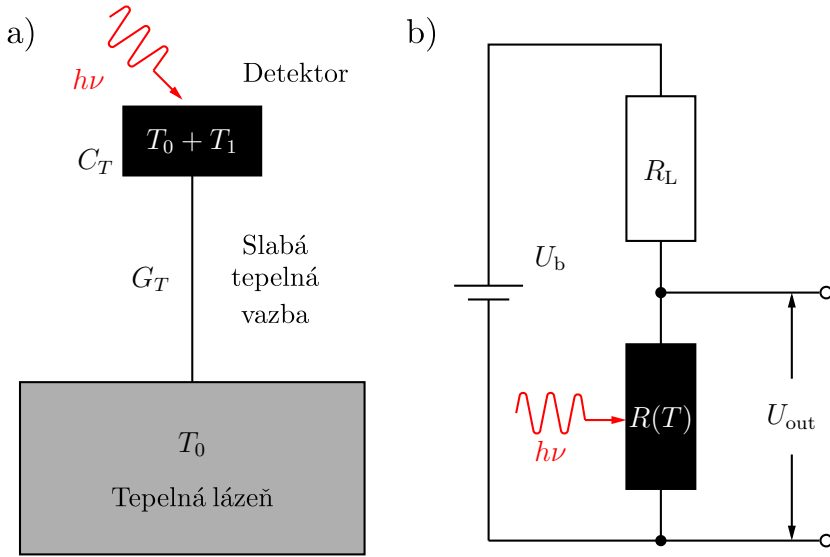
3.4.1 Popis měření s termálním detektorem

Základní schéma termálního detektoru je na obr. 3.9a). Detektor je spojen slabou tepelnou vazbou o tepelné vodivosti G_T s tepelným rezervoárem (lázní) o teplotě T_0 . Detektor přijímá z okolí nezářivě nebo díky světelnému šumu konstantní příkon Φ_0 , který zvětší teplotu detektoru o hodnotu T_1 . Pro vodivost vazby potom platí vztah $G_T = \Phi_0/T_1$ [W/K]. Pokud v čase $t = 0$ začne dopadat na detektor signál o konstantním výkonu Φ_r , bude se teplota detektoru zvyšovat

podle závislosti

$$\Delta T_1(t) = \eta \Phi_r (1 - e^{-t/\tau_T}) / G_T, \quad \text{kde} \quad \tau_T = C_T / G_T$$

je termální časová konstanta, η je kvantová účinnost a C_T [J/K] je tepelná kapacita materiálu detektoru. V čase mnohem větším než τ_T dojde k ustálení teploty detektoru na hodnotě $T_0 + (\Phi_0 + \eta \Phi_r) / G_T$.



Obrázek 3.9: a) Schéma termálního detektoru, C_T značí tepelnou kapacitu a G_T teplotní vodivost. b) Elektrické zapojení bolometru.

Změna teploty má vliv na odpor materiálu v závislosti na teplotním koeficientu odporu $\alpha(T)$. Obvod je pod napětím U_b a změnu odporu lze změřit pomocí změny napětí U_{out} na kontaktech detektoru v elektrickém obvodu znázorněném na obrázku 3.9b). Takovému zařízení se říká bolometr. Termální senzor je zařazen v sérii s dalším pomocným rezistorem (R_L), přičemž pro omezení elektrického šumu a možnosti připojení k nízkošumovému zesilovači je potřeba, aby R_L přibližně odpovídal pracovnímu odporu detektoru $R(T)$. Typické bolometry od firmy IRLabs [13] mají pracovní odpor v rozsahu 10–20 M Ω .

Teplotní koeficient odporu popisuje nárůst odporu s rostoucí teplotou, $\alpha(T) = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$. Pro kovové vodiče je kladný, čím větší teplota, tím více srážek volných elektronů s kmitající atomovou mřížkou. Odpor polovodičů pro změnu klesá s rostoucí teplotou, polovodiče jsou při absolutní nule izolanty. S rostoucí teplotou roste počet tepelně excitovaných nosičů náboje, proto je teplotní koeficient odporu polovodičů záporný. Pro bolometry je ale důležitá hlavně absolutní hodnota tohoto koeficientu.

3.4.2 Parametry termálních detektorů

Elektrické vlastnosti bolometru jsou ovlivněny elektrickým výkonem, který ohřívá senzor v důsledku protékajícího proudu I ze zdroje, $P_I = I^2 R(T)$. Změna ve velikosti výstupního napětí je exponenciální s časovou konstantou $\tau_E = \frac{C_T}{G_T - \alpha(T)P_I}$. Elektrická citlivost detektoru v jednotkách [V/W] představuje změnu napětí související se změnou absorbovaného výkonu P . Poměr absorbovaného a dopadajícího výkonu vyjadřuje účinnost η . Hodnota elektrické citlivosti se spočte podle vztahu [2]

$$\mathcal{R}_E = \frac{dU}{dP} = \frac{\alpha(T)U_b}{G_T - \alpha(T)P_I}.$$

Šumové vlastnosti bolometru můžeme popsat pomocí parametru nazvaného výkon odpovídající šumu – NEP (*noise-equivalent power*). NEP odpovídá dopadajícímu výkonu, pro který by měl ideální bezšumový detektor stejnou odezvu jako je šumová hladina neideálního detektoru. Čím je tedy tento výkon menší, tím méně detektor šumí.

Šum bolometru má několik složek:

Elektrický šum neboli Johnsonův šum (NEP_J) je zaviněn disipací výkonu v obvodu detektoru.

Tepelný šum (NEP_T) je způsoben fluktuací entropie v tepelné vazbě. Tento šum lze omezit snížením teploty chladicího rezervoáru T_0 .

Fotonový šum (NEP_f) je způsobený fluktuacemi od středního počtu dopadajících fotonů n . Jde o statistický šum, který principiálně nelze odstranit.

Složky NEP závisí různě na parametrech použitých materiálů a ovlivňuje je také konkrétní konfigurace daného detektoru,

$$\text{NEP}_J = \sqrt{\frac{4k_B T}{\Phi_r}} \frac{G_T}{\eta |\alpha(T)|}, \quad \text{NEP}_T = \frac{1}{\eta} \sqrt{4k_B T^2 G_T}, \quad \text{NEP}_f = h\nu \sqrt{\frac{2n}{\eta}}. \quad (3.1)$$

Na vlastnosti bolometru má, kromě pracovní teploty T_0 , největší vliv tepelná kapacita C_T a vodivost tepelné vazby G_T . Pro optimální funkci je potřeba, aby tepelná kapacita detektoru byla co nejmenší. Toho lze dosáhnout vhodným výběrem materiálu (syntetický diamant, Si, Ge, Co, Ni) a zmenšením objemu senzoru. Malý objem může ale zmenšit pravděpodobnost zachycení fotonu. Proto se detektory vyrábí s velkou plochou a malou tloušťkou. K zvýšení absorpce lze použít i černého nátěru, pokud nebude znatelně zvětšovat tepelnou kapacitu. Volba optimální tepelné vodivosti G_T není tak přímočará. Zatímco časové konstanty jsou na ní závislé nepřímo úměrně, tak šum bolometru na ní závisí přímo. Hodnotu tepelné vodivosti musíme proto volit s ohledem na konkrétní využití detektoru. Tepelná vodivost závisí přímo úměrně na ploše příčného řezu tepelné vazby a nepřímo úměrně na délce vazby. V případě bolometru tvoří tepelnou vazbu elektrické kontakty senzoru.

Typickými parametry křemíkového bolometru o ploše $1\,000\ \mu\text{m}^2$ je časová odezva okolo 6 ms a hodnota NEP v řádu $10^{-15}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Kvantová účinnost je prakticky rovna schopnosti materiálu absorbovat záření. Důležitými faktory v tomto ohledu jsou odrazivost a koeficient absorpce materiálu.

3.4.3 Termoelektrický efekt

Další možný způsob, jak změřit změnu teploty způsobenou dopadem elektromagnetického záření, je využít termoelektrický efekt. Princip takového detektoru lze stručně popsat takto: Spojíme dva materiály s rozdílnou výstupní prací, pak vlivem zahřátí dochází k transportu elektronů z jednoho materiálu do druhého. Pokud do společného obvodu připojíme stejný dvoumateriálový prvek udržovaný na referenční teplotě, vytvoří se napěťový rozdíl $\Delta U = \alpha_S \Delta T$, kde α_S je Seebeckův koeficient. Na přechodu dvou kovů dosahuje typicky hodnot $50\ \mu\text{V}/\text{K}$. Vhodnou volbou elektrického zapojení do můstku lze dosáhnout měřitelné změny napětí i pro malou změnu teploty způsobenou dopadem světla.

3.5 Koherentní detektory

Koherentní detektory, oproti obvyklým nekoherentním detektorům, dokáží měřit amplitudu i fázi elektromagnetické vlny. Nejčastěji jsou využívány v rádiové oblasti, nicméně lze je použít i v infračervené a viditelné oblasti. Koherentní detektor pracuje na principu interference zkoumaného

signálního svazku se zařením pomocného **lokálního oscilátoru** (LO). Pro překrytí signálu a LO se používá dělič svazků, na jehož vstupy jsou obě optická pole přivedena, jak ukazuje obr. 3.10.

Koherentní detektory dělíme na:

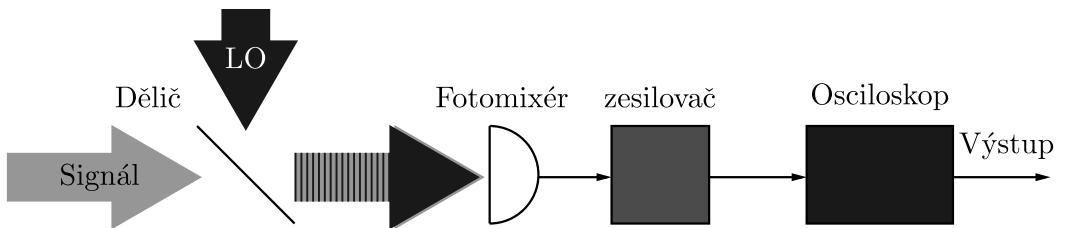
Heterodynní detektory – signál a lokální oscilátor mají rozdílné frekvence. Měří se na jednom výstupu děliče.

Homodynní detektory – signál i lokální oscilátor mají stejnou frekvenci. Často se měří rozdíl intenzit na dvou výstupech děliče, tímto způsobem lze měřit kvadraturní složky kvantového stavu.

Na děliči dochází k interferenci, na výstupu se sčítají amplitudy obou elektromagnetických vln. Výsledná amplituda bude záviset jak na původních amplitudách, tak na jejich fázovém rozdílu. Amplitudu rychle oscilujícího signálního pole nelze přímo měřit, detektory lze změřit pouze intenzitu jako modul kvadrátu amplitudy. Trik je v tom, že intenzita na výstupu děliče je promodulována rozdílem fází signálu a lokálního oscilátoru. Fázi lokálního oscilátoru známe a můžeme tedy odvodit fázi signálu. Důležité je, aby intenzitní detektor (fotomixér) byl dostatečně rychlý na registraci rozdílové (záznějové) frekvence. Rozdílová frekvence je mnohem menší než optická frekvence signálu a existují pro ní vysokorychlostní nízkošumové zesilovače.

Koherentní detektory se dají sdružovat, tj. zpracovává se signál z více detektorů při použití lokálního oscilátoru se stejnou frekvencí. Například pro astronomické účely pracují detektory na různých místech Země, čímž lze dosáhnout velké přesnosti v určení směru zdroje pozorovaného záření. Koherentní detektory vyžadují pro svůj popis kvantovou teorii, jež je nad rámec tohoto textu. Proto se budeme tématu koherentních detektorů věnovat pouze velmi stručně a čtenáře v tomto směru odkážeme na podrobnější literaturu [14, 15, 16].

3.5.1 Heterodynní detekce



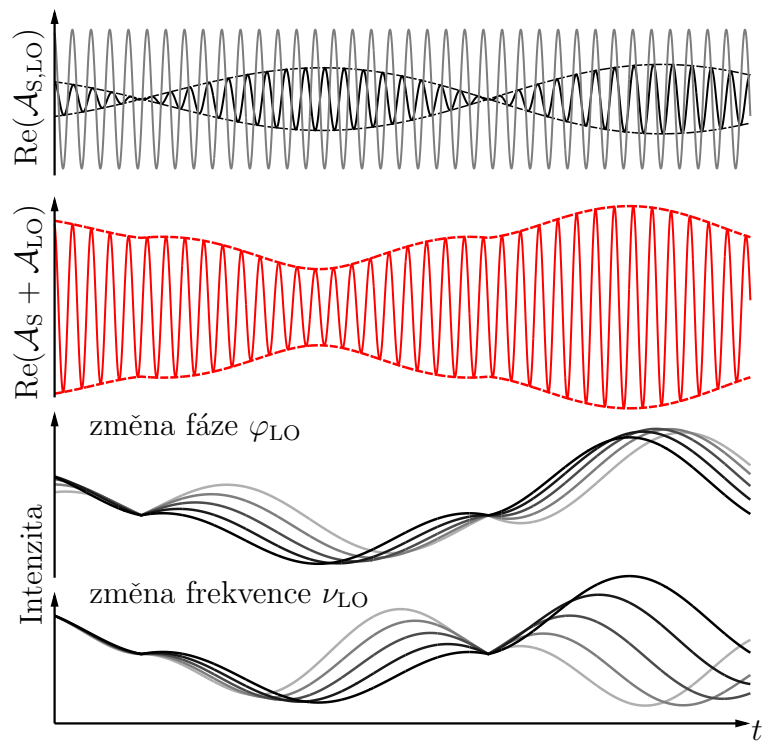
Obrázek 3.10: Schéma heterodynního detektoru, LO značí lokální oscilátor.

Matematicky lze popsat princip koherentního detektoru (obr. 3.10) následovně. Na vstupu vyváženého děliče se setkávají dvě elektromagnetické vlny, které můžeme popsat pomocí amplitud elektrického pole $\mathcal{E} = \text{Re}(\mathcal{A}e^{i2\pi\nu t})$, kde $\mathcal{A} = |\mathcal{A}|e^{i\varphi}$ je komplexní amplituda. Pokud mají obě pole stejnou polarizaci i příčný profil a jsou na děliči ideálně překryta, potom výstupní elektrická amplituda je součtem amplitud signálu a lokálního oscilátoru, $\mathcal{E} = \mathcal{E}_S + \mathcal{E}_{LO}$. Detektor (fotomixér) je citlivý jen na intenzitu dopadajícího záření $\mathcal{I} = |\mathcal{E}|^2$. Pokud označíme $|\mathcal{A}_{S,LO}|^2 = \mathcal{I}_{S,LO}$ a zavedeme-li rozdílovou frekvenci $\nu_I = \nu_S - \nu_{LO}$, dostaneme výsledný interferenční vztah

$$\mathcal{I}(t) = \mathcal{I}_{LO} + \mathcal{I}_S + 2\sqrt{\mathcal{I}_{LO}\mathcal{I}_S} \cos [2\pi\nu_I t + (\varphi_S - \varphi_{LO})]. \quad (3.2)$$

Většinou se volí frekvence lokálního oscilátoru menší než signálu, $\nu_{LO} < \nu_S$. Posuvem fáze nebo frekvence lokálního oscilátoru se mění i výstupní intenzita signálu (viz obr. 3.11 dole). Ze změřené závislosti signálu na frekvenci a fázi lokálního oscilátoru lze odvodit jak intenzitu \mathcal{I}_S , tak fázi φ_S signálu a zrekonstruovat komplexní amplitudu signálu $\mathcal{A}_S = \sqrt{\mathcal{I}_S}e^{i\varphi_S}$.

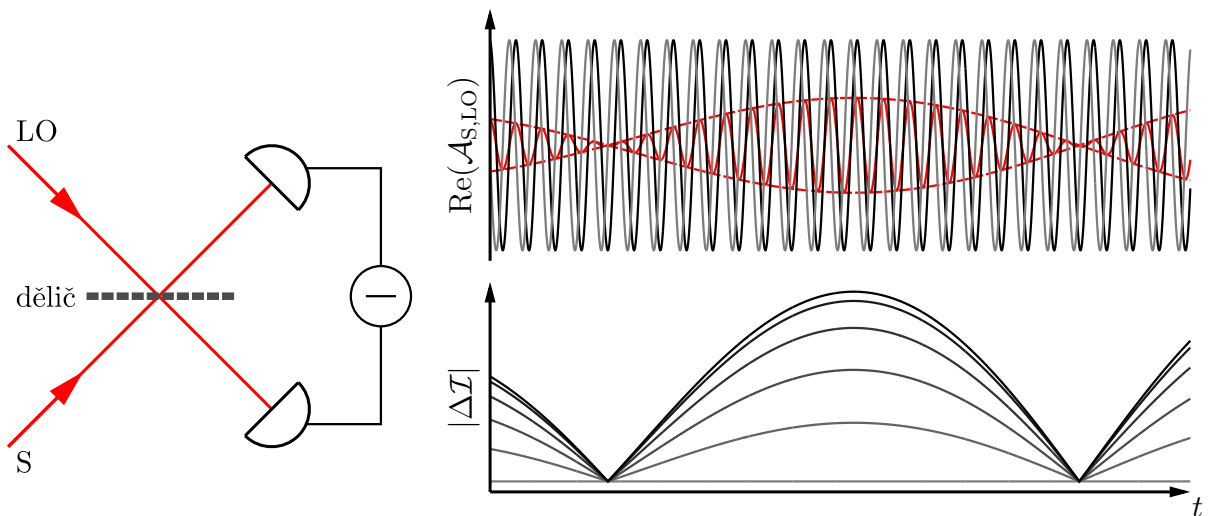
Obrázek 3.11: Příklad funkce koherentního detektoru. Od shora dolů: průběh komplexních amplitud signálu (S, černě) a lokálního oscilátoru (LO, šedě), součet (interference) obou amplitud (S+LO, červeně), průběh intenzity v závislosti na změně fáze φ_{LO} , průběh intenzity se změnou rozdílové frekvence ν_I .



Intenzitu lokálního oscilátoru volíme tak, abychom se dostali nad odečítací šum použitého detektoru. Fáze φ_{LO} musí být během měření dostatečně stabilní, většinou se používají kontinuální lasery. Dalšími prvky ve schématu detektoru jsou rychlý zesilovač a detektor.

3.5.2 Homodynní detekce

V případě homodynní detekce je $\nu_S = \nu_{LO}$. Navíc můžeme zanedbat intenzitu signálu vůči intenzitě lokálního oscilátoru ($\mathcal{I}_S \ll \mathcal{I}_{LO}$). V tomto případě budeme měřit fotoproud na obou výstupech vyváženého děliče a tyto hodnoty od sebe odečítat. Proto nevádí malé odchylky



Obrázek 3.12: Vlevo schéma homodynní detekce s měřením rozdílu výstupních fotoproudů. Vpravo nahoře průběh komplexních amplitud signálu (S, červeně) a lokálního oscilátoru (LO, odstíny šedě v závislosti na fázi), vpravo dole průběh rozdílu intenzit v závislosti na změně fáze φ_{LO} .

v intenzitě lokálního oscilátoru. Rovnice (3.2) se zjednoduší na tvar,

$$\Delta\mathcal{I}(t) = 4\sqrt{\mathcal{I}_{LO}\mathcal{I}_S(t)} \cos(\varphi_S - \varphi_{LO}). \quad (3.3)$$

Jak je vidět, je-li $\varphi_S = \varphi_{LO}$, potom bude kontrast výstupní intenzity největší (viz obr. 3.12).

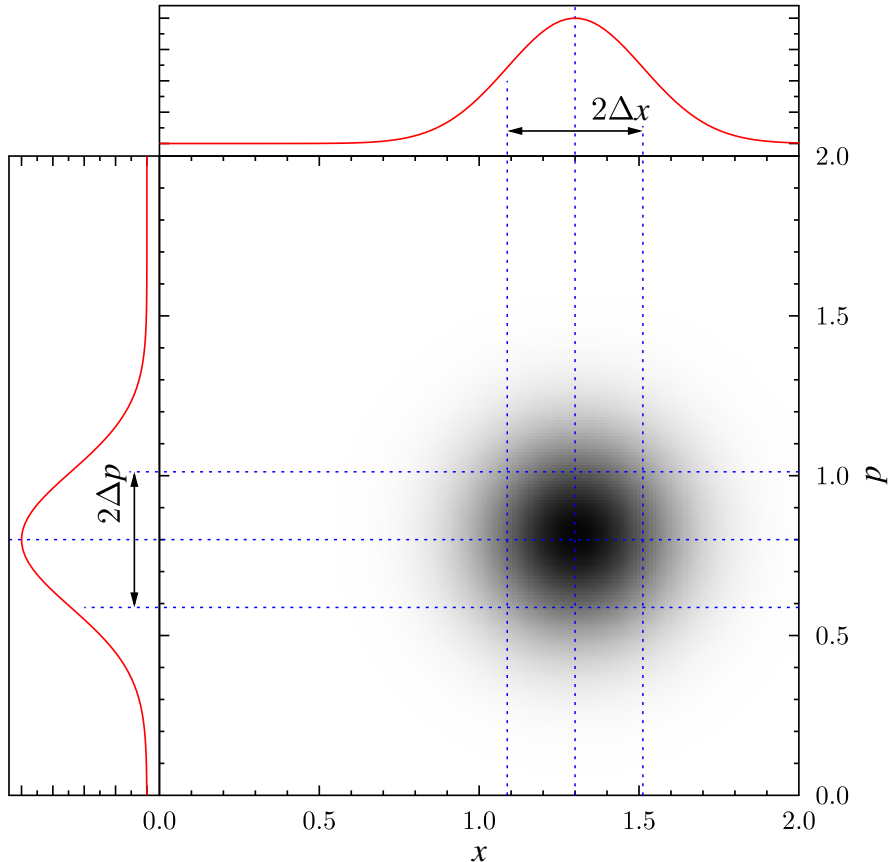
3.5.3 Měření kvadratur

Uvažujme o světle jako o módech harmonického oscilátoru s danou frekvencí. Pro popis generace světla do jednoho konkrétního módu můžeme zavést kreační a anihilační operátor (\hat{a}^\dagger, \hat{a}). Jejich kombinace definuje operátory \hat{x} a \hat{p} , které jsou kvantovou analogií klasické souřadnice a hybnosti částice,

$$\hat{x} = \left(\frac{\hat{a} + \hat{a}^\dagger}{\sqrt{2}} \right), \quad \hat{p} = i \left(\frac{\hat{a}^\dagger - \hat{a}}{\sqrt{2}} \right).$$

Pomocí homodynního detektoru lze určit tzv. kvadratury, tedy kvantové vlastnosti signálního stavu. Pro mnoho opakování se změří komplexní amplituda signálu, reálná a imaginární část komplexní amplitudy udává polohu v komplexní rovině. Výsledkem sady měření je histogram naměřených poloh. Tento histogram má nějaké prostorové rozložení (viz obr. 3.13), průměty tohoto rozložení do reálné a imaginární osy mají pološířky Δx a Δp , jak jsou kvadratury označovány. Velikosti těchto kvadratur jsou omezeny Heisenbergovými relacemi neurčitosti

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar/2. \quad (3.4)$$



Obrázek 3.13: Pravděpodobnostní rozdělení měření komplexní amplitudy signálního stavu.

Pro koherentní světlo platí, že neurčitost obou kvadratur je stejná $\Delta x = \Delta p$. Pokud se nám podaří pro dané světlo snížit neurčitost jedné kvadratury, musí se automaticky úměrně tomu

rozšířit neurčitost komplementární kvadratury. Ve fázovém diagramu by byl tento stav zobrazen jako elipsa a o takovém světle potom hovoříme jako o stlačeném.

Kapitola 4

Vnitřní fotoelektrický jev

V této kapitole se budeme věnovat detekci světla pomocí polovodičových detektorů. K detekci dochází díky vnitřnímu fotoelektrickému jevu, který se někdy nazývá zkráceně fotoefekt. Po dopadu fotonu na polovodičový materiál detektoru přeskóčí elektron na vyšší energetickou hladinu v energetickém pásu, kde se může volně pohybovat uvnitř objemu materiálu. V čistém polovodiči se excituje elektron z valenčního energetického pásu přes pás zakázaných energií do vodivostního pásu. Po této excitaci zůstane ve valenčním pásu neobsazený elektronový stav, který se nazývá **díra**. Tato kvazičástice představuje stav s kladným elektrickým nábojem, který rovněž přispívá k elektrické vodivosti materiálu. Pro elektron i díru budeme tedy používat souhrnný název nosič proudu. Měli bychom připomenout, že v polovodiči jsou volné elektrony i díry kvazičásticemi, které popisuje vlnová funkce Blochova typu [7].

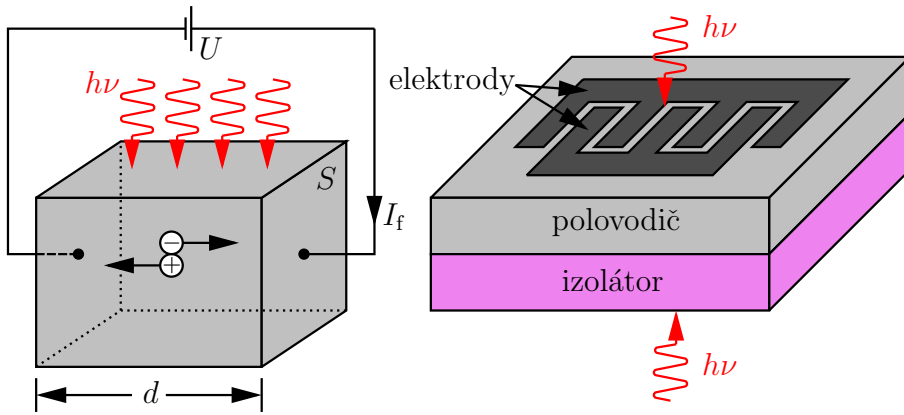
Většina polovodičových fotodetektorů pracuje na stejném principu. K detekci dochází v oblasti bez volných nosičů náboje (ochuzená oblast). Malá koncentrace volných nosičů náboje je příčinou velkého odporu a vede k nízké hladině šumu detektoru. Ochuzená oblast polovodiče je obvykle také oblast s vnitřním elektrickým polem. Po dopadu fotonu vznikne elektron-děrový pár, který se vlivem tohoto elektrického pole rozdělí, neboť elektron má záporný náboj $-e$ a díra má kladný náboj $+e$. V elektrickém poli jsou komponenty páru urychlovány opačným směrem.

Pokud má polovodič nepřímý zakázaný pás jako křemík nebo germánium, potom je malá pravděpodobnost elektron-děrové rekombinace, která by vedla k luminiscenci a okamžitému snížení elektrické vodivosti na úroveň před dopadem fotonu. Generované nosiče proudu mají v polovodičích s nepřímým zakázaným pásmem mnohem delší dobu života než v případě přímého přechodu. Díky tomu stačí dodriftovat až na kontakty bez rekombinace a zapříčinit tak měřitelný elektrický proud v obvodu, ve kterém je detektor zapojen.

4.1 Fotorezistory

Na principu světlem indukované vodivosti jsou založeny konstrukčně nejjednodušší detektory – fotorezistory (*Photoconductors*). V čistých polovodičových materiálech je počet volných nosičů exponenciálně závislý na teplotě. S rostoucí teplotou roste. Tyto volné nosiče jsou důvodem nenulové vodivosti materiálu i bez dopadu fotonů. Fotony dopadající na materiál generují tzv. nadbytečné nosiče náboje, přičemž jejich počet je úměrný fotonovému toku Φ_p , který prochází objemem materiálu Sd (S je průřez a d délka polovodiče, viz obr. 4.1). Světlem generované nosiče zvyšují měrnou vodivost materiálu o hodnotu $\Delta\sigma$, výsledkem je potom změna fotoproudu I_f úměrná Φ_p nebo změna napětí na rezistoru R_L zapojeném v sérii s fotodetektorem.

V tomto textu budeme používat následující značení: I je proud, j je plošná hustota proudu, I_f značí fotoproud (o kolik se zvýší proud díky dopadu světla) a j_f je hustota tohoto fotoproudu.



Obrázek 4.1: Schéma elektrického obvodu polovodičového detektoru.

4.1.1 Čisté polovodiče – vlastní, nedopované, intrinsické

Čisté polovodiče bez příměsí se označují někdy jako vlastní nebo intrinsické materiály. K absorpci fotonů u nich dochází jen díky mezipásovým přechodům. Uvnitř zakázaného pásu není žádná příměsová hladina, ze které nebo na kterou by mohly elektrony přeskakovat. Co se týče konstrukce fotodetektoru z vlastních polovodičů, tvar a vzdálenost mezi elektrodami jsou voleny tak, aby se minimalizovala doba průchodu nosičů náboje, a tedy aby byla odezva fotorezistoru co nejrychlejší. Pokud je substrát průhledný, může být detektor osvětlen i zezadu, zamezíme tím ztrátám díky absorpci na kontaktech, které zakrývají fotovodivý materiál (viz obr. 4.1 vpravo).

K matematickému popisu fotorezistoru můžeme použít například rychlost generace volných nosičů proudu

$$R_g = \frac{\eta \Phi_p}{Sd} = \frac{n_e}{\tau}, \quad (4.1)$$

kde n_e je koncentrace elektronů a střední rekombinační doba τ popisuje dobu života volného elektronu, tj. dokud nezrekombinuje s dírou. Změna vodivosti osvětleného polovodiče se spočítá podle vztahu

$$\Delta\sigma = e(\mu_e + \mu_h)n_e = \frac{\eta e \tau (\mu_e + \mu_h)}{Sd} \Phi_p, \quad (4.2)$$

kde $\mu_{e,h}$ značí pohyblivosti elektronu a díry. Při odvození jsme využili toho, že počet generovaných fotoelektronů se rovná počtu generovaných děr. Připomeňme ještě, že pohyblivost je definovaná jako rychlost, kterou se bude elektron nebo díra pohybovat v elektrickém poli jednotkové intenzity (1 V/m). Driftové rychlosti nosičů náboje jsou přímo úměrné velikosti intenzity elektrického pole E a pohyblivosti: $v_{e,h} = \mu_{e,h}E$.

Plošná hustota elektrického fotoproudu, který poteče fotorezistorem po dopadu záření, je daná Ohmovým zákonem, $j_f = \Delta\sigma E$. Ten představuje lineární úměrnost proudu na velikosti intenzity elektrického pole, která platí v polovodiči jak pro elektrony, tak pro díry. Fotoproud v obvodu se potom vypočítá jako součet obou příspěvků podle vztahu

$$I_f = j_f S = \eta e \tau (\mu_e + \mu_h) \Phi_p E / d. \quad (4.3)$$

Zavedeme-li střední dobu transportu elektronů v polovodiči $\tau_e = d/v_e$ a předpokládáme-li, že ve většině polovodičů je pohyblivost děr mnohem menší než pohyblivost elektronů ($\mu_h \ll \mu_e \Rightarrow v_h \ll v_e$), potom vychází velikost generovaného fotoproudu detektorem přibližně

$$I_f \approx \eta e \Phi_p \tau / \tau_e. \quad (4.4)$$

Zisk

Ve vztahu (4.4) jsou dvě časové konstanty: střední doba života elektronu τ a doba transportu elektronu mezi kontakty τ_e . Jejich vzájemný poměr definuje zisk

$$G = \tau/\tau_e \quad \Rightarrow \quad I_f \approx \eta e \Phi_p G. \quad (4.5)$$

Zisk je menší než 1, pokud elektron zrekombinuje dřív, než dorazí na kontakt ($\tau < \tau_e$). Jen část nosičů potom přispívá k proudu ve vnějším obvodu. Proto se při konstrukci dbá na to, aby vzdálenost kontaktů byla co nejmenší při zachování největší možné aktivní (světlocitlivé) plochy detektoru.

Pokud se elektrony pohybují mnohem rychleji než díry a je-li $\tau > \tau_e$, potom elektron dorazí na okraj polovodiče dříve než díra a přejde do vnějšího obvodu. Podle zákona zachování kontinuity proudu musí být dodán nový elektron vnějším obvodem z druhého kontaktu polovodiče. Tento elektron opět projde celým polovodičem na první kontakt, kde přejde do vnějšího obvodu. To se bude opakovat až do chvíle, kdy elektron zrekombinuje s dírou nebo kdy díra doputuje na kontakt a opustí polovodič. Zisk detektoru se potom dá vyjádřit jako počet průchodů elektronu celou délkou polovodiče do okamžiku rekombinace.

Ukažme si jednoduchý příklad. Nechť vzdálenost kontaktů ve fotorezistoru $d = 1$ mm a rychlost elektronů $v_e \sim 10^7$ cm/s. Střední doba transportu elektronů τ_e je potom přibližně 10^{-8} s. Střední doba rekombinace τ se pro různé materiály značně liší. Dosahuje hodnot od 10^{-13} s do jednotek sekund. Výběrem vhodného materiálu tedy můžeme měnit zisk ve velkém rozsahu od 10^{-5} do 10^9 . Maximum dosažitelného zisku je ale jen 10^6 . To je způsobeno parazitními efekty, které omezují maximální hustotu proudu. Dochází např. k zpomalení nosičů nárazovou ionizací nebo může dojít až k průrazu dielektrika.

Spektrální citlivost

Spektrální citlivost fotorezistoru víceméně kopíruje závislost kvantové účinnosti na vlnové délce. V čistých polovodičích přispívají k měřenému signálu jen mezipásové přechody. Šířka zakázaného pásu E_g udává minimální energii fotonu, kterou je detektor schopen absorbovat. Fotony s nižší energií nejsou absorbovány a materiálem volně procházejí. Šířce zakázaného pásu odpovídá mezní detekovatelná vlnová délka λ_g . Hodnoty pro typicky používané polovodiče se značně liší, jak ukazuje tab. 4.1. Volbou elementárního polovodiče nebo binárních polovodičů vybíráme danou mezní vlnovou délku. U ternárních slitin můžeme ladit mezní vlnovou délku a detekovat i dlouhovlnnou infračervenou oblast. Například u slitiny $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ lze měnit spojitě šířku zakázaného pásu změnou poměru rtuti a kadmia, $E_g(\text{CdTe}) = 1.55$ eV ($\lambda_g = 0.8$ μm). $E_g(\text{HgTe}) < 0$, zakázaný pás zmizí, protože vodivostní a valenční pás se překrývají. Chová se tedy jako kov. Mezní vlnová délka λ_g závisí také na teplotě. Při poklesu na kryogenní teploty se

Materiál	ϵ_r	τ [s]	μ_e [$\text{cm}^2/(\text{Vs})$]	μ_h [$\text{cm}^2/(\text{Vs})$]	E_g [eV]
Si	11.8	10^{-4}	1 350	480	1.11
Ge	16	10^{-2}	3 900	1 900	0.67
PbS	161	2×10^{-5}	575	200	0.37
InSb	17.7	10^{-7}	105	1 700	0.18
GaAs	13.2	$\geq 10^{-6}$	8 500	400	1.43
InP	12.4	$\sim 10^{-6}$	4 000	100	1.35

Tabulka 4.1: Hodnoty relativní permitivity ϵ_r , střední doby rekombinace τ , pohyblivosti elektronů a děr $\mu_{e,h}$ a šířky zakázaného pásu E_g pro některé vlastní polovodiče a polovodičové slitiny, převzato z [2].

může významně posunout. GaAs má při pokojové teplotě $E_g(300\text{ K}) = 1.43\text{ eV}$, ale po ochlazení na heliové teploty $E_g(4\text{ K}) = 1.52\text{ eV}$. U některých materiálů se šířka zvyšuje, u jiných snižuje. Při detekci IČ fotonů v oblasti nad $1\text{ }\mu\text{m}$ je potřeba detektor s úzkým zakázaným pásem chladit, aby se snížila pravděpodobnost přeskočení elektronu přes zakázaný pás díky termální excitaci.

Citlivost \mathcal{R}

Citlivost detektoru se dá zvýšit zvětšením zisku a účinnosti detektoru. Kvantová účinnost závisí například na tvaru a vzdálenosti elektrických kontaktů a na velikosti předpětí na kontaktech. Napětí se může zvýšit až k průraznému napětí, tehdy vlivem nárazové ionizace dochází k fluktuacím ve vodivosti a nárůstu šumu. V oblasti blízko průrazného napětí je třeba detektor vybavit další ochrannou elektronikou a používat jen limitovaný rozsah výkonu dopadajícího záření, aby nedošlo ke zničení detektoru. Další možností zvýšení citlivosti je dosáhnout dlouhé doby života nosičů náboje v polovodičovém materiálu – τ . To znamená vybrat prvky popř. slitiny s nepřímým přechodem (Si, Ge) s vysokou čistotou bez defektů či jiných rekombinačních center.

Doba odezvy

Doba odezvy detektoru závisí na době průchodu nosičů náboje polovodičovým materiálem mezi kontakty a na RC konstantě elektrického obvodu detektoru. Odpor R a kapacita C polovodiče se dají spočítat ze vztahů

$$R = \frac{d^2}{\eta e \Phi_p \tau (\mu_e + \mu_h)}, \quad C = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 S}{d}, \quad (4.6)$$

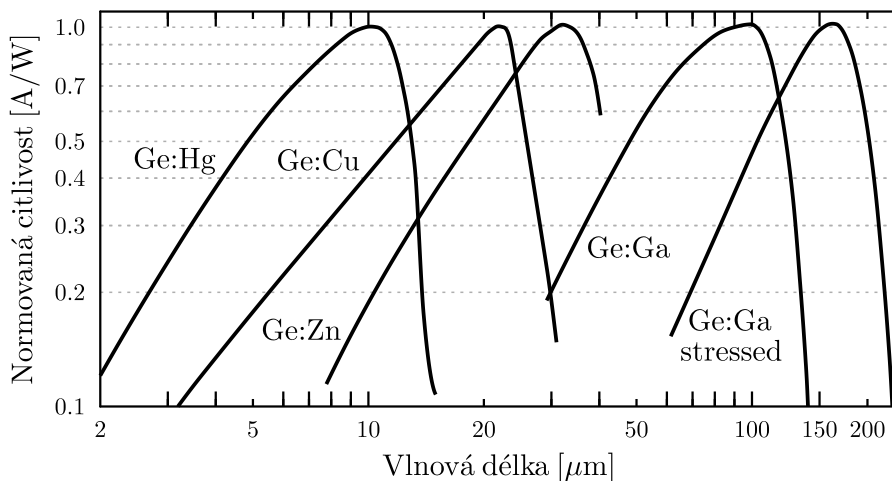
kde $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}\text{ F/m}$ je permitivita vakua a ε_r bezrozměrná relativní permitivita. RC konstanta je tedy nepřímo úměrná fotonovému toku Φ_p . Celková doba průchodu nosičů náboje je úměrná střední době rekombinace τ a nepřímo úměrná šířce přenosového pásma nosičů B . S rostoucí velikostí τ roste zisk detektoru G , který je žádaný, ale klesá šířka pásma B a tedy i rychlost odezvy. Součin zisku a šířky pásma je přibližně konstantní, nezávislý na střední době rekombinace, typicky platí $GB \approx 10^9$. Mezní frekvence zaznamenaná detektorem se dá vyjádřit hodnotou

$$f_{\max} = \frac{1}{2\pi\tau}.$$

4.1.2 Příměsové polovodiče – nevlastní, dopované, extrinsické

Pomocí nevlastních polovodičů můžeme detekovat záření s většími vlnovými délkami. Díky dopantům vznikají energetické hladiny uvnitř zakázaného pásu. Energie absorbovaného fotonu tedy nemusí přesahovat celou šířku zakázaného pásu E_g . Excitace příměsí může probíhat dvěma způsoby: 1) foton excituje elektron z donorové hladiny do vodivostního pásu a na jeho místě zůstane díra vázaná na ionizovaný donor, 2) foton excituje elektron z valenčního pásu a ten zůstane navázaný na ionizovaný akceptor, ve valenčním pásu pak zůstane volná díra. Na aktivaci nosiče náboje je potřeba jen malá energie v řádu desítek milielektronvoltů. Zvyšuje se tak pravděpodobnost termální excitace – termálního šumu. K jeho potlačení se musí detektor chladit, a to až na teploty tekutého helia (4 K). Kvantová účinnost je různá podle materiálu, například pro Ge:Cu (germanium dopované mědí) je maximum 50 %, pro Ge:Hg jen 3 %. Závislosti relativních citlivostí několika dopovaných materiálů na vlnové délce jsou na obr. 4.2.

Absorpce materiálu α , a tedy i kvantová účinnost detektoru, se mění s koncentrací dopantu, $\alpha(\lambda) = \sigma_i(\lambda)N_{a,d}$, kde σ_i je fotoionizační průřez a $N_{a,d}$ koncentrace dopantu (akceptoru nebo donoru). Hodnoty fotoionizačního průřezu jsou dány materiálem (viz tab. 4.2). Dopování polovodiče se obvykle provádí difuzí nebo iontovou implantací příměsového prvku. Koncentrace



Obrázek 4.2: Závislosti relativní citlivosti na vlnové délce nevlastních polovodičových materiálů (převzato a upraveno z [1]).

Dopant	Typ	Ge		Si	
		λ_m [μm]	σ_i [10^{-15} cm^2]	λ_m [μm]	σ_i [10^{-15} cm^2]
Al	p			18.5	0.8
B	p	119	10	28	1.4
Be	p	52		8.3	0.005
Ga	p	115	10	17.2	0.5
In	p	111		7.9	0.033
As	n	98	11	23	2.2
Cu	p	31	1	5.2	0.005
P	n	103	15	27	1.7
Sb	n	129	16	29	6.2

Tabulka 4.2: Mezní vlnové délky λ_m a fotoionizační průřezy σ_i křemíku a germania s různými dopanty p-typu a n-typu [2].

dopantů se pohybuje v rozmezí od 10^{14} do $10^{21} / \text{cm}^3$. To odpovídá poměru počtu atomů dopantu ku počtu atomů původní mřížky v poměru 10^{-9} – 10^{-3} . Maximální dosažitelná koncentrace dopantů je limitovaná za prvé fundamentálně tzv. rozpustností dopantu v krystalové mřížce a za druhé funkčně, kdy nárůst vodivosti díky dopování nežádoucím způsobem ovlivňuje funkci detektoru. To omezuje typicky používané koncentrace $N_{a,d}$ na hodnoty 10^{15} až $10^{16} / \text{cm}^3$ pro dopování křemíku a o něco méně pro dopování germania. Dosadíme-li do vzorce pro absorpční koeficient α , dostaneme pro dopované polovodiče hodnoty přibližně o tři řády menší než v případě vlastních polovodičů. Pro dosažení odpovídající kvantové účinnosti se potom musí zvětšit objem použitého polovodičového detektoru.

4.1.3 Heterostruktury

Pokud vytvoříme strukturu z vrstev polovodičů s různým dopováním, potom se na přechodech bude vytvářet elektrické pole a energetické pásy v oblasti přechodu se zdeformují [8, 7]. Pokud budeme kombinovat různě dopované vrstvy stejného polovodiče, můžeme tak vytvářet různé **homostruktury** typu p-i-n, p⁺-p-n, n-i-p-i apod. Šířka zakázaného pásu se v celé homostruktuře nemění. Naproti tomu, pokud budeme ve vrstvách měnit základní materiál polovodiče, vzniknou na přechodech mezi materiály skoky vodivostního a valenčního pásu, které kompenzují rozdíl

šířky zakázaných pásů obou materiálů. Tyto polovodiče se označují jako **heterostruktury** a jejich výroba je podstatně složitější.

Skoky v průběhu energetických pásů dovolují vytvářet potenciálové jámy. Jámu může tvořit např. GaAs obklopený potenciálovými bariérami z AlGaAs. Pro heterostruktury speciálně navržené pro detekci v infračervené oblasti se mezní vlnová délka pohybuje od 4 do 20 μm . Zástupci tohoto typu detektoru jsou například QWIP a QDIP (*quantum-well*, resp. *quantum-dot infrared photodetector*).

4.1.4 Technické parametry komerčních fotorezistorů

V tabulce 4.3 jsou vybrané technické parametry tří fotorezistorů z nabídky Tesly Blatná a.s. U_{max} značí maximální provozní napětí. P_{max} popisuje maximální ztrátový výkon při pokojové teplotě, $\lambda_{\mathcal{R}_{\text{max}}}$ je vlnová délka maxima citlivosti. $R_{10\text{lx}}$ značí odpor prvku při osvětlení s intenzitou 10 lx a barevnou teplotou 2856 K, R_{min} je minimální hodnota odporu za tmy, s rostoucím osvětlením odpor detektoru klesá.

Typ	U_{max} [V]	P_{max} [mW]	$\lambda_{\mathcal{R}_{\text{max}}}$ [nm]	$R_{10\text{lx}}$ [k Ω]	R_{min} [M Ω]
M0856 20	250	125	560	13...27	2
P0860 200	320	125	600	130...260	50
K0772 10	150	125	720	6.5...13.5	10

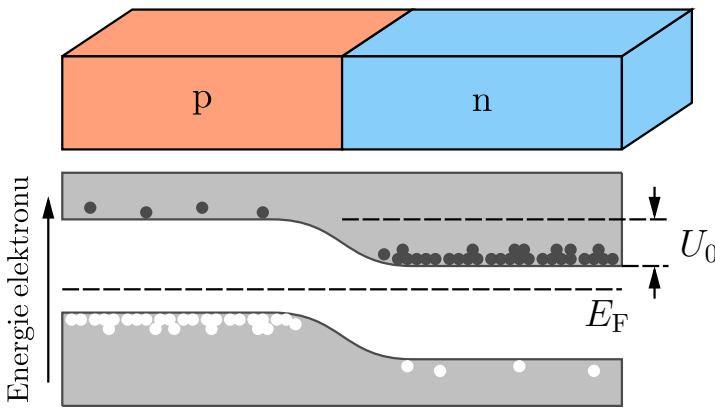
Tabulka 4.3: Parametry komerčních fotorezistorů z nabídky firmy Tesla Blatná a.s. Vysvětlivky k jednotlivým veličinám jsou uvedeny v textu.

4.2 Fotodiody

Některé dopované polovodičové materiály nelze použít coby fotorezistory s velkým ziskem, protože mají příliš velkou koncentraci volných nosičů náboje, z čehož vyplývá malý odpor a nízké průrazné napětí. Nicméně s využitím litografické technologie pro prostorovou modifikaci dopování polovodičů lze vyrobit p-n přechod – diodu. Dioda používaná jako detektor se nazývá fotodioda (*Photodiode*). Díky dostatečně velkému odporu ochuzené vrstvy při zapojení p-n přechodu v závěrném směru mohou tyto součástky pracovat i při pokojové teplotě.

4.2.1 p-n fotodiody

V polovodičích typu p a n je velký rozdíl v koncentraci elektronů a děr. Díky tomu dochází na jejich rozhraní k difuzi a vzájemné rekombinaci volných nosičů. Termálně excitované majoritní elektrony se přesouvají z n-typu do p-typu, kde rekombinují s většinovými dírami. Díry difundují opačným směrem a též rekombinují. Rekombinací elektronů a děr vzniká na rozhraní prostor s ionizovanými příměsemi, které vytvářejí elektrické pole, které zastaví další difuzi volných nábojů. **Oblast prostorového náboje** se někdy označuje také jako **ochuzená vrstva**, neboť je v této oblasti malá koncentrace volných elektronů i děr a p-n přechod má tedy velký odpor. Napětí plynoucí z vytvoření stavu termodynamické rovnováhy na přechodu se nazývá difuzní potenciál U_0 (viz obr. 4.3). Je třeba si uvědomit, že difuzní potenciál způsobí ohyb energetických pásů, ale na vnějších kontaktech diody nenaměříme žádné napětí. Mimo ochuzenou oblast je nulové elektrické pole a energetické pásy jsou zde konstantní. Kvůli vysoké koncentraci majoritních nosičů mají dopované části polovodiče mimo ochuzenou oblast vysokou vodivost. Aby fungoval p-n přechod jako fotodioda, připojí se obvykle na diodu napětí v závěrném směru. To znamená, že



Obrázek 4.3: Schéma p-n přechodu v termodynamické rovnováze bez přiloženého napětí.

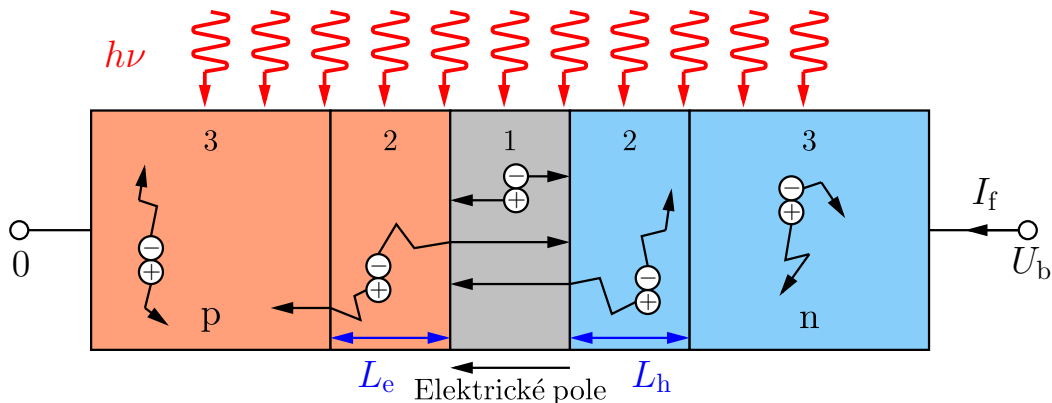
kladné napětí se přiloží na elektrodu polovodiče n-typu. V této konfiguraci se potenciál vnějšího pole a difuzní potenciál sčítají. To způsobí větší prohnutí energetických pásov a zvětšení šířky ochuzené oblasti. Výsledkem je nárůst elektrického odporu a současně s tím se sníží kapacita p-n přechodu. S rostoucím závěrným napětím může ale dojít k lavinovému průrazu, kdy napětím urychlený nosič náboje ionizuje další elektron-děrový pár (viz obr. 4.10).

Ačkoliv je fotodioda zkonstruována z dopovaných polovodičů, ke zvýšení generovaného fotoproudu dochází pouze po absorpci fotonu s energií větší, než je šířka zakázaného pásu. Vygenerovaný elektron-děrový pár je na p-n přechodu rozdělen a oba nosiče proudu se rozběhnou opačnými směry vlivem vnitřního elektrického pole. Absorbovaný fotonový tok zvětšuje vodivost fotodiody podobně jako u fotorezistoru podle vztahu (4.5), $I_f = \eta e \Phi_p$, s tím rozdílem, že fotodioda nevykazuje zisk ($G = 1$). Závislost citlivosti je též stejná jako u fotorezistoru s jednotkovým ziskem,

$$\mathcal{R} = \frac{I_f}{\Phi_r} = \frac{I_f}{h\nu \Phi_p} = \frac{e\eta}{h\nu}. \quad (4.7)$$

Volné nosiče proudu se mohou v polovodiči pohybovat díky třem různým jevům. Prvním je chaotický **tepelný pohyb**, který ale ve střední hodnotě nezpůsobuje žádný makroskopický proud. **Difuze** znamená pohyb nosičů v koncentračním spádu z místa s větší koncentrací do místa s menší koncentrací. Naproti tomu **drift** nosičů je způsoben elektrickým polem, které nabitě nosiče urychluje elektrickou silou. K absorpci fotonů a vzniku elektron-děrových párů dochází v celé osvětlené oblasti fotodiody, podle odezvy generovaných nosičů si můžeme fotodiodu rozdělit na tři sekce (viz obr. 4.4):

1. Absorpce v ochuzené oblasti vede ke generaci proudu obvodem fotodiody. V této oblasti dochází ke driftu generovaných nosičů vlivem dostatečně velké intenzity elektrického pole E . Je zde malá hustota volných nosičů, a tedy malá pravděpodobnost rekombinace nosičů náboje.
2. V bezprostřední blízkosti ochuzené oblasti už není vnitřní elektrické pole, proto se nosiče náboje po vzniku pohybují nahodile do té doby, než zrekombinují s nosičem opačného znaménka. Blízko ochuzené oblasti je ale i ta možnost, že se nosič náhodně dostane do oblasti 1, kde je vnitřní elektrické pole a přeci jen přispěje k proudu vnějším obvodem. Pravděpodobnost, že se tak stane, klesá exponenciálně se vzdáleností od p-n přechodu. Důležitými materiálovými parametry, které tento jev ovlivňují, jsou koeficienty difuze elektronů a děr $D_{e,h}$ [cm^2/s] a difuzní délky $L_{e,h} = \sqrt{D_{e,h}\tau_{e,h}}$.
3. Ve vzdálenosti větší než $L_{e,h}$ od ochuzené oblasti už generované nosiče náboje nepřispějí k proudu ve vnějším obvodu. Proto je zbytečné, aby byl v této oblasti detektor osvětlen.



Obrázek 4.4: Oblasti osvětlené fotodiody podle toho, jak přispívají k proudu v detektoru.

Vlastnosti fotodiody jsou podobné vlastnostem fotorezistoru, jen zisk je roven jedné a časové vlastnosti ovlivňuje delší doba nutná na přesun nábojů ke kontaktům, které jsou zde od sebe vzdálenější.

4.2.2 Doba odezvy p-n fotodiody

Doba odezvy je opět určena dobou průchodu elektronů a děr materiálem a dále RC konstantou dané fotodiody. Navíc přibývá doba transportu nosičů náboje vzniklých mimo ochuzenou oblast. Tu popisujeme pomocí střední doby pohybu elektronů v polovodiči typu p (τ_p) a děr v polovodiči typu n (τ_n) mimo ochuzenou oblast. Kapacita přechodu je relativně velká,

$$C = \epsilon_r \epsilon_0 S/d.$$

Její hodnota závisí na odmocnině z koncentrace dopantů, pro zmenšení kapacity by se hodilo malé dopování polovodičů. To jde ale proti potřebě na malý odpor mimo ochuzenou oblast, aby byl p-n přechod dobře propojen na kontakty součástky. Musí se tedy volit kompromis.

4.2.3 Elektrické zapojení a VA charakteristika fotodiody

V učebnicích pevných látek [7, 8] se odvozuje voltampérová (VA) charakteristika pro diodu. VA závislost fotodiody se liší pouze tím, že se k proudu součástkou přičte člen popisující fotoproud (proud generovaný absorbovaným světlem).

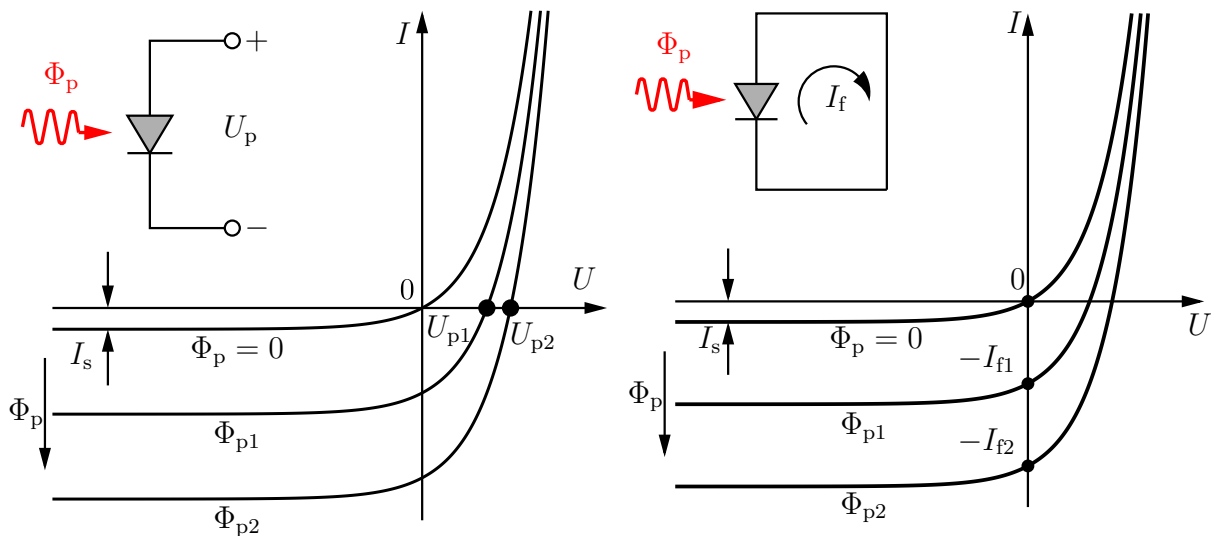
$$I = I_s \left(e^{eU/k_B T} - 1 \right) - I_f. \quad (4.8)$$

I_s značí satureovaný proud a I_f je fotoproud. V případě p-n fotodiody se používají čtyři základní elektrická zapojení znázorněná na obr. 4.5 a 4.6.

Otevřený obvod – představuje tzv. zapojení na prázdko, generované páry elektronů a děr pouze zvyšují elektrické pole v neuzavřeném obvodu. S rostoucím světelným tokem roste napětí, které můžeme naměřit na kontaktech. Maximální napětí, které lze získat, je dané šířkou zakázaného pásu. Jelikož obvod není uzavřený a neteče jím proud, udává se citlivost v tomto zapojení v jednotkách V/W.

Zapojení na krátko – vznikne v obvodu, kde jsou oba kontakty p-n fotodiody přímo spojeny, měří se generovaný fotoproud I_f .

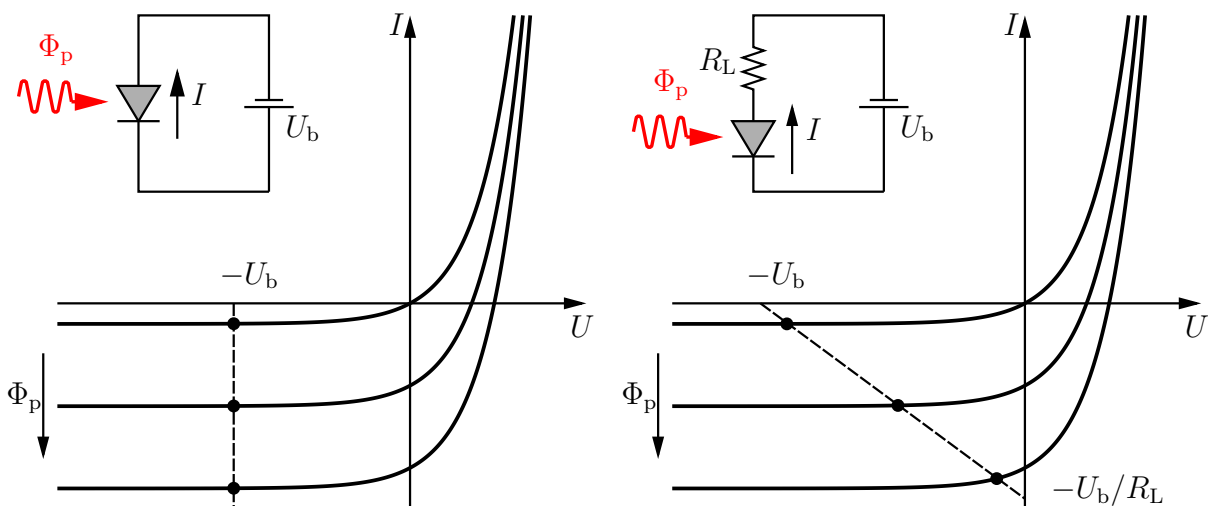
Solární články – používají zapojení, které maximalizuje generovaný výkon, $P_I = UI$, tudíž jak napětí U , tak proud I musí být nenulové. Fotodiody jsou v obvodu se zátěží, v porovnání s otevřeným obvodem poklesne napětí, ale obvodem teče proud.



Obrázek 4.5: Průběh voltampérové závislosti pro elektrické zapojení a) naprázdno, b) nakrátko.

Zapojení se závěrným napětím – dovoluje detekovat světlo díky tomu, že proud v závěrném směru je úměrný dopadající intenzitě světla.

Zapojení se závěrným napětím s rezistorem v sérii – chrání součástku před příliš vysokým proudem v případě intenzivního osvětlení. Pokud by odpor fotodiody klesl na nulu, poteče obvodem konečný proud o velikosti U_b/R_L .



Obrázek 4.6: Průběh voltampérové závislosti pro elektrické zapojení se závěrným napětím a) bez a b) s rezistorem v sérii.

S rostoucím závěrným napětím roste rychlost nosičů náboje, tím klesá doba průchodu polovodičem. Celkem se zkrátí doba odezvy a zvětší se fotocitlivá oblast. I díky tomu, že p-n fotodiody nevykazují zisk, jsou rychlejší než fotorezistory.

Materiály fotodiód

V tabulce 4.4 je pro úplnost uveden přehledový seznam nejčastěji používaných materiálů pro výrobu p-n fotodiód spolu s mezní vlnovou délkou λ_g , která je daná šířkou zakázaného pásu.

materiál	λ_g	materiál	λ_g
diamantové vrstvy	230 nm	GaN	370 nm
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	200–370 nm	GaP	520 nm
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}$	0.75–1.7 μm	Si	1.1 μm
GaInAs	1.65 μm	Ge	1.8 μm
InAs	3.4 μm	InSb	6.8 μm
$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$	1–15 μm		

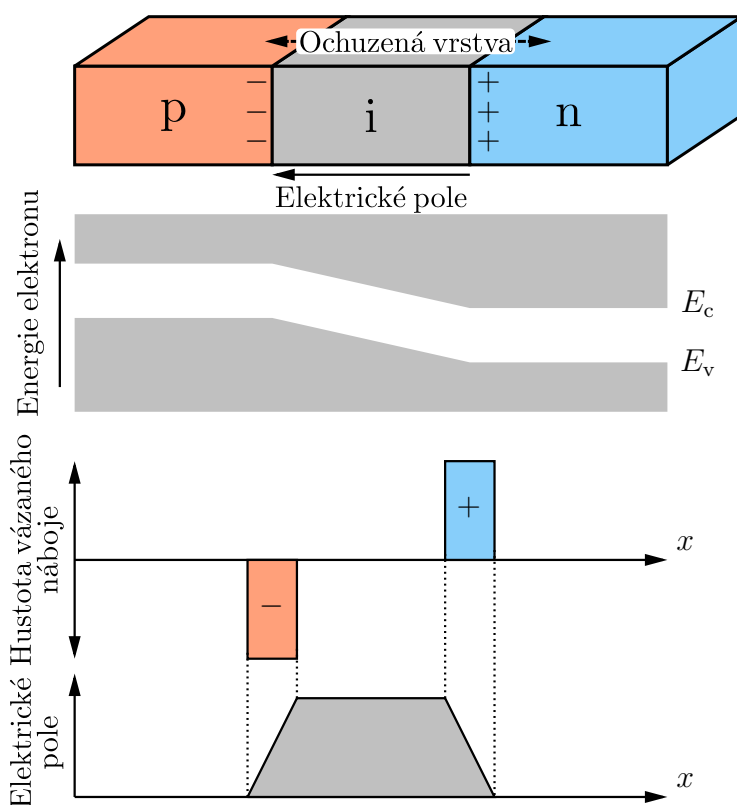
Tabulka 4.4: Materiály pro výrobu p-n fotodiod s mezní vlnovou délkou λ_g .

4.2.4 PIN fotodiody

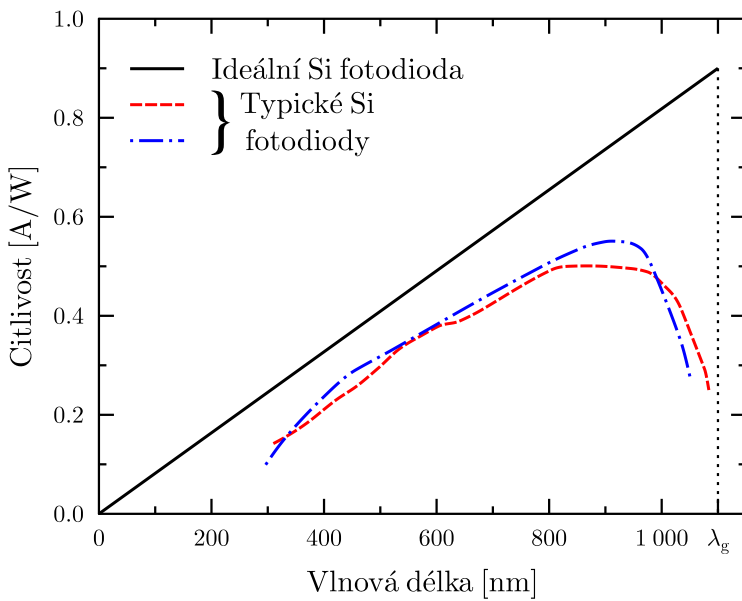
Jak bylo zmíněno výše, fotodioda je schopna detekovat pouze fotony absorbované v ochuzené oblasti nebo v její těsné blízkosti. Pro zlepšení účinnosti absorpce světla právě v této oblasti se jeví žádoucí tuto oblast rozšířit. To se provádí vložení vlastního, neboli intrinsického polovodiče i-typu mezi p-typ a n-typ, viz obr. 4.7. Díky technologii silného dopování okolních vrstev bývá většinou i intrinsická vrstva slabě dopovaná. Výhody takto vylepšené p-i-n (PIN) fotodiody jsou následující:

- rozšíření ochuzené vrstvy, a tedy světlocitlivé oblasti,
- snížení kapacity p-n přechodu, a tedy i RC konstanty, ale současně také prodloužení doby průchodu nosičů přes ochuzenou oblast,
- zvětšení oblasti driftu, kde jsou nosiče urychlovány polem, vůči oblasti bez pole, kde probíhá jen pomalejší difuze. Z toho plyne větší střední hodnota rychlosti generovaných nosičů v diodě.

V případě detektorů z polovodičových materiálů s nepřímým zakázaným pásem (obr. 1.7) je pro splnění zákonů zachování energie a hybnosti nutná pro absorpci na hraně zakázaného



Obrázek 4.7: Schéma p-i-n fotodiody, zakřivení energetických pásů, průběh hustoty náboje a elektrického pole na poloze.



Obrázek 4.8: Průběh citlivosti ideální a typické křemíkové fotodiody (převzato a upraveno [1]).

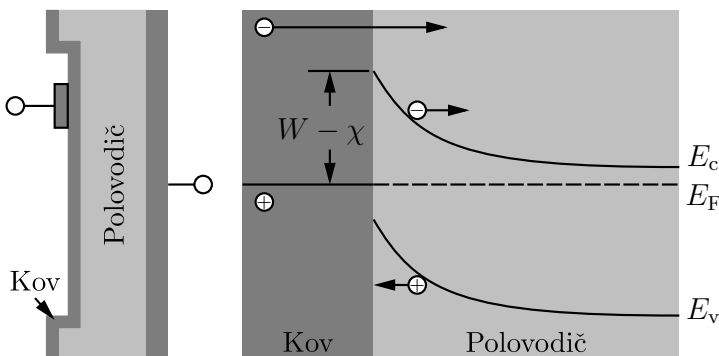
pásu spolupráce s kmity mřížky – fonony. Maximum citlivosti se proto posouvá ke kratším vlnovým délkám (viz obr. 4.8). To odpovídá přechodu elektronu z maxima valenčního pásu do vodivostního pásu beze změny hybnosti. Toto místo není minimem vodivostního pásu, ale pro fotonem excitovaný přechod elektronu zde není zapotřebí interakce s fonony.

4.2.5 Heterostruktury

Stejně jako u fotorezistoru i u fotodiody můžeme výrazně zlepšit její vlastnosti vrstvením různých materiálů – vytvořením heterostruktury. Například, má-li určitá vrstva větší šířku zakázaného pásu, než je energie detekovaného záření, potom může sloužit tato vrstva jako průhledné okénko. Omezí se tak absorpce mimo ochuzenou oblast. V blízké infračervené oblasti (700–780 nm) se používá AlGaAs na podložce (substrátu) z GaAs. Různými poměry In a Ga můžeme naladit detektor z materiálů InGaAs/InP na vlnové délky informačních oken ve vláknech (1.3–1.6 μm) s kvantovou účinností 75 % a s citlivostí 0.9 A/W. Detektory z materiálů $Hg_xCd_{1-x}Te/CdTe$ jsou použitelné v oblasti od 3 po 17 μm, praktické využití může být pro noční vidění, termální zobrazení nebo komunikace v IČ oblasti. V případě kvaternárních slitin můžeme ladit mřížkovou konstantu tak, aby byl detektor snadno implementovatelný na různé podkladové materiály.

Fotodiody s Schottkyho bariérou

Tyto fotodiody (viz schéma na obr. 4.9) jsou zkonstruované na heteropřechodu kovu a polovodiče. Ne všechny polovodiče lze připravit jako p-typ či n-typ. Jejich funkci pro vytvoření p-n



Obrázek 4.9: Fotodioda s Schottkyho bariérou, E_c značí energii vodivostního a E_v valenčního pásu, E_F Fermiho hladinu, W výstupní práci kovu a χ elektronovou afinitu polovodiče.

přechodu v Schottkyho diodě zastane tenký světlopropustný kovový film. Vzniká tenká ochuzená oblast v bezprostřední blízkosti povrchu polovodiče. Blízko u povrchu dochází k absorpci kratších vlnových délek (modrá viditelná a UV oblast). U klasických fotodiod by byla kvantová účinnost pro tuto oblast redukována povrchovou rekombinací, neboť poblíž povrchu se nalézají velké množství rekombinačních center. Rozhraní se vzduchem znamená porušení periodičnosti krystalové mřížky. Atomům na povrchu chybí někteří sousedi a jejich vazby se tedy musí přeuspořádat.

Díky tenké ochuzené oblasti, tedy i krátké driftové době nosičů, je tento detektor velmi rychlý. U polovodičové fotodiody by se se zmenšující tloušťkou ochuzené vrstvy zvětšoval odpor, a tedy i RC konstanta, kov má ale odpor zanedbatelný. Nespornou výhodou fotodiody s Schottkyho bariérou je i to, že u přechodu kov-polovodič je proud součástí dán majoritními nosiči. Jejich doba průletu τ_e je v řádu ps, čemuž odpovídá frekvenční šířka pásma až 100 GHz.

Technické parametry komerčních fotodiod

Zatím jsme se věnovali pouze materiálovým parametrům polovodičů, ale důležité jsou i některé další technické faktory včetně geometrických. Například velikost **aktivní oblasti**, což je průměr, popř. plocha opticky aktivní oblasti, kde dochází ke konverzi světla na nosiče náboje. Dalším důležitým parametrem je spektrální rozsah vlnových délek s nenulovou citlivostí a dále pak vlnová délka $\lambda_{\mathcal{R}_{\max}}$ s maximální hodnotou citlivosti.

Co se týče elektronického zapojení, uvádí se velikost odporového bočníku R_L (zátěžový rezistor), kapacity p-n popř. p-i-n přechodu C , předpětí U_b připojené z vnějšího zdroje nutné pro provoz fotodetektoru, případně i jeho maximální hodnota.

Rychlost odezvy fotodetektoru je daná časy trvání náběžné a úběžné hrany elektrického impulsu. Tuto dobu lze odhadnout z šířky pásma, $t_r \approx 0.35/B$. Samotná šířka pásma je nepřímo úměrná kapacitě přechodu a zátěžovému odporu, $1/B = 2\pi R_L C$. Dalším důležitým parametrem je rozsah měřitelných výkonů. Mez linearity ohraničuje oblast lineární odezvy generovaného fotoproudu na výkonu dopadajícího záření. Práh zničení (*damage threshold*) udává optický výkon, který se nedoporučuje překračovat, pokud nechceme detektor nenávratně zničit. Výstupní napětí je úměrné součinu optického výkonu, citlivosti na určité vlnové délce a zátěžového odporu, $U_{\text{out}} = \Phi_r \mathcal{R}(\lambda) R_L$.

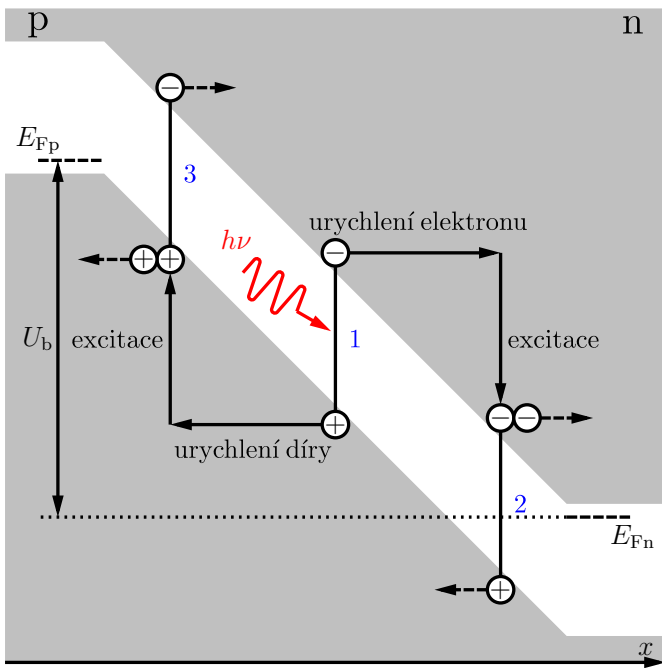
Šumové vlastnosti jsou většinou popsány temným proudem I_d a pomocí hodnoty výkonu odpovídající šumu – NEP (*Noise Equivalent Power*). Tato veličina se spočítá podle vztahu $NEP = \Delta I_{\text{noise}} / (\mathcal{R}G)$, kde ΔI_{noise} značí standardní odchylku proudu odpovídající šumu, který obsahuje temný šum, šum signálu i šum zisku. Jelikož se do ΔI_{noise} sčítají kvadráty jednotlivých proudů vztažených ku frekvenci (variance), je jednotka NEP rovna $W/\sqrt{\text{Hz}}$.

PIN fotodiody sice žádný zisk nevykazují, ziskový může být až přidružený transimpedanční zesilovač. K úplnému popisu takto zesílených fotodiod musíme přidat i parametry zesilovače.

4.3 Lavinová fotodioda – APD

Lavinová fotodioda (APD – *Avalanche photodiode*) je modifikovaná p-i-n fotodioda, která se provozuje s velkým závěrným napětím. Dopad fotonů generuje elektron-děrové páry stejně jako u předchozích typů. Hlavní rozdíl je v tom, že tentokrát je závěrné napětí natolik silné, že urychlí nosiče dostatečně k tomu, aby mohly excitovat další pár nosičů náboje nárazovou ionizací. Napětí, při kterém už mohou nosiče náboje ionizovat, se nazývá nadprůrazné.

Na obr. 4.10 je místo absorpce fotonu na pozici 1. Zde vznikne pár elektron a díra. Vlivem vnějšího elektrického pole U_b jsou nosiče urychlovány, elektrony doprava, díry doleva. Vnitřní



Obrázek 4.10: Schéma energetických hladin na p-n přechodu lavinové fotodiody.

pole na p-n přechodu je v tomto případě zanedbatelné s ohledem na velikost toho vnějšího. Jakmile elektron nebo díra získá kinetickou energii větší než je šířka zakázaného pásu E_g , potom mohou nárazem excitovat další elektron-děrový pár, například na pozici 2 excituje elektron nebo na pozici 3 díra (viz obr. 4.10). Počet nosičů náboje narůstá po každé další excitaci. Nakonec vzniká lavina mnoha elektronů a děr – makroskopický proud.

Každý materiál má určitý ionizační koeficient, který je odlišný pro elektrony – α_e , nebo pro díry – α_h . Jednotkou ionizačního koeficientu je $1/\text{cm}$ a můžeme ho chápat tak, že $\alpha_{e,h} = 10/\text{cm}$ znamená, že na vzdálenosti 1 cm dojde desetkrát k excitaci způsobené urychleným elektronem nebo dírou. Převrácené hodnoty těchto koeficientů $1/\alpha_{e,h}$ udávají průměrnou vzdálenost v centimetrech mezi dvěma následujícími ionizacemi. Koeficient ionizace se zvětšuje s velikostí elektrického pole v ochuzené vrstvě a klesá s rostoucí teplotou. Při vyšších teplotách látka více kmitá, tím je větší pravděpodobnost srážky nosiče proudu s fonony, které popisují kmity mřížky. Interakce s fonony působí na elektrony a díry jako brzdící efekt.

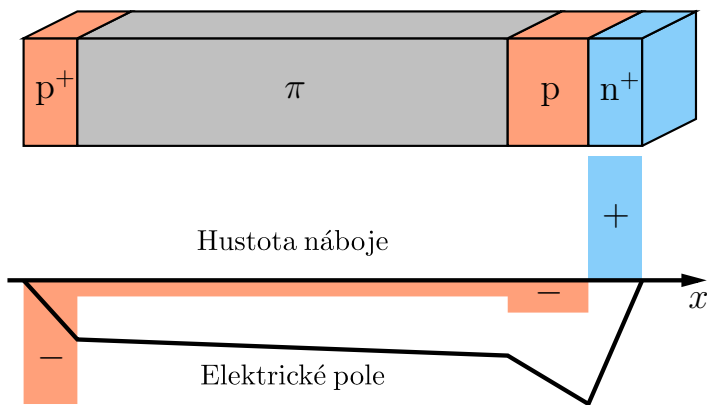
Koeficienty $\alpha_{e,h}$ lze považovat za konstanty pouze za daných neměnných podmínek. Jejich poměr je ale konstantní i v širším rozsahu parametrů. Definujme **ionizační poměr**, $\mathcal{K} = \alpha_h/\alpha_e$. Pokud je $\alpha_h \ll \alpha_e$, potom je \mathcal{K} blízké nule. K nárazové ionizaci přispívají pouze elektrony a lavina se šíří z místa absorpce fotonu k n-typové straně přechodu. Proud přestane protékat, jestliže všechny elektrony dorazí do n-typové části detektoru, kde zrekombinují.

Obdobně pro $\alpha_h \gg \alpha_e$ se v materiálu excitují elektron-děrové páry urychlenými dírami. Pokud jsou si oba ionizační koeficienty přibližně rovny, $\mathcal{K} \approx 1$, potom excitují oba urychlované nosiče a nastává velmi nestabilní režim se vzrůstajícím proudem součástkou. Zvýší se tím zisk, ale výrazně se prodlouží doba odezvy, což vede ke snížení šířky pásma B . Nárůst proudu detektorem může způsobit kritické lokální zahřátí a způsobit nevratné poškození detektoru. Proto se APD vyrábí obvykle tak, aby jen jeden nosič náboje mohl excitovat a spouštět lavinový efekt jen na jednu stranu.

4.3.1 Vylepšená konstrukce lavinové fotodiody – SAM APD

Při konstrukci APD jdou proti sobě dva zájmy. Za prvé potřebujeme co největší oblast pro detekci světla. Za druhé co nejmenší oblast pro multiplikaci z důvodu možnosti lokálních nekontrolovatelných lavin. Vyřešit tento rozpor pomohlo oddělení těchto oblastí ve fotodetektoru

Obrázek 4.11: Schéma SAM APD, průběh elektrického pole a hustoty náboje v závislosti na prostorové souřadnici x .



označovaném SAM APD (*Separate Absorption-Multiplication APD*), viz obr. 4.11. Takto modifikované APD se vyrábějí z materiálů s velmi malým ionizačním poměrem. K absorpci dochází v široké oblasti, která je intrinsická nebo jen slabě dotovaná na p-typ (π). V této oblasti je jen střední elektrické pole, které sice urychluje nosiče správným směrem, ale ne na energii dostatečnou k nárazové ionizaci dalších nosičů. Elektronů potom vstupují do úzké multiplikační oblasti se silným elektrickým polem, kde teprve jsou lavinově zesíleny.

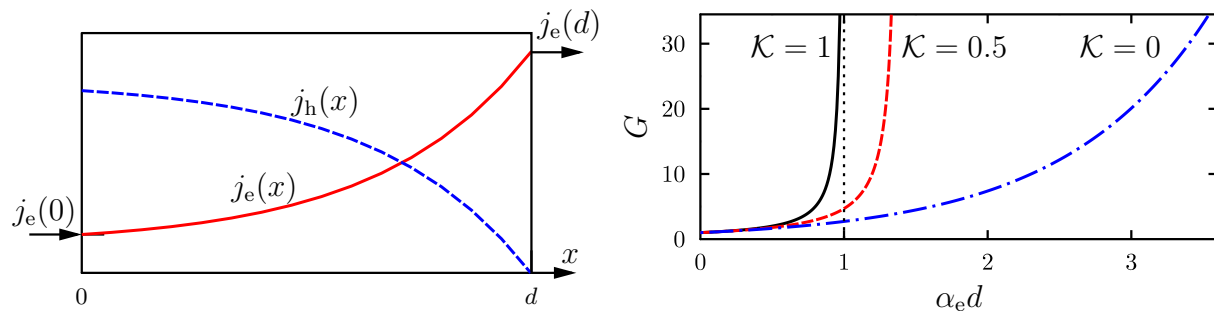
V následujícím příkladu uvažujme pro jednoduchost nulový ionizační koeficient děr, tedy $\mathcal{K} = 0$ a hustota elektrického proudu v závislosti na poloze x poroste exponenciálně, $j_e(x) = j_e(0)e^{\alpha_e x}$. Exponenciální faktor představuje zisk APD, pro šířku multiplikační oblasti d dostaneme $G = e^{\alpha_e d}$.

Jestliže injektujeme elektrony do materiálu, kde dochází pouze k multiplikaci elektronů, $\mathcal{K} = 0$ a $j_h(d) = 0$, roste zisk exponenciálně s délkou multiplikační oblasti (viz obr. 4.12 vlevo). V každém místě x multiplikační oblasti je součet proudových hustot elektronů a děr konstantní, $j_e(x) + j_h(x) = j_e(d)$. V případě multiplikace elektronů a děr platí pro zisk obecná závislost (viz obr. 4.12 vpravo)

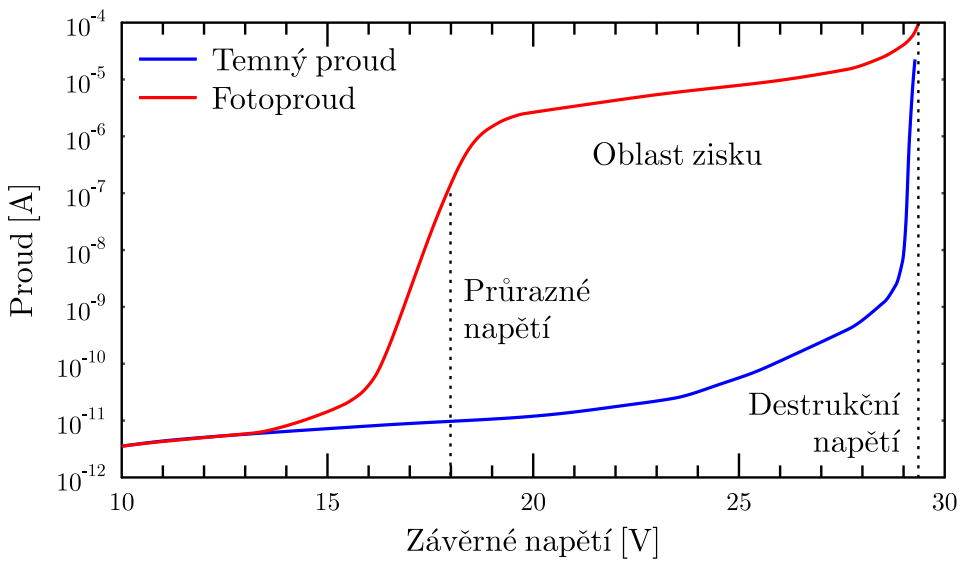
$$G = [1 - \mathcal{K}] / [e^{-(1-\mathcal{K})\alpha_e d} - \mathcal{K}]. \quad (4.9)$$

Pokud budeme injektovat elektrony do prostředí s dominantní multiplikací děr, bude zisk jednotkový. Pro $\mathcal{K} = 1$ je zisk roven $G = 1/(1 - \alpha_e d)$. Pro $\alpha_e d = 1$ dostaneme nekonečné zesílení, což je nestabilní situace, kdy může dojít ke zničení detektoru. Citlivost je, podobně jako v případě p-n fotodiody, rovna $\mathcal{R} = \frac{\eta G e}{h\nu}$. Jen na rozdíl od ní se započítal nejednotkový zisk.

Pro výrobu APD se používají stejné materiály jako pro p-i-n diody. Křemík má ionizační poměr \mathcal{K} mezi 0.1 a 0.2, ale dá se připravit i s hodnotou 0.006, pro rozsah vlnových délek od 700 do 900 nm. Pro telekomunikační vlnové délky (1.3 až 1.6 μm) se užívá InGaAs. Ten má větší ionizační poměr i citlivost a dosahuje středních hodnot šumu. Pracovní elektrické pole se pohybuje řádově na hodnotách 10^5 V/cm. Pro typické tloušťky vrstev detektoru je požadované napětí řádu desítek voltů. Obrázek 4.13 ukazuje, jak s rostoucím závěrným napětím stoupá



Obrázek 4.12: Vlevo závislost proudové hustoty elektronů (j_e) a děr (j_h) na poloze v multiplikační oblasti. Vpravo závislost zisku pro hodnoty $\mathcal{K} = 1, 0.5$ a 0 .



Obrázek 4.13: Závislost fotoproudu a temného proudu na velikosti závěrného napětí u lavinové fotodiody s oddělenou oblastí detekce a multiplikace (SAM APD) z materiálu InGaAs (převzato a upraveno z [1]).

fotoproud i temný proud tekoucí detektorem.

Doba odezvy APD zahrnuje již dříve zmíněnou dobu průchodu ochuzenou vrstvou, RC konstantu a navíc charakteristickou dobu lavinového násobení. Jelikož elektrony i díry mohou během průchodu excitovat další nosiče, které se potom budou pohybovat opačným směrem, je doba odezvy prodloužena. Čas průchodu nosičů náboje detektorem můžeme zapsat jako:

$$\tau_{e,h} = \frac{d_o}{v_e} + \frac{d_o}{v_h} + \tau_m,$$

kde d_o je šířka ochuzené oblasti a τ_m je náhodná veličina popisující čas násobení. Určení této doby je možné pouze jako statistická střední hodnota. V reálném experimentu je ale potřeba počítat se značným statistickým rozptylem při jednotlivých realizacích. Pro $\mathcal{K} = 0$ se dá určit maximální hodnota času násobení,

$$\tau_m = \frac{d_m}{v_e} + \frac{d_m}{v_h},$$

zde d_m značí šířku multiplikační oblasti. Je-li $0 < \mathcal{K} < 1$ a $G \gg 1$, potom se dá odhadnout přibližná hodnota času násobení

$$\tau_m \approx \frac{G\mathcal{K}d_m}{v_e} + \frac{d_m}{v_h}.$$

4.4 Jednofotonové APD (APD v Geigerově módu)

Tato zařízení dokáží s určitou pravděpodobností zaznamenat dopad jednotlivých fotonů. Používají se v zobrazování velmi slabých světelných objektů, pro navádění satelitů a nebo v kvantové informatice. Pro fotonové čítání je potřeba velké zesílení, informace o počtu fotonů se tak ztratí v šumu. Detektor, vyjma speciálních zařízení, má pouze binární odezvu – dopadl foton, nebo nedopadl foton.

Tyto lavinové fotodiody jsou při provozu pod napětím, které je větší než destruktivní napětí. Dopad fotonů spustí lavinový průraz o velkém počtu elektronů, makroskopický proud lze potom zaznamenat vnějším obvodem. Každá lavina musí být ale zavčas uhašena, aby nedošlo

k poškození detektoru. Mechanismus zhášení, tedy odpojení detektoru od průrazného napětí, je buď pasivní nebo aktivní.

V případě aktivního zhášení je u detektoru připojen rychlý elektrický obvod, který měří proud a sníží závěrné napětí dřív, než by mohla velká hustota proudu detektor poškodit. Nechá připojené jen malé podprůrazné napětí, aby byly vygenerované nosiče náboje rychle uklizeny z multiplikační oblasti. Pokud je závěrné napětí sníženo, detektor není schopen detekovat dopad fotonů. Tento časový interval je obvykle fixně nastaven a označuje se jako **mrtvá doba**. Po jejím uplynutí je opět přiloženo vysoké závěrné napětí a detektor je opět aktivní. Pokud na detektor dopadne více fotonů současně, je nárůst proudové hustoty natolik rychlý, že vnější obvod nestačí odpojit závěrné napětí a detektor je nevratně zničen.

U detektorů s pasivním zhášením je zapojen v sérii zátěžový rezistor, závěrné napětí se rozloží jak na zátěžový rezistor, tak na detektor. Detektor má ale odpor větší oproti zátěžovému a je na něm tedy vyšší napětí. Po detekci vzroste množství volných nosičů náboje a klesne odpor detektoru. Tím pádem na něm klesne napětí, pokud klesne pod hodnotu průrazného napětí, přestane lavinové násobení nosičů náboje. Poté, co jsou volné nosiče náboje odtransportovány z oblasti p-n přechodu, na detektoru opět vzroste odpor, a tím i napětí přejde nad průraznou mez. Oproti detektorům s aktivním zhášením mají ty pasivní menší opakovací frekvenci. Na druhou stranu jsou ale pasivní APD robustnější vůči osvětlení s vyšším počtem fotonů.

Detekční lavina může vzniknout i samovolně díky termálním excitacím nebo zachycenému náboji na nečistotách, který zůstal v multiplikační oblasti po předchozí detekci. Tyto případy označujeme jako **temné detekce**. Materiál detektoru musí být velmi čistý a musí se chladit, aby těchto případů bylo co nejméně.

Křemíkové detektory jsou využitelné v oblasti od 400 po 1 000 nm s maximem kvantové účinnosti cca 75 % v zelené oblasti spektra. Lze je vyrobit tak, že mají zanedbatelné temné detekce, méně než 50 za sekundu. Jsou navíc velmi rychlé, v případě aktivního zhášení jsou připraveny detekovat nový foton už po 50 ns. Heterostruktura InGaAs/InP se využívá pro telekomunikační vlnové délky (1.3 až 1.6 μm). Má menší kvantovou účinnost, jen kolem 20 %, více temných pulzů (5 000 /s) a je pomalejší. V této oblasti jsou použitelné i materiály Ge a Si/Ge. V IČ oblasti do 4 μm pracují detektory s absorpční oblastí z InAsSb, multiplikační oblastí z AlGaAsSb na GaSb substrátu. Ve všech případech platí, že lze dosáhnout lepší kvantové účinnosti na úkor zúžení šířky pásma B , což znamená snížení opakovací frekvence.

Jednofotonové APD a dalších speciální detektory, které jsou schopny určit počet fotonů, budou podrobněji diskutovány v kapitole o kvantových detektorech 9.

Kapitola 5

Šum fotodetektorů

Při popisování konstrukce detektoru se obvykle začíná ideálním případem, který funguje přesně podle matematického modelu bez jakékoliv odchylky. Chceme-li se s naším popisem přiblížit reálnému detektoru, musíme vzít do úvahy šum, zvláště při měření slabých světelných signálů. Tomuto tématu, které se dotýká všech detektorů, je proto vyhrazena celá tato kapitola.

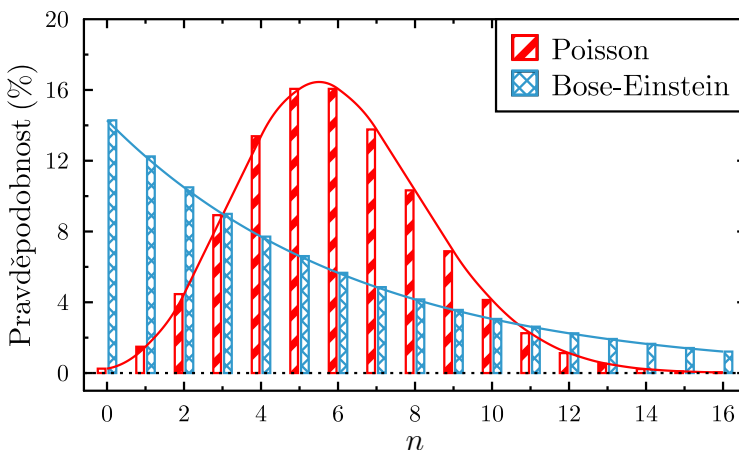
5.1 Kategorie šumu

Odezva detektorů je úměrná velikosti dopadajícího fotonového toku Φ_p , respektive optického výkonu. Generovaný elektrický proud $I(t)$ je ale z principu náhodná veličina, která fluktuje kolem střední hodnoty $\bar{I} = \eta e \Phi_p$ se střední kvadratickou odchylkou $\sigma_I^2 = \langle (I - \bar{I})^2 \rangle$. Aktuální hodnotu proudu I musíme tedy měřit opakovaně s přiměřeným časem vzorkování. Ze sady naměřených hodnot pak získáme jak střední hodnotu, tak rozptyl popsany střední kvadratickou odchylkou.

Pro označení střední hodnoty budeme v tomto textu používat buď proužek nad veličinou, nebo, pokud půjde o složitější výraz, použijeme lomené závorky. Formálně jde ale o stejnou střední veličinu, např. pro proud, $\bar{I} \equiv \langle I \rangle$. K popisu statistických vlastností proudu budeme používat střední kvadratickou odchylku σ_I a nebo varianci σ_I^2 .

Rozptyl měřených hodnot neboli šum je způsoben těmito vlivy:

Fotonový šum – fluktuace v počtu dopadajících fotonů díky tomu, že fotony jsou v čase rozprostřeny náhodně. Pro koherentní světlo je počet detekovaných fotonů popsán Poissonovou statistikou, pro termální světlo Boseho-Einsteinovou statistikou (viz obr. 5.1).



Obrázek 5.1: Pravděpodobnost naměření daného počtu fotonů n v pulzu se středním počtem fotonů $\bar{n} = 6$ pro Poissonovu statistiku (červeně) a Boseho-Einsteinovu statistiku (modře).

Fotoelektronový šum – vzniká vždy, je-li kvantová účinnost detektoru $\eta < 1$. Je způsoben nejistotou, jestli bude foton absorbován a vygeneruje elektron-děrový pár, nebo ne.

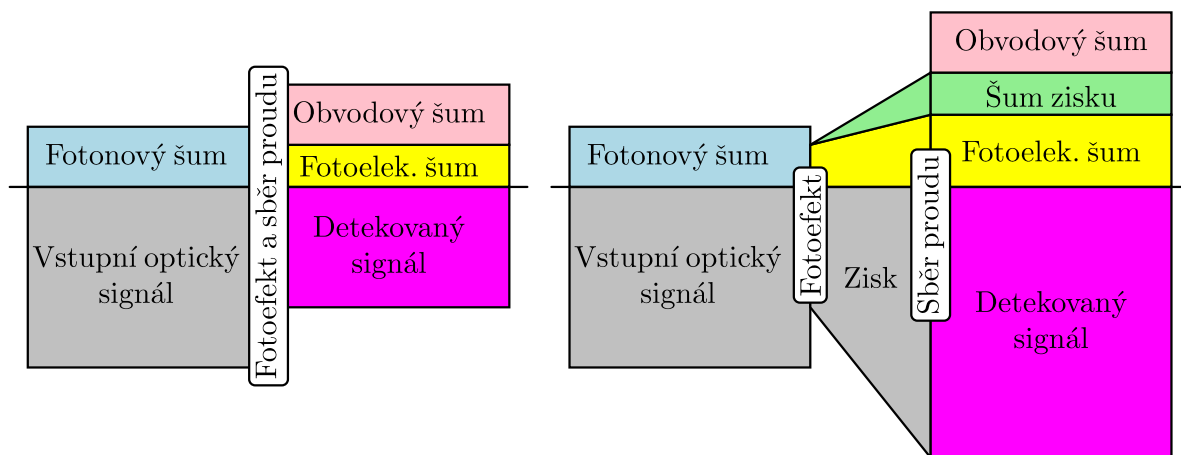
Šum zisku – představuje šum zesilovacího procesu. U fotorezistorů a APD je zesílení stochastické, každý fotoelektron ve výsledku generuje jiný počet nosičů G se střední hodnotou \bar{G} . Statistika této veličiny závisí na vlastnostech zesilovacího mechanismu.

Obvodový šum – jde o šum vnějšího obvodu, kde různé elektronické komponenty, jako rezistory a kondenzátory, přispívají k výslednému šumu detektoru jako celku.

Šum pozadí – nechtěné záření z externích (nesledovaných) optických zdrojů, které nelze odstínit. V případě detekce v IČ oblasti je zdrojem tohoto šumu termální záření všech objektů v zorném poli detektoru. Falešný signál detektoru může vyvolat také absorpce kosmického záření, tj. částice, která je rovněž schopna excitovat materiál detektoru.

Temný šum (temný proud) – k detekčním událostem dochází i bez dopadu fotonů, elektron-děrové páry se generují náhodně buď termální excitací, nebo tunelováním.

Podle obr. 5.2 vlevo je v případě detektoru bez zisku fotoelektronový šum redukován kvantovou účinností $\eta < 1$ a až potom se přičte obvodový šum. V případě detektoru se ziskem, viz obr. 5.2 vpravo, je fotoelektronový šum také snížen faktorem účinnosti. Potom je ale vynásoben ziskem, přičte se k němu šum zesilovacího procesu a nakonec také obvodový šum.



Obrázek 5.2: Schéma popisující zdroje šumu detektoru bez zisku (vlevo) a se ziskem (vpravo).

5.1.1 Veličiny popisující šum

K charakterizaci šumu se používají následující veličiny:

- **Poměr signálu k šumu SNR** (*Signal to Noise Ratio*) – jak název napovídá, jedná se o kvadrát podílu průměrné hodnoty ku střední kvadratické odchylce dané veličiny. Pro proud je tedy $SNR = \bar{I}^2 / \sigma_I^2$, pro jednotlivé fotony je $SNR = \bar{n}^2 / \sigma_n^2$.

V celém textu budeme používat výkonovou definici SNR – kvadrát proudu je úměrný výkonu. Tato definice je například použita v Základech fotoniky [1]. V jiných textech se používá (S/N) jako podíl středního proudu a odmocniny z variance [2, 3]. Pro převod těchto veličin můžeme použít jednoduchý vztah $SNR = (S/N)^2$.

- **Výkon odpovídající šumu NEP** (*Noise Equivalent Power*) – spíše technická veličina, která udává na dané frekvenci minimální detekovatelný výkon signálu, pro nějž je $SNR = 1$.

Jinými slovy NEP udává hodnotu světelného výkonu, pro který má detektor stejnou odezvu jako je jeho výstupní šumová hladina v pásmu jednoho Hz. Jednotkou je $W/\sqrt{\text{Hz}}$ a počítá se podle vztahu: $\text{NEP} = \Delta I_{\text{noise}}/(\mathcal{R}G)$, kde ΔI_{noise} [$A/\sqrt{\text{Hz}}$] značí standardní odchylku celkového proudu odpovídající šumu.

- **Faktor zvýšení šumu F** (*Excess noise factor*) – používá se v případě detektorů se ziskem. Označuje míru zvýšení šumu díky zesilovacímu procesu, $F = \langle G^2 \rangle / \langle G \rangle^2 \geq 1$.
- **Chybovost BER** (*Bit error rate*) – pravděpodobnost chyby na bit. Používá se pro detektory s binární odezvou (dopadlo světlo/nedopadlo světlo). Určuje poměr počtu chyb na množství přenesených bitů.
- **Citlivost přijímače** (*Receiver sensitivity*) – definuje se jako minimální optická intenzita odpovídající určité hodnotě SNR_0 , obvykle je $\text{SNR}_0 = 10$ až 10^3 (odpovídá 10–30 dB). Pro digitální systémy je SNR zaměněn za BER, tj. minimální fotonový tok (počet fotonů) na bit potřebný k dosažení dané hodnoty chybovosti BER_0 (často hodnota 10^{-9}).

5.2 Fotonový šum

Fotonový šum je neodstranitelný, patří k charakteristice světelného záření dopadajícího na detektor. V závislosti na typu zdroje světla dochází k oscilacím kolem středního fotonového toku Φ_p . Střední počet fotonů za určitý charakteristický čas průměrování t_r je tedy náhodná veličina,

$$\bar{n} = \Phi_p t_r. \quad (5.1)$$

Laserové záření nebo záření z termálního zdroje s šířkou spektra mnohem větší, než je převrácená hodnota doby měření, se řídí Poissonovou statistikou. V tomto případě je variance rovna průměrné hodnotě, $\sigma_n^2 = \bar{n}$. Pokud je tedy střední počet fotonů 100, potom se s největší pravděpodobností pohybuje aktuální počet fotonů v rozmezí: $(\bar{n} \pm \sigma_n) = (100 \pm 10)$. Poměr signálu k šumu je pro Poissonovo rozdělení roven střední hodnotě,

$$\text{SNR} = \bar{n}^2 / \sigma_n^2 = \bar{n}. \quad (5.2)$$

Minimální detekovatelný signál je tedy jeden foton, $\bar{n} = 1$.

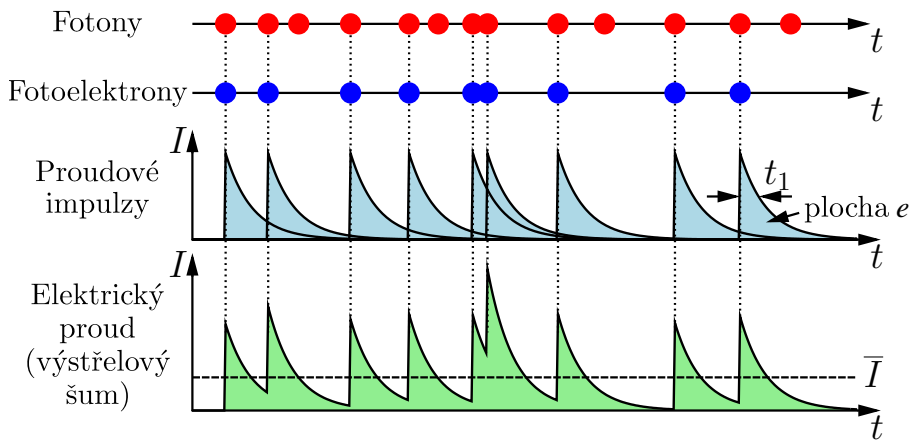
Příklad 5.1: Minimální detekovatelný signál v případě Poissonova rozdělení je pro střední počet fotonů $\bar{n} = 1$. Odpovídající zářivý výkon za čas $t = 1 \mu\text{s}$ pro vlnovou délku $\lambda = 1.24 \mu\text{m}$ je roven $\Phi_r = hc/\lambda t = 0.16 \text{ pW}$.

Příklad 5.2: Pro citlivost přijímače $\text{SNR}_0 = 10^3$ (30 dB) je potřeba střední počet fotonů 10^3 . Pro dosažení dané citlivosti přijímače za čas $t = 10 \text{ ns}$ potřebujeme fotonový tok 10^{11} fotonů za sekundu, tedy zářivý výkon 16 nW ($\lambda = 1.24 \mu\text{m}$).

5.3 Fotoelektronový šum

Původ fotoelektronového šumu je v pravděpodobnostním charakteru vzniku páru nosičů náboje po dopadu fotonu. S pravděpodobností η pár vznikne, s pravděpodobností $(1 - \eta)$ dopad fotonu nezpůsobí generaci páru nosičů náboje. Tato náhodnost je zdrojem šumu. Φ_p značí střední tok dopadajících fotonů za sekundu, způsobuje střední fotoelektronový tok $\eta \Phi_p$. Počet fotoelektronů za čas t_r je tedy díky (5.1) náhodná veličina se střední hodnotou

$$\bar{m} = \eta \bar{n} = \eta \Phi_p t_r. \quad (5.3)$$



Obrázek 5.3: Průběh elektrického proudu v závislosti na dopadajících fotonech. Čas t_1 značí čas proudové odezvy na dopad jednoho fotonu, viz obr 1.13.

Generované fotoelektrony dědí statistiku dopadajícího záření. Pokud se řídí dopadající záření Poissonovou statistikou pro koherentní světlo, potom budou mít počty fotoelektronů varianci

$$\sigma_m^2 = \bar{m} = \eta \bar{n}. \quad (5.4)$$

Fotoelektronový šum se nepřičítá k fotonovému šumu, tyto dva zdroje šumu nejsou aditivní. Poměr signálu k šumu koherentního zdroje s Poissonovou statistikou je tedy

$$\text{SNR} = \bar{m} = \eta \bar{n}. \quad (5.5)$$

5.4 Šum fotoproudu

Fluktuace elektrického proudu $I(t)$ v obvodu fotodetektoru v závislosti na dopadajícím fotonovém toku popisuje šum fotoproudu. Ten zahrnuje fotonový šum, fotoelektronový šum i charakteristickou dobu odezvy detektoru a celého elektrického zapojení. Každý elektron-děrový pár generuje proud po dobu své cesty z místa absorpce, vzniká tzv. proudový pulz. Časová závislost pulzu odezvy detektoru má plochu, která odpovídá generovanému náboji e . Délka tohoto pulzu odezvy je t_1 . Dopadá-li více fotonů za sebou, generuje se vlak pulzů, a pokud jsou tyto události těsně za sebou, mohou se proudové pulzy vzájemně překrývat (viz obr. 5.3). Výsledný proud může být tedy větší, než dokáže vygenerovat jen jeden náboj. Pokud je chování fotonů popsáno Poissonovou statistikou, potom říkáme těmto fluktuacím proudu výstřelový šum.

Tyto termíny si vysvětlíme pomocí následujícího zjednodušení. Podle vztahu (5.3) získáme počet fotoelektronů vygenerovaný fotonovým tokem Φ_p za čas odezvy t_r jako: $\bar{m} = \eta \Phi_p t_r$. Charakteristická doba detektoru, $t_r = 1/(2B)$, která určuje časovou rozlišovací schopnost, je svázaná s šířkou pásma detektoru B . Vygenerované fotoelektrony způsobí fotoproud se střední hodnotou $\bar{I} = \bar{m}(e/t_r)$ a variancí $\sigma_I^2 = \sigma_m^2(e/t_r)^2$. Pokud jsou dopadající fotony popsány Poissonovou statistikou pro koherentní světlo, potom pro detekovaný signál a jeho varianci můžeme odvodit následující vztahy,

$$\bar{I} = e\eta \Phi_p, \quad \sigma_I^2 = \sigma_m^2 (e/t_r)^2 = \bar{m} (e/t_r)^2 = 2e\bar{I}B. \quad (5.6)$$

Z podílu veličin dostaneme poměr signálu k šumu

$$\text{SNR} = \frac{\bar{I}^2}{\sigma_I^2} = \frac{\bar{m}^2 (e/t_r)^2}{\bar{m} (e/t_r)^2} = \bar{m} = \frac{\eta \Phi_p}{2B}. \quad (5.7)$$

Příklad 5.3: Nyní využijeme odvozené vztahy (5.6) a (5.7). Pro střední fotoproud $\bar{I} = 10 \text{ nA}$ a šířku pásma $B = 100 \text{ MHz}$ je střední kvadratická odchylka proudu přibližně $\sigma_I \approx 0.57 \text{ nA}$. Poměr signálu k šumu $\text{SNR} = 310$, což znamená, že 310 fotoelektronů je detekováno v každém časovém intervalu $t_r = 5 \text{ ns}$.

Příklad 5.4: Pokračujme v předešlém příkladu úvahou o minimálním měřitelném signálu. Minimální fotonový tok zaznamenanatelný ideálním detektorem získáme ze vztahu (5.7), kde položíme $\text{SNR} = 1$. Výsledkem je $\Phi_p = 2B/\eta$. Pro neideální detektor s citlivostí přijímače $\text{SNR}_0 = 10^3$ dostaneme minimální měřitelný fotonový tok vynásobený touto hodnotou $\Phi_p = 2 \times 10^3 B/\eta = 2 \times 10^{11}/\eta$ fotonů/s. Pokud bychom uvažovali účinnost $\eta = 0.2$ a vlnovou délku $\lambda = 530 \text{ nm}$, dostaneme minimální měřitelný zářivý tok $\Phi_r = \Phi_p hc/\lambda = 0.37 \mu\text{W}$.

5.5 Šum zisku

Šum zisku charakterizuje náhodnost zesilovacího procesu. Je-li zisk deterministický, tedy plně popsateľný a přesně daný v každý časový okamžik, potom se v předchozích vztazích jen zamění elementární náboj e za náboj $q = Ge$. V poměru SNR se potom hodnota zisku v čitateli a ve jmenovateli vykrátí, poměr bude úměrný jen střednímu počtu fotoelektronů \bar{m} . Ve výsledku nepřibude žádný šum navíc do stávajícího popisu detektoru.

Pokud je ale zesilovací šum náhodný, jak je tomu u obvyklého fotonásobiče, fotorezistoru i APD, potom může primární fotoelektron vygenerovat různý výsledný proud. V tomto případě je zisk náhodná veličina se střední hodnotou \bar{G} a variancí σ_G^2 . Proud v obvodu bude mít díky analogii s (5.6) následující vlastnosti:

$$\bar{I} = e\bar{G}\eta\Phi_p, \quad \sigma_I^2 = 2e\bar{G}\bar{I}BF. \quad (5.8)$$

Veličina F označuje faktor zvýšení šumu, a je rovna:

$$F = \frac{\langle G^2 \rangle}{\langle G \rangle^2} = 1 + \frac{\sigma_G^2}{\langle G \rangle^2}. \quad (5.9)$$

Faktor zvýšení šumu je vždy větší nebo roven jedné a roste s náhodností zisku. Poměr signálu k šumu je potom díky náhodnosti zesílení tímto faktorem F zmenšen,

$$\text{SNR} = \frac{\bar{I}}{2e\bar{G}BF} = \frac{\eta\Phi_p}{2BF} = \frac{\bar{m}}{F}. \quad (5.10)$$

V případě detektoru s parametrem $F = 1$ se tato rovnice zredukuje na vztah (5.7).

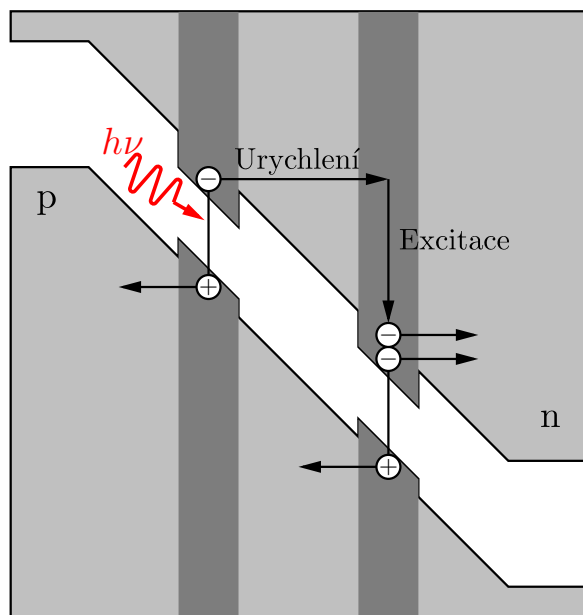
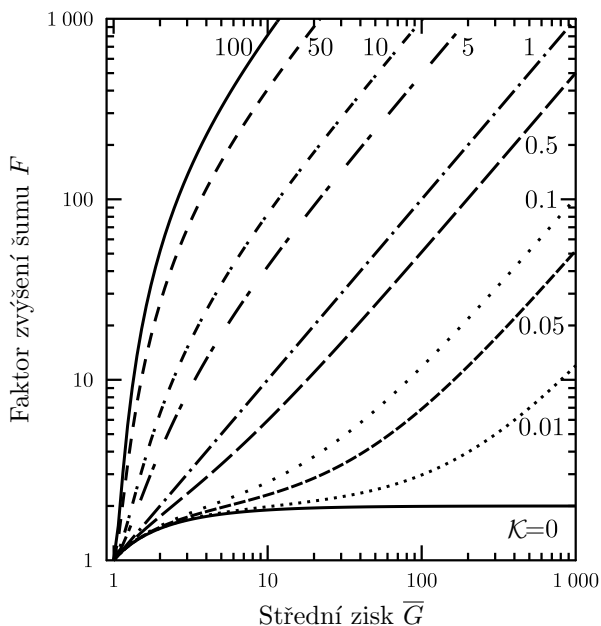
5.5.1 Faktor zvýšení šumu pro lavinovou fotodiodu APD

Předpokládejme jednodušší případ, kdy se do multiplikační oblasti APD injektují pouze elektrony. Zisk závisí na ionizačním koeficientu elektronů a děr $\alpha_{e,h}$, respektive na jejich vzájemném poměru $\mathcal{K} = \alpha_h/\alpha_e$ a na šířce multiplikační oblasti d_m . Složitějším výpočtem dojdeme ke vztahu pro faktor zvýšení šumu:

$$F = \mathcal{K}\bar{G} + (1 - \mathcal{K})(2 - 1/\bar{G}). \quad (5.11)$$

Pokud budeme do multiplikační oblasti injektovat díry, potom ve vzorci (5.11) musíme jen zaměnit \mathcal{K} za $1/\mathcal{K}$, dostaneme modifikovaný vztah

$$F = \bar{G}/\mathcal{K} + (1 - 1/\mathcal{K})(2 - 1/\bar{G}). \quad (5.12)$$



Obrázek 5.4: Vlevo závislost faktoru zvýšení šumu F na středním zisku pro různé ionizační poměry v detektoru s elektronovou multiplikací, vpravo schéma APD s heterostrukturou.

Pokud jsou do multiplikační oblasti injektovány jak elektrony, tak díry, jednoduše tyto dva vzorce sečteme. Výsledkem ale bude velmi velká nahodilost zesilování, a tedy výrazný nárůst šumu. Pro minimalizaci faktoru zvýšení šumu F je tedy potřeba vybrat buď materiál s dominantní ionizací elektronů a do něj injektovat elektrony, nebo materiál s dominantní ionizací děr a do něj injektovat díry. V prvním případě je ionizační poměr \mathcal{K} blízko k nule. Pro velké hodnoty zisku \bar{G} vyjde podle (5.11) faktor zvýšení šumu $F = 2$ (viz plná čára v obr. 5.4 vlevo).

Šum zisku APD má dvě příčiny, náhodnost místa nárazové ionizace a náhodnost lavinového násobení. Oba nosiče náboje mohou v multiplikační oblasti ionizovat nový elektron-děrový pár. Díky tomu, že se elektron a díra pohybují opačnými směry, může k násobení docházet po dlouhou dobu. Je třeba si uvědomit, že injektovaný nebo nově generovaný nosič náboje může excitovat až potom, co získá dostatečnou energii. Vzdálenost, kterou urazí během nabírání této energie, se nazývá **mrtvá oblast**. V této oblasti k ionizaci docházet nemůže. Určitou vhodnou organizací vrstev materiálu APD můžeme snížit náhodnost, a tak omezit šum zesilovacího procesu. Bohužel to funguje dobře jen pro krátké multiplikační oblasti $d_m < 400$ nm a pro malý počet ionizací, a tedy malý zisk. Dalšího snížení šumu lze dosáhnout kontrolou energie injektovaných nosičů náboje. Vstupní energie elektronu nebo díry se upravuje speciálním gradientním polem, čímž zredukujeme první mrtvou oblast.

Značné vylepšení APD nabízejí heterostruktury, kde se kombinují vrstvy materiálů s různou šířkou zakázaného pásu. Na heteropřechodech vzniknou skoky v energetických pásech. K ionizaci nosičů pak dochází převážně právě v místech těchto energetických skoků, viz obr. 5.4 vpravo. Udělejme si krátké porovnání. V případě jednoduché křemíkové APD s dominantní elektronovou injekcí, $\mathcal{K} = 0.1$, a zesílením $\bar{G} = 100$, vychází faktor zvýšení šumu $F = 11.8$. Naproti tomu pro APD s heterostrukturou můžeme dosáhnout téměř jednotkového faktoru F . Náklady na výrobu lavinové fotodiody s heterostrukturou jsou ale mnohem vyšší. To je však na druhé straně vykoupeno tím, že touto metodou dokážeme vytvořit detektor s velkým ziskem a současně s malým šumem a s nízkým temným proudem.

5.6 Obvodový šum

Zdrojem obvodového šumu je tepelný pohyb nosičů náboje v obvodu, ve kterém je detektor zapojen, a fluktuace v tranzistorech zesilovače. Tepelný šum (Johnsonův, Nyquistův) popisuje náhodný pohyb volných elektronů v odporových materiálech při teplotě $T > 0$. Takto vzniká náhodný proud $I(t)$ i bez vnějšího elektrického pole. Tento náhodný proud má sice nulovou střední hodnotou, ale jeho variance proudu roste s teplotou.

Převrácená hodnota rychlosti odezvy detektoru odpovídá šířce pásma B , tj. maximální frekvenci, na které může detektor pracovat. Je-li šířka pásma detektoru $B \ll k_B T/h$, což pro pokojovou teplotu vychází 6.24 THz, potom je variance náhodného tepelného proudu

$$\sigma_I^2 \approx 4k_B T B/R. \quad (5.13)$$

Rezistor s odporem R o teplotě T v zapojení se šířkou pásma B můžeme velmi dobře popsat jako ideální bezšumový rezistor v paralelním zapojení se zdrojem proudového šumu s nulovou střední hodnotou a variancí proudu σ_I^2 popsanou podle vztahu (5.13).

Příklad 5.5: Uvažujme odpor o velikosti 1 k Ω při pokojové teplotě 300 K. Jaká je střední kvadratická odchylka tepelného proudu v obvodu se šířkou pásma $B = 100$ MHz? Přímým dosazením do vztahu (5.13) dostaneme $\sigma_I \approx 41$ nA.

5.6.1 Bezrozměrný parametr obvodového šumu

Je vhodné sloučit všechny zdroje obvodového šumu do jedné jediné veličiny popisující kvalitu zapojení detektoru jako celku. Můžeme si to představit jako náhradní zapojení, kdy reálný obvod detektoru se šumem nahradíme bezšumovým obvodem, ale na jeho vstup přidáme proudový zdroj s nulovým středním proudem a variancí σ_r^2 . Tato variance má právě takovou velikost, že mají náhradní schéma i reálný obvod detektoru se šumem na výstupu stejný signál.

Pro popis kvality obvodu fotodetektoru a možnost vzájemného porovnávání detektorů je žádoucí zavést **bezrozměrný parametr obvodového šumu**

$$\sigma_q = \frac{\sigma_r t_r}{e} = \frac{\sigma_r}{2Be}, \quad (5.14)$$

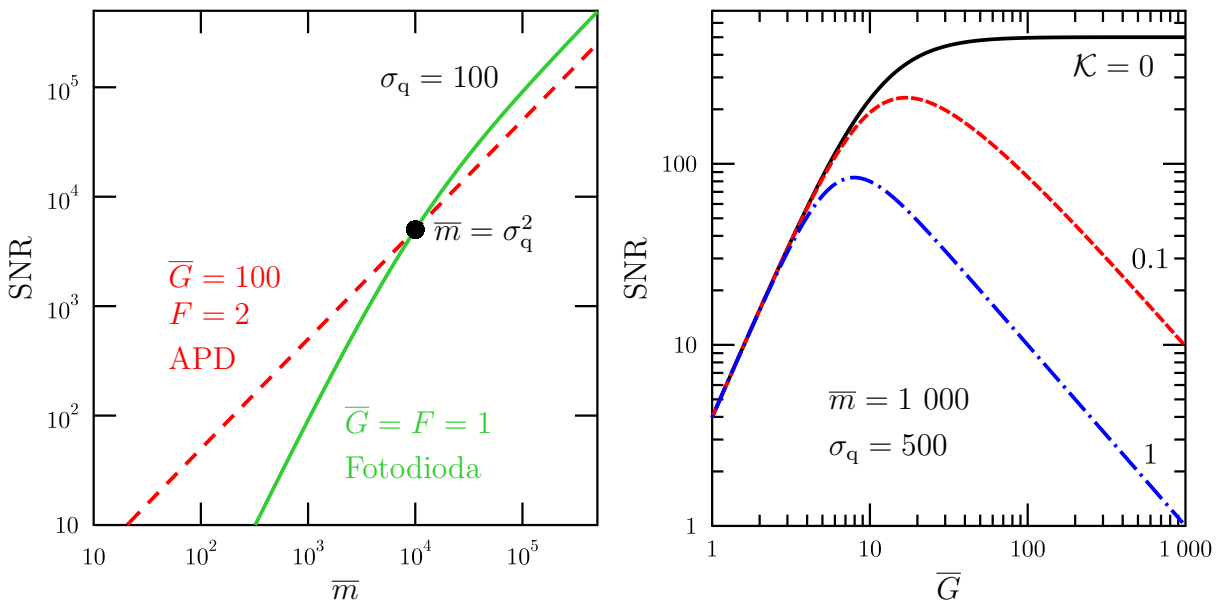
kde $t_r = 1/(2B)$ je časové rozlišení detektoru, B je šířka pásma.

Uvažujme nejprve fotodiodu v sérii se zátěžovým rezistorem R_L . U tohoto obvodu fotodetektoru mluvíme, že je **limitován odporem**. Pokud je většina šumu termálního charakteru ze zátěžového rezistoru R_L , potom lze bezrozměrný parametr obvodového šumu zapsat jako

$$\sigma_q = \sqrt{\frac{k_B T}{e^2 R_L B}}.$$

Opačný extrém představují fotodetektory s nízkošumovými zesilovači, které jsou založené na polem ovládaných tranzistorech FET. Tyto tranzistory vykazují velký vstupní odpor a jsou vhodné pro vysoké frekvence. V tomto případě mluvíme o obvodech **limitovaných zesílením**. Při správném naladění parametrů obvodu lze za pokojové teploty empiricky odhadnout bezrozměrný parametr obvodového šumu vztahem

$$\sigma_q \approx \sqrt{\frac{B}{10}}.$$



Obrázek 5.5: Vlevo: závislost poměru signálu k šumu na středním počtu fotoelektronů \bar{m} (cervená čára APD, zelená fotodioda). Vpravo: závislost SNR na středním zisku \bar{G} .

5.7 Poměr signálu k šumu

Poměr signál k šumu (SNR) je jeden z nejlepších způsobů, jak popsat kvalitu optického detektoru. V případě zdroje s Poissonovou statistikou, detektoru s náhodným ziskem G a s šumem elektrického obvodu, charakterizovaným variancí σ_r^2 , dostaneme vztah pro výpočet celkového šumu

$$\text{SNR} = \frac{\bar{I}^2}{2e\bar{G}\bar{I}BF + \sigma_r^2} = \frac{(e\bar{G}\eta\Phi_p)^2}{2e^2\bar{G}^2\eta B\Phi_p F + \sigma_r^2} = \frac{\bar{G}^2\bar{m}^2}{\bar{G}^2 F\bar{m} + \sigma_q^2}, \quad (5.15)$$

kde $\bar{m} = \eta\Phi_p t_r = \eta\Phi_p/(2B)$ je počet fotoelektronů vygenerovaný za čas t_r a $\sigma_q = \sigma_r/(2Be)$ je bezrozměrný parametr šumu obvodu.

V případě detektoru bez zisku ($\bar{G} = F = 1$) se poměr ještě zjednoduší na $\text{SNR} = \bar{m}^2/(\bar{m} + \sigma_q^2)$. Pro fotonový tok $\Phi_p \ll 2B\sigma_q^2/\eta$ je fotoelektronový šum zanedbatelný vůči parametru šumu obvodu a tedy: $\text{SNR} \approx (\bar{m}/\sigma_q)^2$. Naopak, převažuje-li šum fotoelektronů, potom je $\text{SNR} \approx \bar{m}$. Jak ukazuje obr. 5.5 vlevo, pro střední počet fotoelektronů $\bar{m} > \sigma_q^2/(F - 1)$ dosahuje mírně lepšího poměru SNR fotodioda ($\bar{G} = F = 1$). Pro menší počet fotoelektronů dosahuje menšího šumu lavinová fotodioda APD ($\bar{G} = 100, F = 2$).

Pokud do konečného tvaru rovnice (5.15),

$$\text{SNR} = \frac{\bar{G}^2\bar{m}}{\bar{G}^2 F + \sigma_q^2/\bar{m}}, \quad (5.16)$$

dosadíme za faktor zvýšení šumu z rovnice (5.11), dostaneme

$$\text{SNR} = \frac{\bar{G}^2\bar{m}}{\mathcal{K}\bar{G}^3 + (1 - \mathcal{K})(2\bar{G}^2 - \bar{G}) + \sigma_q^2/\bar{m}}. \quad (5.17)$$

Podle obrázku 5.5 vpravo pro $\mathcal{K} = 0$ roste SNR se ziskem a pak se saturuje. Pro $\mathcal{K} > 0$ dochází místo saturace k poklesu. Pro maximální poměr signálu k šumu proto musíme volit optimální zisk s ohledem na ostatní parametry.

5.7.1 Minimální počet fotoelektronů

Minimální počet fotoelektronů \bar{m}_0 pro dosažení určité citlivosti SNR_0 získáme invertováním rovnice (5.16), což vede na kvadratickou rovnici. Pro zjednodušení předpokládáme detektor bez zisku ($F = \bar{G} = 1$),

$$\bar{m}_0 = \frac{1}{2} \left(\text{SNR}_0 + \sqrt{\text{SNR}_0^2 + 4\sigma_q^2 \text{SNR}_0} \right).$$

Pokud je parametr šumu obvodu σ_q^2 mnohem menší než $\text{SNR}_0/4$, potom je minimální počet fotoelektronů přibližně roven SNR_0 . Jsme-li naopak limitováni obvodovým šumem, potom je $\bar{m}_0 \approx \sigma_q \sqrt{\text{SNR}_0}$.

5.8 Chybovost digitálního přenosu

V případě digitálních detektorů přebírá úlohu SNR chybovost digitálního přenosu (BER – *Bit Error Rate*). Za logickou „1“ považujeme detekci stavu se středním počtem fotonů \bar{n} . Logickou „0“ reprezentuje případ, kdy není vyslán žádný foton. Pokud je vyslán bit „1“, představuje chybu, pokud byl detekován nulový počet fotonů. V případě generace signálu laserovou diodou má počet fotonů Poissonovu statistiku, viz (2.2). Pravděpodobnost, že bude stav vakuový, je tedy $e^{-\bar{n}}$. Pokud je vyslán stav „0“, k této chybě dojít nemůže. Pokud je počet jedniček a nul vyvážený, vyjde chybovost

$$\text{BER} = \frac{1}{2} e^{-\bar{n}}.$$

Standardně se požaduje maximální hodnota chybovosti $\text{BER}_0 = 10^{-9}$. Pro ideální detektor je pro splnění tohoto limitu potřeba přibližně 20 fotonů ($\bar{n} = 20$). Vezmeme-li v úvahu to, že polovina signálních bitů přenáší stav „0“, je průměrný počet fotonů na bit poloviční, tedy $\bar{n}_b = 10$.

Běžně používaná křemíková APD potřebuje cca. 125 fotonů na bit, InGaAs APD 500 fotonů na bit a PIN fotodioda 6 000 fotonů na bit. Vezmeme-li v úvahu i šum zisku a obvodu u těchto detektorů, je střední počet fotoelektronů na bit

$$\bar{m}_b = 18F + \frac{6\sigma_q}{G}.$$

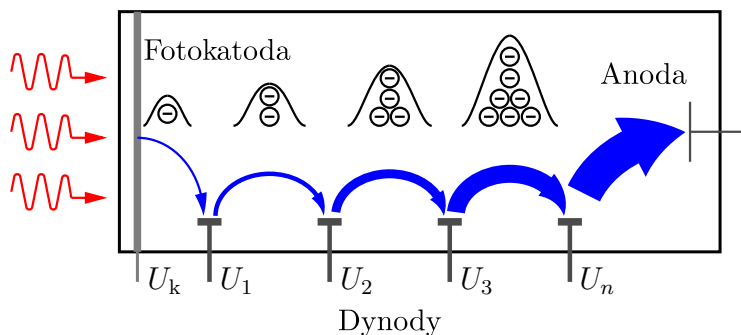
Připomeňme, že F je faktor zvýšení šumu při zesilování fotogenerovaného signálu, \bar{G} je střední hodnota zisku a σ_q je parametr obvodového šumu. V limitním případě detektoru s velkým ziskem se výraz zjednoduší na tvar $\bar{m}_b \approx 18F$.

Kapitola 6

Vnější fotoelektrický jev

Zatímco v případě vnitřního fotoefektu zůstávají fotonem excitované nosiče uvnitř absorpčního materiálu, při vnějším fotoefektu elektron získá dostatečnou energii, aby se z materiálu uvolnil do okolního volného prostoru. To znamená, že energie fotonů musí být větší než výstupní práce kovu, nebo větší než energie zakázaného pásu s elektronovou afinitou u polovodiče. Součástí detektoru, emitující po osvětlení elektrony, se nazývá fotokatoda.

Samotný fotoefekt nevykazuje zisk, jeden foton vygeneruje vždy jen jeden fotoelektron. Zisk detektoru vzniká na dynodách, kde se kinetická energie elektronů využije k násobení jejich počtu. Vzniklé spršky elektronů je nutné zachytit pomocí anody. Společně všechny tyto prvky jsou součástí konstrukce fotonásobiče (PMT – *Photomultiplier Tube*, viz obr. 6.1), o kterém pojednává tato kapitola. Předností fotonásobičů je dobrá kvantová účinnost zejména v UV a ve viditelné oblasti, také rychlý čas odezvy, nízký šum a vysoká citlivost.



Obrázek 6.1: Funkční schéma fotonásobiče.

6.1 Historický přehled

Objev fotokatody byl připisán Heinrichu Hertzovi a datuje se do roku 1887. Teoretický popis fotoelektronové emise podal Albert Einstein v roce 1905 a byl to tak zásadní počín, že mu za to byla posléze udělena Nobelova cena za fyziku. První fotoelektrickou trubici neboli fotonku zkonstruovali v roce 1913 J. Elster a H. Geitel. V roce 1929 L. Koller a N. R. Campbell vyrobili první fotokatodu z Ag-O-Cs, která byla 100krát citlivější než předchozí verze. V dalších letech se hledaly vhodné materiály pro různé spektrální oblasti, bialkalické fotokatody pro viditelnou oblast, multialkalické pro IČ oblast a alkali-halidové fotokatody pro UV oblast. Polovodičové fotokatody z prvků III-V skupiny (GaAs, InGaAs) bylo možné vyrobit i s negativní elektrickou afinitou (NEA), tím se rozšířilo spektrum detekovatelných vlnových délek od UV až do IČ oblasti.

Hlavní vývoj fotonásobiče probíhal během 30. let 20. století. Ačkoliv už v roce 1902 dodal L. Austin a H. Starke sekundární emisní povrch, teprve v roce 1935 vytvořil H. E. Iams s kolektivem první triodu (fotokatoda + dynoda) pro zesilovač zvuku filmu. V. K. Zworykin a kolektiv přidal v roce 1936 další dynody a propracoval využití vlivu elektrického a magnetického pole na řízení transportu elektronů. V roce 1939 zkonstruovali V. K. Zworykin a J. A. Rajchman elektrostatický fokusační fotonásobič z Ag-O-Cs a potom z Sb-Cs.

Vývoj fotonásobičů pokračoval i dále a stále ještě probíhá. Objevují se nové účinnější materiály a konstrukce (např. multikanálová destička). My se v tomto skriptu soustředíme pouze na popis základních principů a technik. Zájemcům o informace z dalšího vývoje těchto detektorů lze doporučit ke studiu dokumentaci nejnovějších modelů renomovaných producentů, jako jsou např. Hamamatsu, Photek, Eljen Technology, Sydor Technologies. Výklad této kapitoly je zpracován podle velmi podrobně zpracovaného manuálu firmy Hamamatsu. Připomeňme, že námi používaná výkonová definice SNR je kvadrátem hodnot, které jsou v textu manuálu [3] uvedené jako (S/N).

Je zajímavé, že z pohledu elektroniky je fotonásobič vlastně elektronka, tedy elektronická součástka pracující ve vakuu. Tato jedinečná součástka nachází uplatnění v 21. století mimo fotodetektorů jen v profesionálních zesilovačích zvuku. Jinde už byla vytlačena polovodičovými součástkami [17, 18].

6.2 Struktura fotonásobiče

Fotonásobiče se skládají z několika základních částí, každá má svůj specifický účel (viz obr. 6.1). Jelikož při vnějším fotoefektu se emitují elektrony z materiálu do volného prostoru, je pro omezení ztrát výhodnější tento prostor vakuovat. Detekční zařízení jsou tedy umístěna v evakuovaném pouzdře, které je vybaveno okénkem, kudy dovnitř prochází světelné záření, které chceme detekovat. Fotony dopadají na **fotokatodu** a s určitou pravděpodobností emitují fotoelektrony. Ty jsou urychlovány a směřovány napětím na **první dynodu**. Ta je z materiálu s vysokou sekundární emisivitou dalších elektronů. Tam může kinetická energie dopadajících elektronů excitovat další elektrony. Sprška elektronů je pomocí elektrického pole směřována na **další dynody**, čímž dojde k lavinovému zesílení. Na **anodě** na konci násobícího řetězce jsou potom elektrony zachyceny a dále pak pokračují jako proudový pulz do vnějšího obvodu detektoru.

6.2.1 Materiály okénka

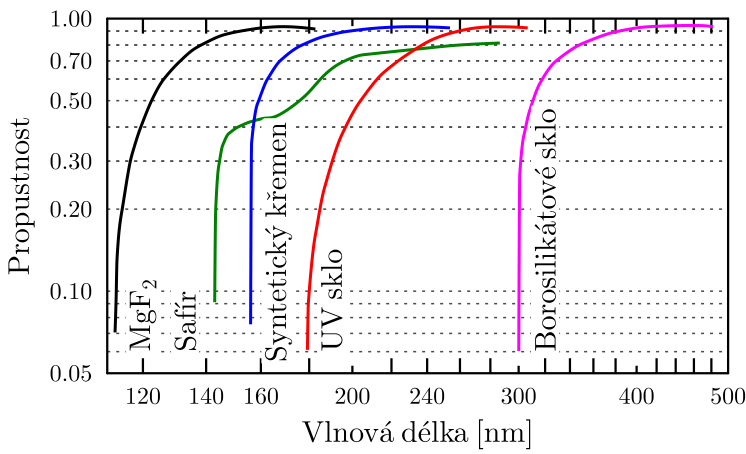
Okénko je průhlednou částí krytu fotokatody. Celý fotonásobič může být vestavěn do skleněné baňky, která je průhledná, ale většinou je okénko z jiného materiálu než zbylý kryt. Osazení okénka do krytu fotonásobiče musí být neprodyšné, aby se uvnitř udrželo vysoké vakuum. Okénko by mělo mít dostatečnou mechanickou pevnost a také maximální propustnost v celém rozsahu detekovaných vlnových délek. Pět nejpoužívanějších materiálů je v následujícím seznamu, průběh jejich spektrálních propustností je zakreslen na obr. 6.2.

MgF₂ – používá se v UV oblasti od 115 nm. Není tolik hydrofilní¹ jako ostatní materiály.

Safír (Al₂O₃) – použitelný v UV oblasti od 150 nm.

Syntetický křemen – pro UV oblasti od 160 nm. Má menší absorpci než tavený křemen, ale mohou jím projít atomy helia a degradovat vakuum. Ionizace plynu uvnitř fotonásobiče je pak zdrojem šumu.

¹Navázání vlhkosti vede k zamlžení materiálu a ke snížení jeho propustnosti.



Obrázek 6.2: Spektrální propustnost okének z různých materiálů (převzato a upraveno z [3]).

UV sklo – použitelné od 185 nm. Oproti běžnému křemennému sklu je v něm minimum příměsí, což zapříčiňuje složitější výrobu z důvodu vysokého bodu tání.

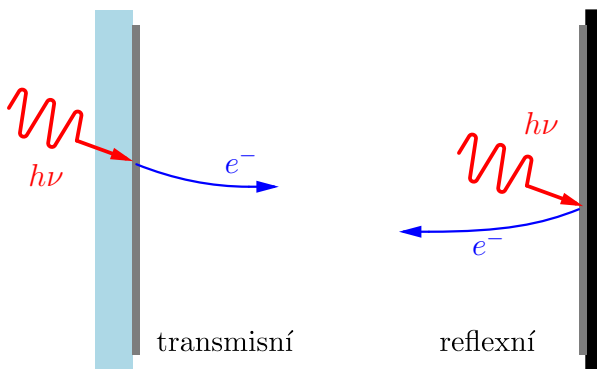
Borosilikátové (Kovarové) sklo – použitelné od 300 nm. Jeho teplotní roztažnost je přibližně stejná jako roztažnost kovarových slitin užitých pro vodiče, nedochází tak k pnutí mezi materiály. Obsahuje též málo izotopu ^{40}K (*K-free*), který způsobuje nechtěné radiační pozadí. Používá se tedy pro scintilační čítání.

6.2.2 Fotokatoda

Fotokatody dělíme podle směru emise generovaných fotoelektronů na transmisní a reflexní, viz obr. 6.3.

Transmisní (*head on*) – elektrony jsou emitovány z opačné strany, než na kterou dopadá foton. Většinou se jedná o tenkou vrstvu aktivního materiálu na skleněné destičce.

Reflexní (*side on*) – elektrony jsou emitovány proti dopadajícím fotonům, materiál fotokatody je nanesen na kovový substrát.

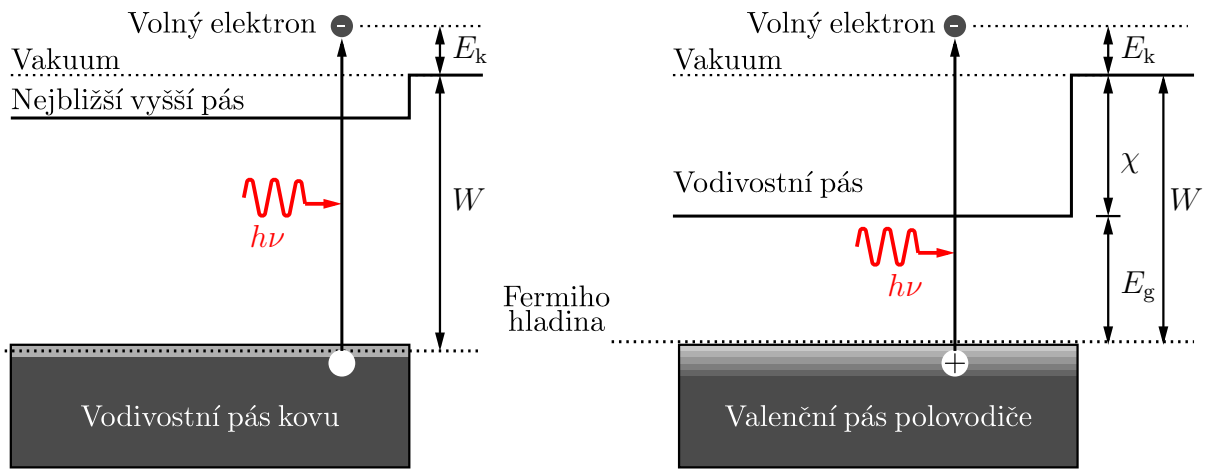


Obrázek 6.3: Funkční schéma průběhu fotoefektu v případě transmisní a reflexní fotokatody.

Jako materiál pro fotokatody se používají alkalické kovy nebo krystaly III-V binárních polovodičů. Kvantová účinnost fotokatody se dá spočítat podle vztahu,

$$\eta(\nu) = (1 - \mathbf{R}) \frac{v_e}{\alpha v_e + 1} p, \quad (6.1)$$

kde \mathbf{R} značí intenzitní odrazivost materiálu fotokatody, α – absorpční koeficient, v_e je střední úniková rychlost elektronů, p pravděpodobnost, že absorbované světlo excituje elektron, který dosáhne povrchu materiálu a unikne do vakua.



Obrázek 6.4: Energetický diagram fotoelektronové emise z kovu (vlevo) a z polovodiče (vpravo).

Kinetická energie E_k elektronu emitovaného z fotokatody je rovna energii fotonu $h\nu$ zmenšené o výstupní práci kovu W , nebo o šířku zakázaného pásu E_g a elektronovou afinitu χ v případě p-dopovaného polovodičového materiálu, jak to ukazují pásová schémata na obr. 6.4,

$$\begin{aligned} E_k &= h\nu - W, & \text{pro kovy} \\ &= h\nu - E_g - \chi. & \text{pro polovodiče p-typu} \end{aligned} \quad (6.2)$$

Výstupní práce W je typicky větší než 2 eV, což odpovídá vlnové délce fotonů 620 nm a kratším. Podmínku tedy splňuje viditelné světlo a UV oblast.

U některých materiálů může být hodnota elektronové afinity záporná, označují se jako materiály s NEA (*Negative Electron Affinity*). Toho se dosahuje např. tak, že na GaAs p-typu je nanášena slabá povrchová vrstva z elektronově pozitivního materiálu Cs_2O [9]. Pod povrchem vzniká ochuzená vrstva bez volných nosičů náboje a energetické pásy jsou ohnuté natolik, že celková elektronová afinita vychází záporná. Tím se zvýší pravděpodobnost úniku fotoelektronu z materiálu ven do vakua. Takto je možno detekovat záření až do 900 nm (1.4 eV).

6.2.3 Materiály fotokatod

Vhodný materiál pro fotokatodu je třeba vybírat s ohledem na požadovanou spektrální oblast a předpokládané experimentální podmínky. Mezi ně patří intenzita měřeného signálu, šířka pásma a okolní teplota. Vybírat je možné z celé řady materiálů, z nichž deset nejpoužívanějších zde uvádíme [3]. Jsou konstruovány z alkalických kovů a z polovodičů.

CsI (do 200 nm) a CsTe (do 300 nm) – používají se v UV oblasti, jsou necitlivé na sluneční záření (*solar blind*). Musí se použít s okénkem do UV oblasti buď ze syntetického křemene nebo MgF_2 , nebo použít transmisní konfiguraci napřímou bez okénka.

Sb-Cs – používají se v UV a ve viditelné oblasti pro větší intenzity záření. Mají menší odpor a při osvětlení silným signálem se tolik nezahřívají. Dají se použít jen v reflexní konfiguraci.

Bialkalické (Sb-Rb-Cs, Sb-K-Cs) – pro UV a viditelnou oblast. Mají vyšší citlivost a menší temný proud oproti ostatním materiálům.

Vysokoteplotní bialkalické (Sb-Na-K) – pro UV a viditelnou oblast, mají menší citlivost oproti bialkalickým fotokatodám, ale mohou pracovat při teplotě až do 175 °C. Normální provozní teplota ostatních fotokatod je do 50 °C.

Multialkalické (Sb-Na-K-Cs) – díky kombinaci materiálů jsou širokospektrální, použitelné od UV přes VIS až do IR s vlnovými délkami do 900 nm.

Ag-O-Cs – rovněž širokospektrální, fungují v oblasti od 300 do 1 200 nm v transmisní konfiguraci, do 1 100 nm v reflexní konfiguraci. Proti předchozímu materiálu má ale menší citlivost ve viditelné oblasti spektra.

GaAsP(Cs) – ternární polovodičový krystal GaAsP dopovaný cesiem. Používá se výhradně jako transmisní fotokatoda ve viditelné oblasti. Má velkou citlivost, ale není stabilní. Při vyšších intenzitách velmi rychle degradují.

GaAs(Cs) – i zde je možná pouze transmisní konfigurace. Je použitelný od UV po 900 nm. Navíc má mezi 300 a 850 nm plochou závislost citlivosti. Při vyšších intenzitách opět dochází k degradaci.

InGaAs(Cs) – citlivost této fotokatody je posunutá více do IČ oblasti. Vykazuje výborný poměr signálu k šumu v oblasti 900 až 1 000 nm.

InP/InAsP(Cs), InP/InGaAs(Cs) – fotokatoda je zkonstruována jako polovodičový p-n přechod, kdy lze pomocí předpětí posunout oblast citlivosti až k 1 700 nm. Je ale nutné chlazení až na $-80\text{ }^{\circ}\text{C}$ kvůli snížení teplotního šumu na rozumnou míru SNR.

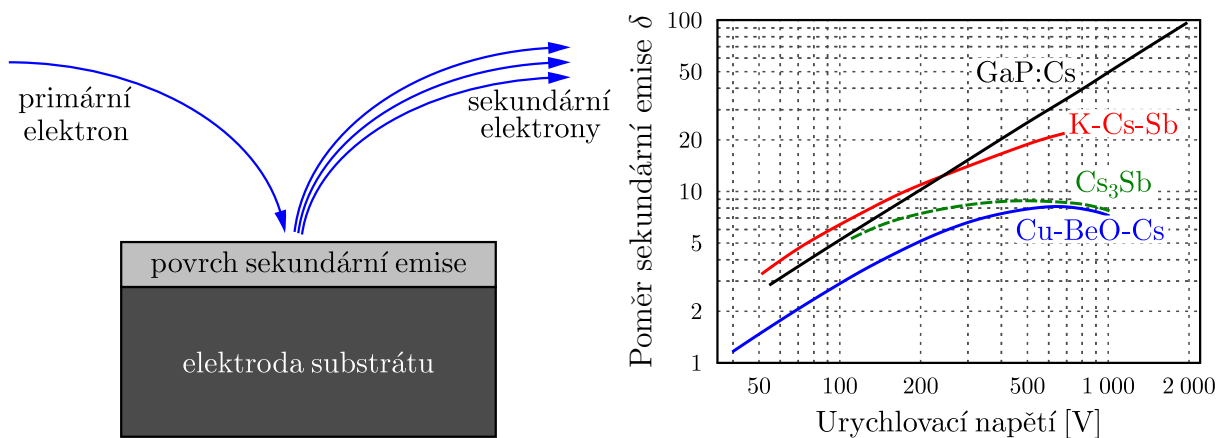
Dříve se k popisu materiálu fotokatody používalo tzv. S číslo (S1–S20). Dnes už se většinou vypisuje přímo materiál fotokatody, také materiál okénka a celá tabulka parametrů, případně i s grafy spektrální citlivosti.

6.2.4 Elektronové násobení a dynody

Primární fotoelektron z fotokatody je urychlen vysokým napětím. Je potřeba, aby kinetická energie elektronu byla větší než dvojnásobek výstupní práce, tedy aby mohl elektron nárazově ionizovat aspoň dva sekundární elektrony (viz schéma na obr. 6.5 vlevo). K této nárazové ionizaci dochází v soustavě různě tvarovaných dynod, které jsou pod postupně se zvyšujícím napětím. Na každé dynodě se počet procházejících elektronů zvětší. Sprška výsledných elektronů je potom zachycena na anodě.

Dynoda může být spojitá, jak je to v případě mikrokanálek. Napětí přiložené na kraje kontinuálně narůstá podél mikrokanálku. Většinou jsou ale dynody oddělené a napětí je na nich přiloženo stupňovitě. Spád napětí na dynodách může být 100 až 200 V. Počet dynod se pohybuje od jedné do dvaceti. Jejich konstrukce může být velmi rozdílná. Během vývoje se jako výhodné pro určité aplikace ukázaly tyto: kruhová, komůrková, lineární fokusovaná a řada dalších popsanych níže. Zesílení na jedné dynodě může být v rozmezí od 10násobku po 100násobek. Jako materiál dynod se používají alkalicko antimonové slitiny, BeO, MgO, GaP, GaAsP na elektrodách z niklu, oceli a CuBe slitin. Pro poměření kvality dynod se zavádí poměr sekundární emise δ , což je poměr počtu sekundárních elektronů k počtu primárních dopadajících elektronů. Tento poměr závisí jak na materiálu dynody (viz graf na obr. 6.5 vpravo), tak na rozdílu napětí mezi dynodami. Teoreticky lze zisk na n diodách spočítat podle vztahu $G = \delta^n$.

Dráha elektronů uvnitř fotonásobiče se optimalizuje numerickou analýzou tak, aby se dosáhlo ideální fokusace svazků elektronů na dynody a minimálního rozdílu v čase průchodu jednotlivých elektronů. To je nutné k tomu, aby se zachovala rychlá odezva detektoru zaručující dostatečnou šířku pásma. Hodnota sběrné účinnosti, tj. poměru elektronů na první dynodě ku počtu elektronů emitovaných z fotokatody, se pohybuje mezi 60 až 90 %. Dynody mají tvar zakřivené plochy a jsou vzájemně v prostoru uspořádány tak, aby se zamezilo zpětné vazbě. Ke zpětné vazbě může dojít při oddělení kladných iontů z fotokatody, nebo díky katodoluminiscenci, kdy dopad urychlených elektronů na dynodu generuje fotony světla.



Obrázek 6.5: Vlevo schéma sekundární emise, vpravo závislost poměru sekundární emise δ na urychlovacím napětí na první dynodě pro různé materiály první dynody (převzato a upraveno z [3]).

Poslední elektrodou ve fotonásobiči je anoda. Na anodě dochází k zachycení volně letících elektronů z kaskády dynod. Má tvar tyče, desky nebo sítě. Optimalizuje se zejména potenciálový rozdíl mezi poslední dynodou a anodou, aby byl omezen vliv prostorového náboje a bylo dosaženo maximálního zisku výstupního proudu. Na anodě není žádoucí generovat emisi dalších elektronů, ale je potřeba, aby dopadající elektrony vygenerovaly proud v obvodu fotonásobiče.

6.2.5 Periferie (elektronika a kryt)

Ke správné funkci fotonásobiče je potřebný stabilizovaný zdroj vysokého napětí (1–2 kV) s odchylkou menší než 0.1%. Elektrické obvody potom rozdělují toto napětí na jednotlivé dynody, urychlovací a směrovací elektrody a na anodu. Celý fotonásobič může být odstíněn krytem proti parazitnímu vlivu vnějšího magnetického nebo elektrického pole. Kryty slouží také proti detekci nechtěného světla, které může snižovat poměr signálu k šumu. Přestože jsou fotonásobiče zakrytovány, mohou měnit své parametry vlivem změn teploty, vlhkosti nebo mechanického napětí. Všechny tyto změny ovlivňují geometrické uspořádání dynod, a tedy funkci fotonásobiče. Neodstíněné vnějšího elektromagnetického pole zase posunuje dráhu elektronů mimo optimální trajektorii. Pokud těmto změnám parametrů chceme zabránit, musíme použít optimalizovaný kryt a případně celé zařízení chladit a udržovat na stabilní teplotě.

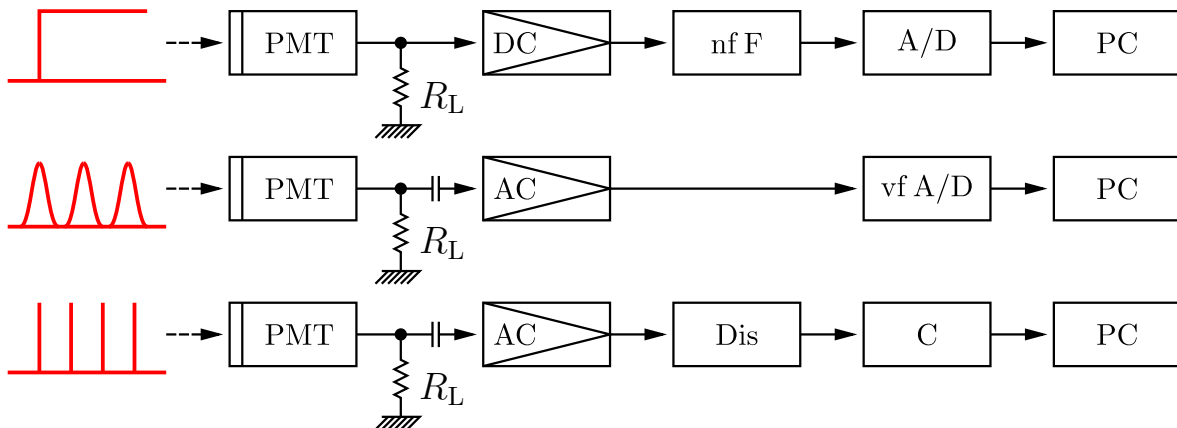
6.3 Výběr fotonásobiče

Podle způsobu užití vybereme fotonásobič s vhodnými parametry. Mezi základní kritéria, podle kterých budeme vhodný fotonásobič vybírat, patří:

Vlnová délka – podle rozsahu vlnových délek musíme vybrat materiál okénka s maximální propustností a fotokatodu s maximální citlivostí v této oblasti.

Intenzita světla – s rostoucí intenzitou dopadajícího záření klesá potřeba velkého zesílení. Počet dynod může být menší a menší může být i spád napětí mezi dynodami. Signál se může zpracovávat analogově, digitálně se zpracovává jen u velmi slabých signálů.

Rozměr svazku – podle rozměru svazku musíme vybrat fotonásobič s dostatečně velkým okénkem a efektivním průměrem fotokatody. Rovněž rozhodneme, zda preferujeme fo-



Obrázek 6.6: Tři režimy činnosti fotonásobiče, červeně je naznačen vstupní signál. Shora dolů: kontinuální režim, pulzní režim a čítání fotonů. PMT – fotonásobič, DC popř. AC – kontinuální popř. pulzní zesilovač, nf F – nízkofrekvenční filtr, A/D – převodník analogového signálu na digitální, vf A/D – vysokofrekvenční A/D převodník, PC – počítačové zpracování, Dis – diskriminátor signálu, C – čítač pulzů.

tokatodu transmisního nebo reflexního typu. Případně lze svazek geometricky modifikovat přidáním zrcadlem nebo čočkou na vstupu.

Rychlost dějů – časová odezva fotonásobiče musí být rychlejší než změny intenzity signálu, které nás zajímají. V tomto směru je důležitý výběr uspořádání dynod a také elektrických obvodů detektoru s dostatečnou šířkou pásma.

Pracovní teplota – podle teploty prostředí, kde bude měření probíhat, je třeba vybrat potřebný fotonásobič a případně doplnit chlazení a teplotní stabilizaci.

6.3.1 Režim činnosti fotonásobiče a elektrické obvody

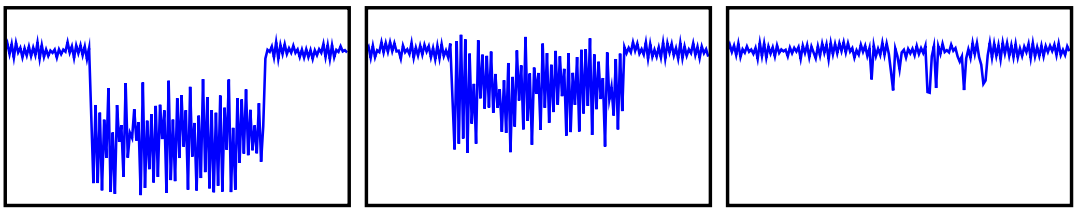
Výběr elektroniky, která zpracovává proud z anody, závisí na použití fotonásobiče. Tři základní nejčastěji používaná zapojení jsou schematicky znázorněna na obr. 6.6.

Kontinuální režim (DC) – výstup z fotonásobiče je zesílen v kontinuálním (DC) zesilovači, signál je dále filtrován nízkofrekvenčním filtrem. Analogový signál se digitalizuje na vstupu do PC.

Pulzní režim (AC) – výstup je filtrován kapacitorem, zesílen v AC zesilovači a pokračuje k rychlému A/D převodníku. PC musí stíhat rychlé vzorkování.

Režim čítání fotonů – výstup je filtrován kapacitorem a zesílen, signál projde diskriminátorem, jehož úkolem je určit, jestli velikost proudového impulsu odpovídá pouze šumu a bude se ignorovat, nebo zda je signál dostatečný k vyslání výstupního pulzu oznamujícího záznam fotonu. Následuje pulzní čítač, který zaznamenává počet detekovaných fotonů. Do PC se odesílá počet detekcí za zvolený časový interval.

Věnujme se krátce režimu čítání fotonů, který se používá v případě, že jednotlivé fotony dopadají na fotonásobič s dostatečným časovým odstupem vzhledem k šířce pásma. V tomto režimu je z fotokatody po dopadu fotonu uvolněn jeden nebo žádný elektron v závislosti na účinnosti. Tento elektron dopadne s pravděpodobností úměrnou sběrné účinnosti na první dynodu, kde dojde k zesílení. Zesílení na dynodách má Poissonovu statistiku, celkové zesílení G dosahuje hodnot 10^6 až 10^7 před dopadem na anodu. Sprška elektronů zachycených anodou dává



Signál: silný slabý velmi slabý

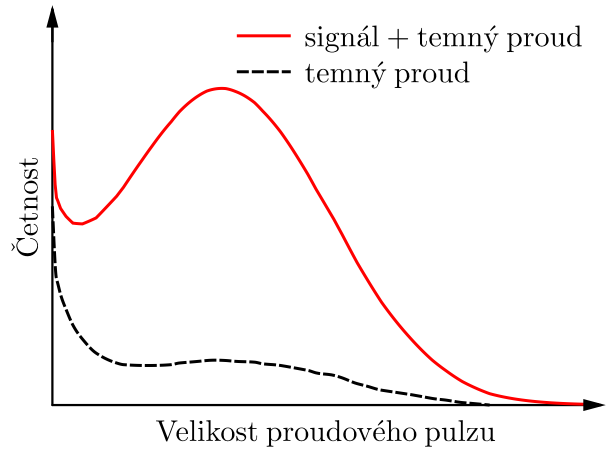
Obrázek 6.7: Výstup fotonásobiče pro různé silné signály.

vzniknout proudovému impulzu. Pro velké intenzity dopadajícího záření se proudové impulzy překrývají, pro nižší intenzity lze rozlišit jednotlivé píky (viz obr. 6.7). Za diskriminátorem, který porovnává velikosti vůči nastavené hranici šumu, můžeme digitálně čítat jednotlivé detekční události.

V případě fotonového čítání můžeme dostat lepší poměr signálu k šumu,

$$\text{SNR} = \frac{n_s^2}{2n_s + 4n_d},$$

kde n_s značí počet detekčních událostí, pokud na detektor dopadá signál, a n_d počet událostí se zakrytým detektorem (temné detekce). Temný proud stejně jako i šum zesilovače je ořezán diskriminátorem. Funkce fotonásobiče v režimu čítání fotonů není ovlivněna výkyvy napětí na dynodách ani ziskem fotonásobiče. Obrázek 6.8 znázorňuje četnost proudových pulzů s určitou amplitudou. Z této závislosti se potom odhadne optimální hodnota prahu diskriminátoru. Pokud nastavíme hladinu diskriminátoru moc nízko, tak si zhoršíme poměr signálu k šumu. Pokud ho nastavíme zase moc vysoko, ztratíme tím i množství signálních detekcí a snížíme si tak celkovou kvantovou účinnost detektoru.



Obrázek 6.8: Histogram velikosti proudových pulzů na výstupu fotonásobiče (převzato a upraveno z [3]).

6.4 Vlastnosti fotonásobičů

Jedna z nejdůležitějších vlastností fotonásobiče je závislost citlivosti na vlnové délce – spektrální odezva. Pro získání grafu spektrální odezvy je třeba změřit odezvu fotonásobiče na monochromatické záření ve sledované oblasti. Sledovanou veličinou může být buď zářivá citlivost nebo kvantová účinnost.

Zářivá citlivost – je definovaná jako poměr fotoproudu I_f ku vstupnímu zářivému toku Φ_r na určité vlnové délce,

$$\mathcal{R}(\lambda) = \frac{I_f}{\Phi_r}, \quad \text{jednotka [A/W]}.$$

Kvantová účinnost – se dá určit jako počet fotoelektronů ku počtu dopadnutých fotonů,

$$\eta(\lambda) = \frac{hc}{\lambda e} \mathcal{R}(\lambda) \approx \frac{1\,240}{\lambda[\mu\text{m}]} \mathcal{R}(\lambda).$$

V tomto odvození jsme využili toho, že poměr proudu k výkonu je stejný jako poměr náboje k energii. Planckova konstanta h , rychlost světla ve vakuu c a elementární náboj e se zredukuje na numerickou konstantu 1240 a stačí ji podělit vlnovou délkou v mikrometrech. Maximum kvantové účinnosti nastává pro vlnovou délku trochu kratší, než je vrchol zářivé citlivosti. Určit hodnotu kvantové účinnosti lze porovnáním s kalibrovaným fotodetektorem.

U fotonásobiče se může projevat závislost spektrální odezvy na polarizaci dopadajícího záření. To se dá popsat Fresnelovými vztahy. Podle nich se dají spočítat ztráty způsobené na rozhraních okénka a fotokatody podle úhlu dopadu a typu polarizace.

Rozsah spektrální odezvy – označuje oblast vlnových délek, pro které má detektor nenulovou zářivou citlivost \mathcal{R} . Krátkovlnný limit je dán materiálem okénka, dlouhovlnný limit potom materiálem fotokatody. Dlouhovlnný limit definujeme jako pokles na 1% z maxima pro bialkalické a Ag-O-Cs fotokatody a jako pokles na 0.1% z maxima pro multialkalické fotokatody.

Světelná odezva – udává závislost výstupního proudu na svítivém toku (v lumenech) z wolframové lampy s teplotou 2856 K. Rozlišujeme katodovou a anodovou světelnou odezvu. V případě katodové odezvy měříme pouze fotoelektrony generované z katody, v případě anodové odezvy jsou zahrnuty vlastnosti celého fotonásobiče, včetně multiplikace elektronů na dynodách.

Sběrná účinnost δ_0 – udává poměr mezi počty elektronů emitovaných z fotokatody a elektronů dopadajících na první dynodu. Mezi katodou a první dynodou mohou některé elektrony zabloudit. Ke ztrátám elektronů dochází samozřejmě také mezi následujícími dynodami. Velikost napětí mezi katodou a první dynodou je typicky 100 V.

Celkový zisk fotonásobiče G – závisí na sběrné účinnosti δ_0 a na dynodovém zisku. **Dynodový zisk**, nebo také poměr sekundární emise, lze spočítat podle vztahu $\delta = aUk$, kde U je napětí mezi dynodami, a je konstanta úměrnosti a k materiálová konstanta (s hodnotou mezi 0.7 a 0.8). Na první dynodě je $\delta_1 = I_{d1}/I_k$, tedy proud sekundárních elektronů ku fotoelektrickému (katodovému) proudu, na n -té dynodě je $\delta_n = I_{dn}/I_{d(n-1)}$. Celkový zisk fotonásobiče $G = \delta_0\delta_1\delta_2 \cdots \delta_n$. Pokud je zesílení stejné ve všech dynodách, potom

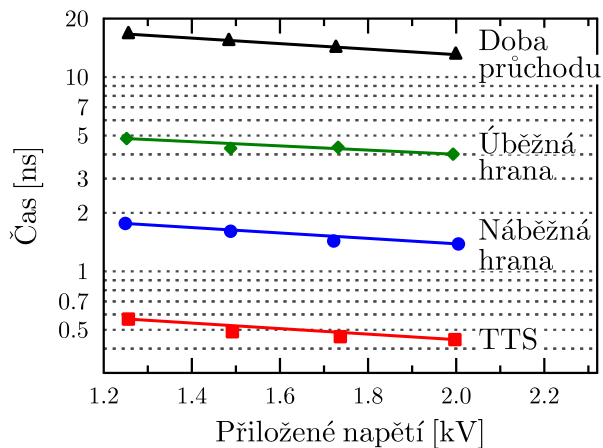
$$G = \delta_0(aUk)^n.$$

Ze závislosti na vysoké mocnině plyne velká citlivost zisku na změny napětí U . Proto je nutná vysoká stabilita zdroje napětí.

Časová odezva – popisuje zpoždění a časovou šířku elektronového impulzu po dopadu optického impulzu. Zpoždění může být způsobeno všemi prvky od katody po anodu. Časové rozšíření pulzu průchodem detektorem TTS (*Transition Time Spread*) je úměrné $1/U^2$. Minimální TTS nastává pro lineární fokusovaný typ a kovové kanálky (viz konstrukce fotonásobičů na str. 81). Průběhy časových závislostí typické fotokatody jsou na obr. 6.9.

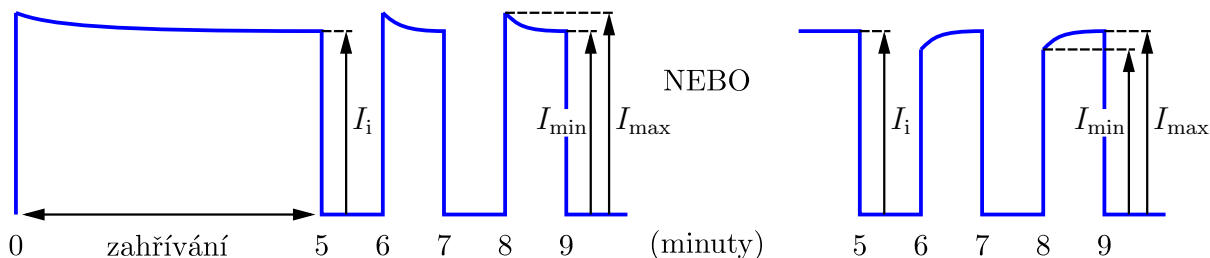
Linearita – charakterizuje změnu parametrů detektoru se změnou vstupní intenzity. Pokud jsou závislosti lineární pro velký rozsah dopadajících intenzit, potom říkáme, že má detektor široký dynamický rozsah. Pro velmi velké intenzity dochází k porušení linearity, podle typu

Obrázek 6.9: Doba průchodu pulzu, trvání úběžné a náběžné hrany a TTS fotonásobiče v závislosti na napětí (převzato a upraveno z [3]).



katody je horní limit intenzity (emitovaného proudu) v mezích od $0.1 \mu\text{A}$ po $10 \mu\text{A}$. Pro anodu je limit 10 mA . V impulzním případě je limitující efekt prostorového náboje. V kontinuálním módu limitují linearitu odezvy obvody napěťového rozdělovače na jednotlivé dynody. Linearita je lepší u reflexních fotokatod díky malému odporu substrátu. Navíc se linearita zlepšuje s rostoucím počtem dynod.

Co se ještě u fotonásobičů uvádí? – V posledním odstavci shrňme tři zbylé parametry. **Uniformita** popisuje závislost parametrů na geometrii sestavy, tj. na poloze a úhlu dopadu fotonů na detektor. **Stabilita** nám dává informaci o změně charakteristik (například zisku) v čase. Krátkodobě dochází k driftu, v závislosti na dopadající intenzitě dochází k zahřívání. Pro stabilnější výsledky je někdy vhodné detektor temperovat po dobu 30 až 60 minut. Z dlouhodobé perspektivy přichází ke slovu životnost fotokatody, která se pohybuje v řádu 10^3 až 10^4 pracovních hodin. **Hystereze** značí závislost výstupního proudu na předchozí měřené hodnotě. Dochází ke změně tvaru proudového impulsu, buď po náběžné hraně pulzu hodnota pomalu klesá, nebo stoupá (viz obr. 6.10).



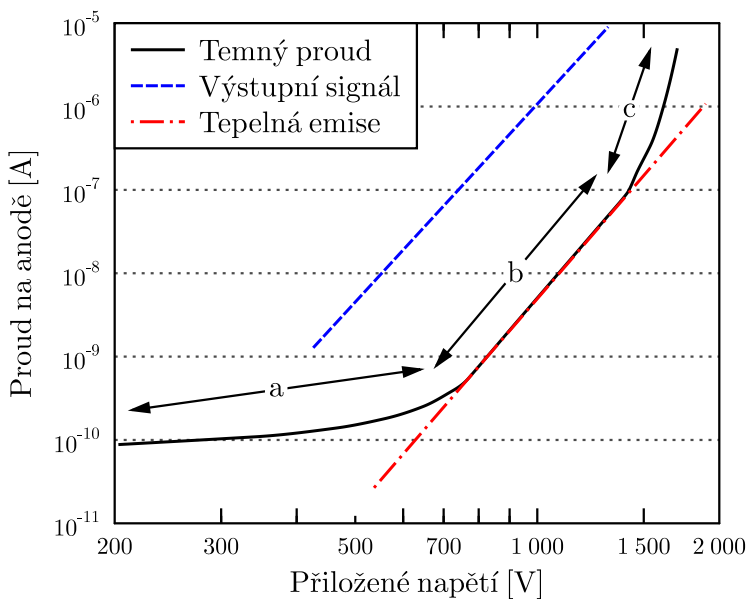
Obrázek 6.10: Hystereze výstupního proudu z fotonásobiče.

6.5 Šum fotonásobiče

Kromě šumu dopadajícího signálu je největším zdrojem šumu fotonásobiče temný proud. Temný proud (též temný šum) udává velikost anodového proudu v případě zakrytého detektoru. Závislost temného proudu na napětí (viz obr. 6.11) lze rozdělit do tří oblastí, přičemž každá oblast šumu má primárně původ v jiném jevu:

Oblast a – proud procházející z dynod na anodu nebo na patici fotonásobiče. Je způsoben špatnou izolací jednotlivých částí.

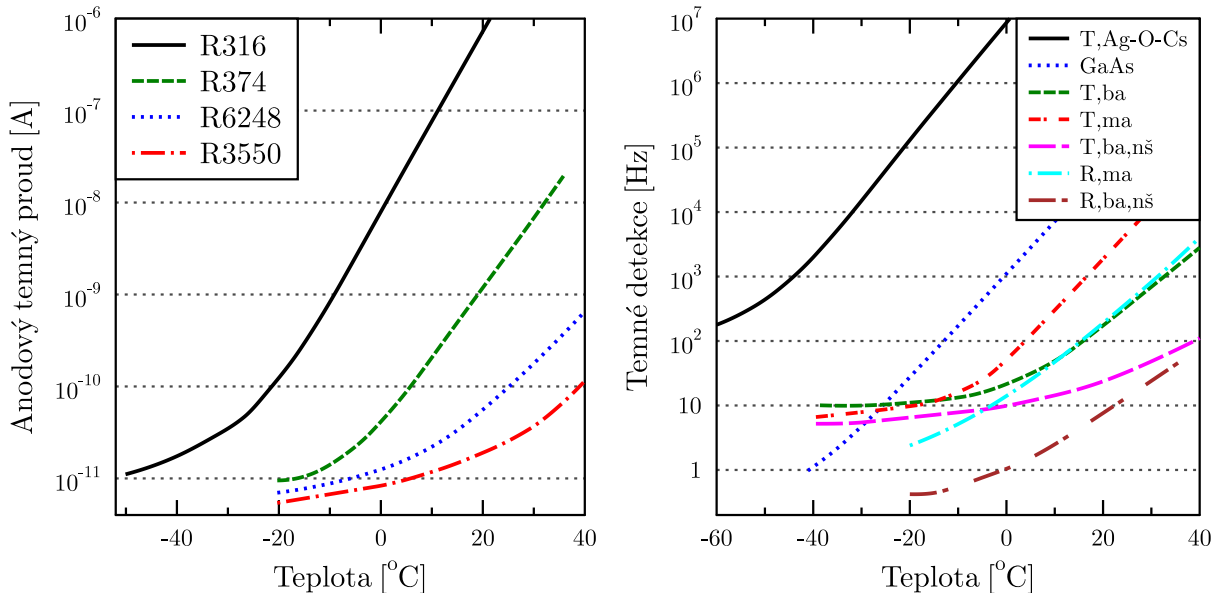
Oblast b – tepelná emise elektronů z fotokatody a z dynod. Tento šum lze omezit chlazením



Obrázek 6.11: Anodový temný proud, výstupní signál a ideální křivka tepelné emise samotné v závislosti na napětí (převzato a upraveno z [3]). Písmena a, b a c označují oblasti ovlivněné různými ději, viz text.

fotonásobiče. Závislosti temného proudu a temných detekcí (v případě fotonového čítání) na teplotě jsou znázorněny na obr. 6.12.

Oblast c – scintilace na skle a držácích elektrod. Elektrony jsou vlivem silného elektrického pole vytrženy z různých konstrukčních prvků. V případě velmi vysokých napětí dochází k výraznému nárůstu tohoto šumu.



Obrázek 6.12: Vlevo závislost anodového temného proudu, vpravo počet temných detekcí při fotonovém čítání v závislosti na teplotě několika fotonásobičů firmy Hamamatsu [3]. T/R – transmisní/reflexní fotokatoda, ba/ma – bialkalická/multialkalická slitina fotokatody, nš – nízkošumová úprava.

Další zdroje šumu se projevují ve všech třech zmíněných oblastech. Jde například o temný proud vzniklý ionizací zbytkového plynu ve vakuované části. K ionizacím dochází, i když je ve fotonásobičích vysoké vakuum (10^{-6} až 10^{-5} Pa). Dalším zdrojem může být díky špatnému odstínění okolní, popř. kosmické záření (Čerenkovovo záření ze sekundární spršky mionů). Radioizotopy obsažené ve skle mohou být zdrojem β -záření, nejznámější radioizotop je ^{40}K , proto

jsou některé fotonásobiče vyrobené z kovarového skla (*K-free*).

6.5.1 Poměr signál k šumu

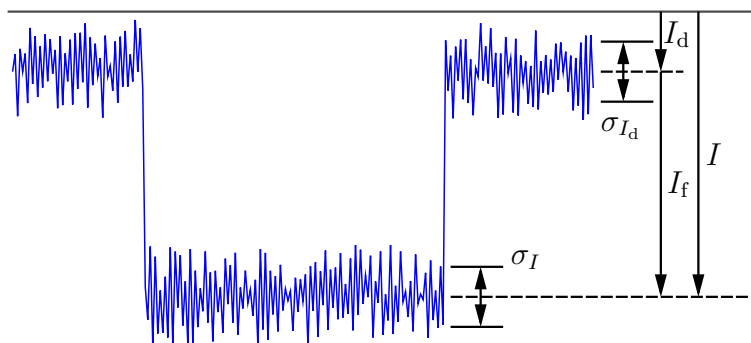
Pro výpočet poměru signálu k šumu je potřeba se podívat na typický tvar proudového signálu fotonásobiče, který ukazuje obr. 6.13. V obrázku jsou znázorněny veličiny, ze kterých se poměr spočte podle vztahu

$$\text{SNR} = \frac{I_f^2}{\sigma_I^2} = \frac{(I - I_d)^2}{\sigma_I^2},$$

kde I_f je střední hodnota fotoproudu a σ_I^2 je variance signálu. I označuje střední hodnotu celkového proudu včetně temného proudu I_d . Alternativně lze SNR určit podle vztahu

$$\text{SNR} = \frac{I_k^2}{2eB \frac{\delta}{\delta-1} (I_k + 2I_d) + \sigma_f^2}, \quad (6.3)$$

kde I_k je katodový proud, B šířka pásma a σ_f^2 variance proudového šumu zesilovacího obvodu.



Obrázek 6.13: Průběh proudu z fotokatody v čase, I_f a I_d značí střední hodnoty fotoproudu a šumového proudu.

Poměr SNR dynod (elektronového násobiče) lze spočítat podle vztahu

$$\text{SNR} = \frac{\eta' n_0 \delta'_1}{\delta'_1 + 1},$$

kde n_0 je počet fotonů za dobu časového rozlišení detektoru, $\eta' = \eta \delta_0$ je účinnost fotokatody násobená sběrnou účinností první dynody a $\delta'_1 = \delta_1(\delta - 1)/\delta$, δ_1 je poměr sekundární emise první dynody a δ ostatních dynod. Ze vztahu je patrné, že poměr signálu k šumu závisí výrazně na zisku první dynody. K dosažení lepšího SNR poměru fotonásobiče potřebujeme co největší účinnost na dané vlnové délce, konstrukci optimalizovanou pro co největší přenos elektronů, maximální zachycení světla a velkou šířku pásma B .

6.5.2 Afterpulsing

Pokud fotonásobič zaznamená detekci fotonu, pak je jistá nenulová pravděpodobnost, že vyše hned po tom ještě další následující detekční signál bez toho, že by na detektor dopadlo nějaké světlo. Tento jev se označuje jako afterpulsing a dá se rozdělit na pomalý a rychlý. Rychlé afterpulzy jsou generovány s prodlevou jednotek až desítek nanosekund. Vznikají v důsledku elastických odrazů elektronů na první dynodě. Lze je eliminovat speciální elektrodou, ale vzhledem k malému zpoždění signálu nejsou výraznou hrozbou. V případě fotonového čítání je elektronika po detekci předešlého pulzu ještě neaktivní. Větší hrozbou jsou pomalé afterpulzy v řádu

stovek ns až jednotek μs . Ty jsou způsobené pomalým pohybem kladných iontů, které vznikly ionizací zbytkových plynů. Největší problém dělají ty nejmenší atomy, hlavně ionty He^+ penetrující přes sklo baňky. Počet pomalých afterpulzů se zvětšuje s rostoucím napětím.

6.6 Novodobé konstrukce fotonásobiče

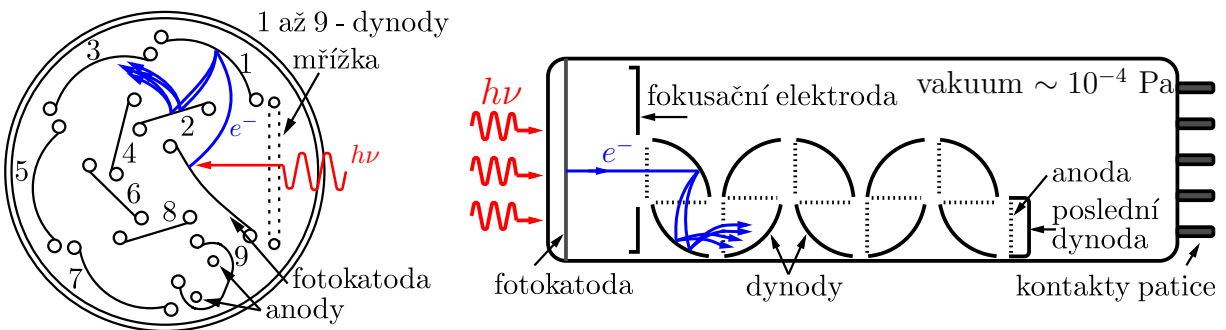
Během vývoje fotonásobičů se objevila celá řada rozličných konstrukcí, které se liší hlavně uspořádáním dynod. Každá varianta má své výhody a nevýhody, schémata konstrukcí několika typů jsou na obrázcích 6.14–6.17. Přehled některých typických parametrů různých variant fotonásobičů jsou shrnuty v tab. 6.1.

Typ konstrukce	Náběžná hrana [ns]	Linearita [mA]	Imunita mag. pole [mT]	Uniformita	Sběrná účinnost
Kruhový	0.9–0.3	1–10	0.1	slabá	dobrá
Komůrkový	6–20	1–10	0.1	dobrá	výborná
Lin. fok.	0.7–3	10–250	0.1	slabá	dobrá
Žaluziový	6–18	10–40	0.1	dobrá	dobrá
Síťový	1.5–5.5	300–1 000	500–1 500	dobrá	slabá
MCP	0.1–0.3	700	1 500	dobrá	dobrá
Kovové kan.	0.65–1.5	30	5	dobrá	dobrá
Elek. bomb.	závisí na polovodiči		-	výborná	výborná

Tabulka 6.1: Parametry různých konstrukcí fotonásobiče (převzato z [3]).

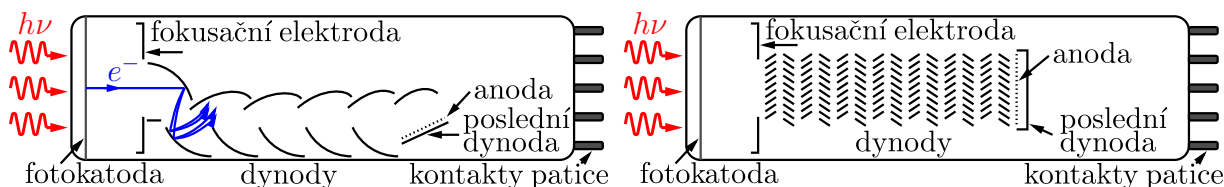
Nejznámější konstrukce jsou tyto:

- Kruhový typ** – kompaktní, lze jej použít v reflexní i transmisní konfiguraci, má rychlou odezvu.
- Komůrkový typ** – jen transmisní konfigurace, má výbornou účinnost sběru elektronů, z toho plyne vysoká detekční účinnost a uniformita.



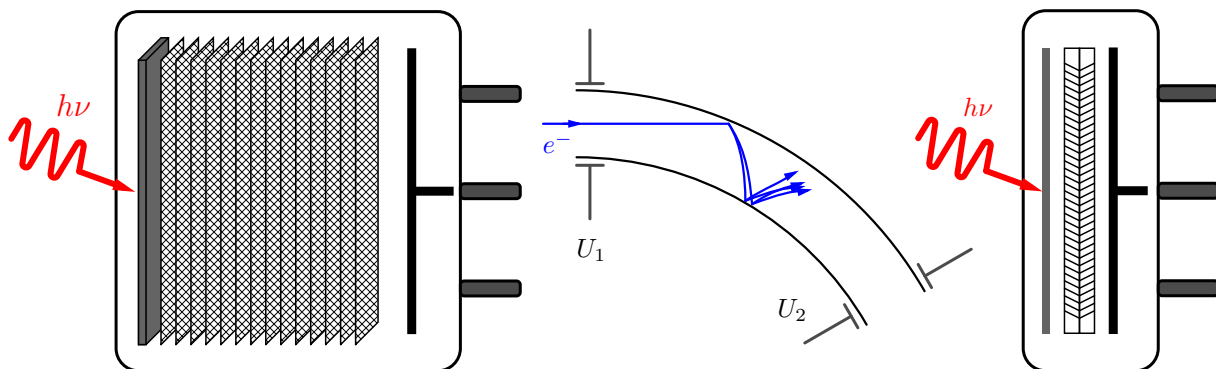
Obrázek 6.14: Fotonásobiče kruhové konstrukce (vlevo) a komůrkového typu (vpravo).

- Lineární fokusovaný typ** – jen transmisní konfigurace, má rychlou odezvu, dobré časové rozlišení a linearitu odezvy.
- Žaluziový typ** – jen transmisní konfigurace, generované elektrické pole má výbornou účinnost sběru elektronů, dá se používat s fotokatodou velkých rozměrů.



Obrázek 6.15: Lineárně fokusovaný (vlevo) a žaluziový (vpravo) typ fotonásobiče.

5. **Síťový typ** – má dobrou výstupní linearitu. Díky blízkosti umístění dynod pracuje tato konstrukce stabilně i pod vlivem externího magnetického pole. Modifikací konstrukce s využitím multianod lze určit místo dopadu detekovaného záření.
6. **Mikrokanálová destička (MCP - *Micro Channel Plate*)** – Mikrokanálek je tenká trubička s vnitřním průměrem 5 až 45 μm a délkou přibližně rovnou 40násobku průměru. Vnitřní stěna kanálku je pokryta materiálem pro sekundární emisi elektronů. Napětí je přiloženo na konce kanálku, takže podél kanálku je spojitý napěťový spád. Kanálek musí být zakřivený nebo směřovaný šikmo k dráze prvotních elektronů tak, aby začaly narážet do stěn. Oproti odděleným dynodovým fotonásobičům mají mikrokanálky řádově větší temný proud (cca 0.5 nA). Kanálky se sdružují do mikrokanálových destiček, čímž lze zachovat prostorovou informaci o poloze dopadu fotonu. MCP se vyrábějí až do průměru 10 cm. Zisk mikrokanálové destičky se pohybuje od 10^4 po 10^6 . MCP má výborné časové rozlišení a stabilní zisk i v magnetickém poli, používá se v intenzifikátorech obrazu.

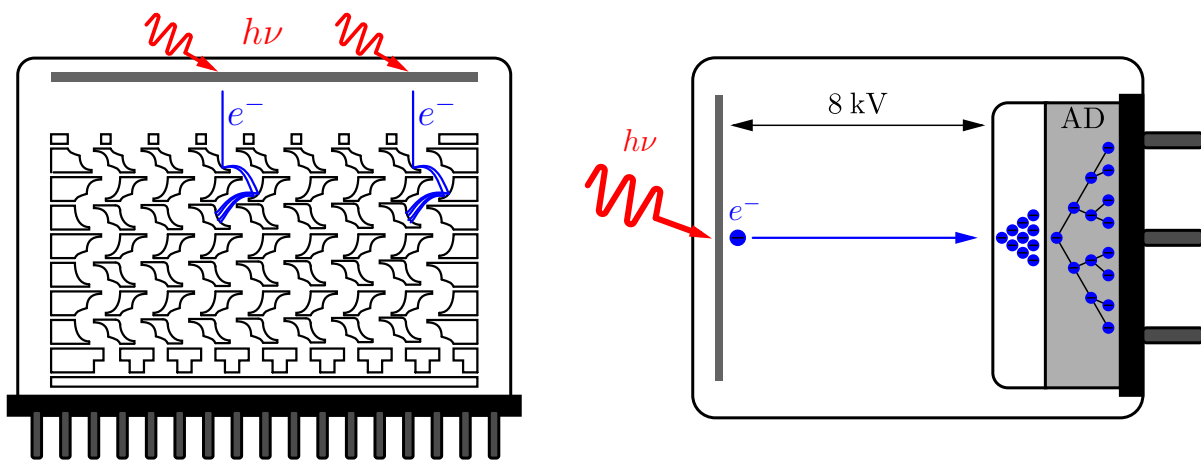


Obrázek 6.16: Síťový typ fotonásobiče (vlevo), mikrokanálek (uprostřed) a fotonásobič s MCP (vpravo).

7. **Typ s kovovými kanálky** – má podobné vlastnosti jako MCP, je velmi stabilní i ve vnějším magnetickém poli.
8. **Typ s elektronovým bombardováním** – fotoelektrony jsou urychleny vysokým napětím, po dopadu na polovodič excitují několik elektronů z valenčního do vodivostního pásu. Počet elektronů je ještě mírně znásoben v lavinové diodě (AD). Tím, že fotonásobič kombinuje vnější fotoefekt a následné násobení elektronů v polovodičové diodě, říká se tomuto typu hybridní fotodetektor. Díky konstantnímu napětí při urychlování a následnému malému zesílení má celý tento proces velmi malý šum.

6.6.1 Pozičně citlivé fotonásobiče s jednofotonovou citlivostí

Z výše uvedeného přehledu vyplývá, že některé konstrukce fotonásobičů dovolují zaznamenat pozici dopadu fotonu. Jedná se např. o multianodové fotonásobiče, které jsou uspořádány lineárně



Obrázek 6.17: Kovové kanálky (vlevo) a fotonásobič s elektronovým bombardováním (vpravo).

nebo v matici až do velikosti $64 \text{ pixelů} \times 64 \text{ pixelů}$. Velikost pixelů je v řádech milimetrů, mezi jednotlivými pixely dochází k nezanedbatelným přeslechům. Přesnost určení polohy je ale typicky v řádu jednoho či dvou pixelů.

Obecně lze říci, že k záznamu pozice dopadu fotonu je výhodnější použít detektor založený na vnitřním fotoefektu. Takovým plošným detektorům se věnuje následující kapitola o CCD a CMOS. Pro velmi nízké intenzity signálu se používají jednofotonové detektory s prostorovým rozlišením, viz kap. 8.

Kapitola 7

Kamery CCD a CMOS

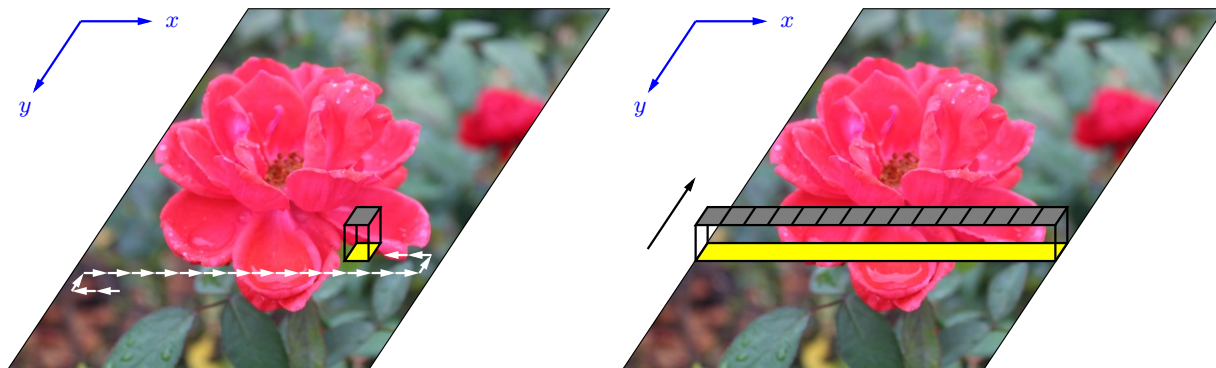
7.1 Úvod a terminologie

Na začátku tohoto skriptu v kap. 3 – Rozdělení typů detektorů světla – jsme popsali funkci historických detektorů světla, jako je lidské oko nebo fotografický film. Moderní detektory světla by měly být schopny tyto klasické detektory nahradit. Oči nebo fotografický film mají ale ještě jednu velmi důležitou vlastnost. Dokáží na detekční ploše zaznamenat prostorové rozložení světla, a tedy zachytit obraz svého okolí. Převážná většina detektorů, které jsme diskutovali v předešlých kapitolách, spadají do kategorie tzv. bodových detektorů. Měří pouze celkový světelný výkon na vstupu, ale ignorují jeho prostorové rozložení.

V této kapitole se budeme věnovat právě takovým detektorům, které jsou schopné zaznamenat a zpracovat do digitální podoby obrazovou informaci. Tyto detektory mají konstrukci podobnou lidskému oku. Obraz je transformován optickou soustavou složenou minimálně z jedné čočky, která vytvoří dostatečně ostrý obraz na plošném senzoru. V případě oka je tímto plošným detektorem sítnice pokrytá světlocitlivými buňkami. U klasického (analogového) fotoaparátu je to filmový pásek pokrytý emulzí s aktivními zrny. V této kapitole se budeme zabývat detailně popisem polovodičových **plošných detektorů**, které mají v detekční ploše 2D matici fotocitlivých **pixelů**. Popisem optické soustavy, která zajišťuje správné zobrazení na maticový detektor, se budeme zabývat, pouze pokud to bude nezbytně nutné k pochopení dané konstrukce celého detektoru. Plošný detektor spolu s optickou soustavou vytváří přístroj, který budeme v tomto textu nazývat **kamera**.

Kamera dokáže zaznamenat ostrý obraz předmětů jen z určité vzdálenosti v rámci hloubky ostrosti. Oproti tomu čočka oka zaostřuje vždy jen část celkového obrazu, na který se soustředí. Musí proto rychle přejíždět (skenovat) přes celou obrazovou kompozici. Při zpracování v lidském mozku se nám zdá celkový vjem jako ostrý, ačkoliv jsou různé předměty v různých vzdálenostech. Tohoto cíle jsou schopny dosáhnout moderní mobilní fotoaparáty se dvěma a více kamerami. Každá kamera je pevně přeostritelná jen v určitém rozmezí, softwarově složený obraz ze všech kamer je ostrý v celé kompozici.

Dnes nejčastěji používané plošné detektory – CCD a CMOS – mají obvykle uspořádány pixely v mřížce sloupců a řádků [20]. Je zajímavé, že světlocitlivé buňky jsou v sítnici lidského oka rozmístěny nahodile. Výhoda nahodilého uspořádání fotocitlivých prvků (pixelů) na senzoru je v tom, že takový detektor potom nemá problémy se záznamem obrazu složeného z pravidelných struktur, tzv. moiré efekt. Jedním problémem zobrazovací soustavy je zaostření na různé roviny kompozice. Druhým je potom docílení toho, aby byl objekt zobrazen ostře na celou plochu snímacího elementu. Toho nelze dosáhnout jednoduše jednou čočkou, většinou se proto používá složitější optická soustava složená z více čoček.



Obrázek 7.1: Schéma snímání obrazu pomocí bodového (vlevo) a lineárního detektoru (vpravo).

7.1.1 Metody snímání obrazu

K záznamu obrazu není v principu potřeba plošný detektor. S trochou trpělivosti to lze provést i pomocí jednoho bodového detektoru, popř. lineárního snímače. Máme-li k dispozici pouze **bodový detektor**, musíme s ním definovaně pojíždět v detekční rovině xy , jak to ukazuje obr. 7.1. Rozlišení obrazu je potom úměrné zvolenému kroku posuvu a prostorovému rozlišení detektoru. Nevýhodou bodového detektoru je nutnost pohyblivé konstrukce ovládané krokovými motory. Nepřesnosti ve směru a vzdálenosti pohybu způsobí rozmazání sledovaného obrazu. Bodové snímání je také značně pomalé, pro dosažení dostatečného rozlišení je potřeba mnoho jednotlivých expozičních. Proto lze bodové snímání použít jen pro záznam statického obrazu. Výhodou této metody je to, že všechny body v obrazu jsou zaznamenány detektorem se stejnou charakteristikou. Jednotlivé pixely mají totožné vlastnosti (kvantovou účinnost, šum atd.).

V některých aplikacích se používá **lineární senzor**. Obraz je snímán řetězcem jednotlivých pixelů orientovaný v ose x , který se pohybuje po krocích v ose y . Pro každou polohu y jsou zaznamenány hodnoty na všech pixelech lineárního detektoru. Velikost a počet pixelů v ose x jsou dány z výroby, přitom omezují maximální rozlišení. Pohyb ve směru y není limitovaný. Lineární snímání je rychlejší než bodové, trvá sekundy až minuty, navíc je potřeba mnohem jednodušší pohybový aparát. Lineární způsob snímání se využívá ve skenerech, v některých spektrometrech, ale také v satelitech, kde nevádí pomalá změna obrazu.

V této kapitole se budeme věnovat hlavně **plošným detektorům**. Celý obraz je zde načten najednou jednou expozicí na detektoru s maticí pixelů. Toto snímání nevyžaduje pohyblivé součásti. Plošné detektory mají fixní rozlišení v obou osách dané velikostí pixelů. U snímaného obrazu je ale potřeba řešit možné diference detekčních charakteristik jednotlivých pixelů. Pokud je v záznamu homogenního optického pole některý pixel tmavší, dá se to softwarově opravit. Obraz z poškozeného senzoru lze upravit různými softwarovými interpolačními technikami, senzor sám je ale neopravitelný.

7.2 Vývoj polovodičových plošných detektorů

Název CCD je zkratkou anglického výrazu *Charged Coupled Device*. CCD čipy byly původně vyvíjeny v Bellových laboratořích v 60. a v 70. letech 20. století jako nový typ počítačové paměti. Ukázalo se ale, že CCD jako polovodičový detektor založený na křemíku může nahradit dříve používané fotonásobiče. První CCD detektor zkonstruovali a předvedli Willard Boyle a George E. Smith z Bellových laboratoř v roce 1969. Za tento převratný vynález získali společně v roce 2009 Nobelovu cenu za fyziku. Konstrukčně si lze CCD představit jako matici v ploše uspořádaných elektrod, které jsou od křemíkového polovodičového substrátu odděleny tenkou

izolační vrstvou oxidu křemíku. Jde tedy v principu o strukturu MOS (*Metal Oxide Semiconductor*). Po přiložení kladného napětí na danou elektrodu se pod touto elektrodou vytváří potenciálová jáma, ve které jsou lokalizovány volné elektrony. Změnou napětí na sousedních elektrodách lze po ploše čipu náboj přesouvat. Přestože byl tento systém navržen původně na přechovávání binární digitální informace (jedničky a nuly), bylo evidentní, že v potenciálové jámě lze přechovávat různá množství náboje a je tedy možné uchovávat analogový signál. Odtud byl už jen krůček k využití tohoto systému pro záznam analogového signálu odpovídajícího osvětlení v jednotlivých pixelech plošného obrazu.

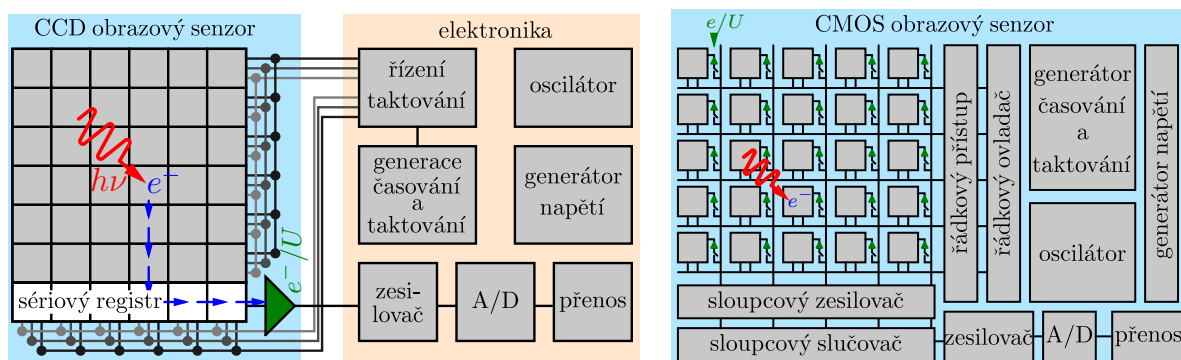
Technologie CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) je způsob vytváření elektronických logických obvodů na čipu, kterou se od roku 1985 vyrábí většina integrovaných obvodů, včetně mikroprocesorů. Ukázalo se, že technologie používané pro výrobu procesorů lze použít pro výrobu plošného detektoru společně s veškerou elektronikou na jednom čipu. Nicméně vývoj CMOS detektoru byl velmi náročný a technologie pro výrobu použitelných detektorů jsou zvládnuté až od 90. let minulého století. Důvodem, proč dnes CCD ustupuje do pozadí a ve spoustě aplikací se volí plošný detektor CMOS, jsou následující výhody: možnost využít technologie na výrobu mikroprocesorů, snadná miniaturizace a z toho plynoucí kompaktnost, nízká váha, menší nároky na napájení. CMOS kamery jsou navíc mnohem odolnější v širokém rozsahu intenzit osvětlení.

7.3 Konstrukce CCD a CMOS

Oba typy detektorů mají společný způsob generace fotoelektronů. Ty vznikají v materiálu fotozistoru, nejčastěji z křemíku, a jsou zachyceny a kumulovány pomocí rozdílů napětí v potenciálových jamách. Rozdílný je ale způsob oddělení jednotlivých pixelů a následného zpracování obrazové informace z nich, viz koncepční schémata na obr. 7.2.

V případě CCD jsou pixely vytvořeny systémem elektrod přiložených na jednu křemíkovou destičku. Po ukončení záznamu se náboj z jednotlivých pixelů postupně po řádcích přesune do sériového registru jednoduše změnou napětí na elektrodách. Stejně se ze sériového registru náboj posouvá k převodníku, který převede informaci o počtu fotoelektronů v pixelu na napětí. Toto napětí je následně zesíleno a zdigitalizováno. Pro CCD je typické, že elektronika pro zesílení, digitalizaci a další zpracování obrazu je umístěna na jiném čipu než detekční senzor.

Naproti tomu jsou pixely CMOS od sebe fyzicky oddělené. U každého zvlášť je jeho vlastní převodník náboje na napětí. Pomocí řádkových a sloupcových zesilovačů je napětí z pixelů přivedeno k A/D převodníku a dále zpracováno. Řízení a zpracování výstupního signálu se provádí na stejném čipu, na němž je umístěn detekční senzor.



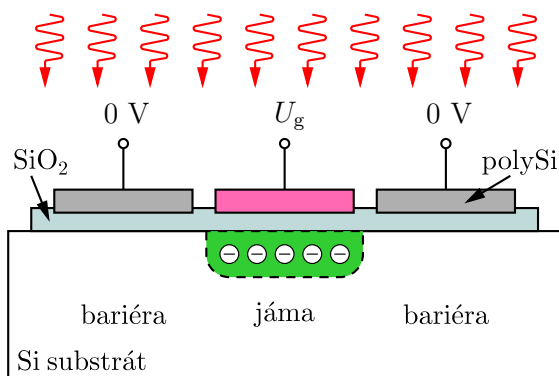
Obrázek 7.2: Koncepční schéma plošných detektorů: vlevo CCD a vpravo CMOS.

7.3.1 Princip činnosti CCD a CMOS

Řez pixelu CCD je znázorněn na obr. 7.3. Dopadající záření, které projde kontakty z vodivého polykrystalického křemíku (polySi) a izolantem z SiO_2 , může ve sběrné oblasti polovodiče vygenerovat elektron-děrový pár. Díry jsou elektrickým polem pod elektrodou s kladným nábojem U_g vytlačeny do substrátu a dále k detekci nepřispívají. Excitované fotoelektrony jsou stejným elektrickým polem natlačeny k nevodivému oxidu křemíku pod elektrodou, která vytváří záchytnou potenciálovou jámu. Tyto potenciálové jámy a bariéry kolem nich jsou řízeny napětím na sousedních elektrodách. Počet fotoelektronů zachycených v potenciálové jámě je úměrný počtu fotonů absorbovaných v dosahu záchytného elektrického pole jámy. Pod elektrodou bez náboje dochází rychle k rekombinaci fotogenerovaných elektron-děrových páru.

Díry odvedené do substrátu již dále k funkci CCD nepřispívají, mohou ale způsobovat zvýšení šumu. Pro potlačení tohoto šumu při detekci slabých signálů si firma Sony patentovala technologii HAD (*Hole Accumulation Diode*). Pod vlastním CCD je speciální vrstva, která se stará o zachycení a odvedení děr tak, aby se již nevracely do detekční oblasti [19].

Obrázek 7.3: Schéma jednoho pixelu CCD se třemi kontakty, které upravují potenciál potřebný pro vytvoření potenciálové jámy (zelená oblast) pro udržení a následný posun generovaných fotoelektronů.



Po expozici probíhá vyčítání, tj. převod náboje (počtu fotoelektronů) na napětí z jednotlivých pixelů. U CCD je pouze jeden převodník náboje na napětí a elektrony z jednotlivých pixelů se k němu musí převést. Tento transfer se provádí posunem potenciálové jámy pomocí změny napětí na kontaktech. Elektrony zůstávají v potenciálové jámě, která se posouvá nejdříve po celých řádcích do sériového registru – směr paralelního posuvu. Na obr. 7.2 vlevo je paralelní posuv ve směru modrých šipek dolů. Náboj v sériovém registru je potom po jednotlivých pixelech přenášen k převodníku a výstupnímu zesilovači, který je na obrázku znázorněn zeleně.

CMOS se od CCD principiálně liší tím, že má převodníky z náboje na napětí u každého pixelu (viz obr. 7.2 vpravo). Musí tedy pomoci řádkových přístupů a sloupcových slučovačů vyčíst jednotlivá napětí zvlášť od každého pixelu.

7.3.2 Digitální kamery

Vývoj polovodičových plošných detektorů umožnil nahradit klasický filmový pásek a sestavit digitální kameru (digitální fotoaparát). Výhodou digitální kamery je možnost dlouhé akumulace signálu, kdy jsou fotoelektrony zachycovány v potenciálové jámě. Omezení jsme pouze kapacitou této jámy, tj. maximálním počtem elektronů, které mohou obsadit energetické hladiny v jedné jámě. Kvantová účinnost zařízení se pohybuje od 20 do 95 %, což je řádově víc než u klasické fotografie (3–5 %). Digitální kamery vykazují vysokou linearitu, tj. generovaný náboj roste lineárně s intenzitou dopadajícího světla. Mají dobrou rozměrovou stálost, pro potřeby astronomie za použití zvláštních algoritmů lze dosáhnout rozlišení až 1/10 pixelu. Výsledný obraz je ihned k dispozici v podobě datového souboru. Můžeme jej tedy jednoduše softwarově upravovat, např. provádět *stretching* (skládání expozic). Jednotlivé pixely lze sdružovat, čímž zvýšíme dynamický rozsah multipixelů a zrychlíme rychlost vyčítání obrazu za cenu menšího rozlišení.

7.4 Vlastnosti plošných detektorů

7.4.1 Proces detekce

K excitaci elektronu dojde pouze v tom případě, je-li energie fotonu větší než energie zakázaného pásu materiálu polovodiče, $E = h\nu = hc/\lambda \geq E_g$. Připomeňme i kritickou vlnovou délku, se kterou může foton ještě excitovat elektron,

$$\lambda_g = \frac{hc}{E_g} \approx \frac{1.24}{E_g[\text{eV}]} [\mu\text{m}].$$

Nejčastěji používaný křemík má šířku zakázaného pásu $E_g = 1.12$ eV, tedy $\lambda_g = 1.11$ μm . Křemík může detekovat tuto nebo kratší vlnové délky, což ho spolu s jednoduchou dostupností (písku je všude dost) nominuje na ideální detektor světla. Pro detekci delších vlnových délek než 1 μm se musí použít jiný polovodič s užším zakázaným pásem, nebo použít hladiny v zakázaném pásu u dopovaného nebo jinak upraveného polovodiče.

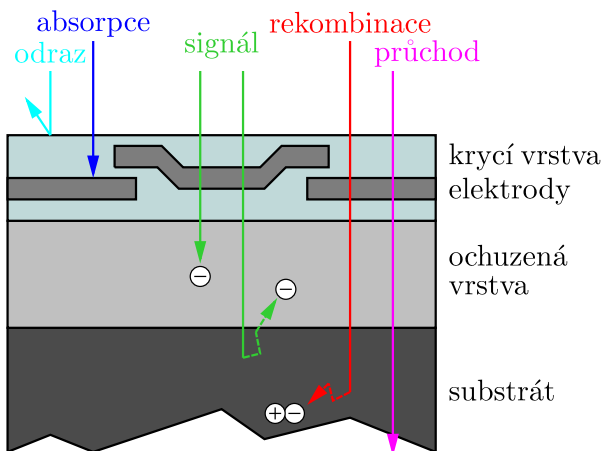
Kvantová účinnost η závisí na vlnové délce detekovaného světla. Pro dostatečně krátké vlnové délky (pro křemík typicky pod 400 nm) může být kvantová účinnost dokonce větší než 100 %. Jeden foton má totiž tolik energie, že může excitovat několik elektronů, vytvoří se tzv. elektronový mrak. Citlivost CCD se počítá jako

$$\mathcal{R} = \frac{e\lambda\eta}{hc} [\text{A/W}]. \quad (7.1)$$

Citlivost se zde počítá jako počet elektronů vygenerovaných jedním wattem světelného výkonu. Násobeno nábojem jednoho elektronu dostáváme jednotku jako proud na světelný výkon. Pro maticové detektory je důležité počítat i citlivost jednotlivého pixelu. Ta se dá vyjádřit jako

$$\mathcal{R}_{\text{pixel}} = \frac{\lambda\eta S_p}{hc} [\text{cm}^2/\mu\text{J}]. \quad (7.2)$$

Takto zavedená citlivost představuje počet elektronů vygenerovaných v jednom pixelu s plochou S_p . Čím je pixel menší, tím méně světla na něj dopadne. To znamená, že pro optimální maticový detektor není vždy nejvhodnější velký počet pixelů, ale také jejich velikost.

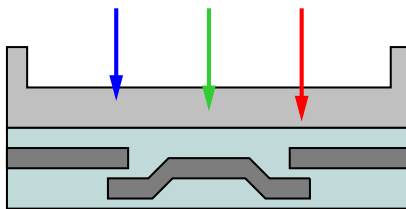


Obrázek 7.4: Schéma jednoho pixelu CCD čipu s předním osvětlením a znázornění možných dějů, které probíhají při jeho osvětlení.

Podle obrázku 7.4 je vidět, že část fotonů je odražena hned na povrchu detektoru z důvodu vysokého skoku indexu lomu. Křemík má ve viditelné oblasti index lomu okolo čtyř. To znamená, že na jednom rozhraní vzduch-polovodič se odrazí 36 % dopadajícího světla. Proto se na povrch nanáší antireflexní vrstvy ARC (*Anti-Reflection Coating*), které mají navíc za úkol zamezit degradaci povrchu senzoru s časem. Na povrchu mohou být naneseny také specifické barevné filtry vhodné pro danou aplikaci kamery. Další ztráty, které jsou neodstranitelné, nastávají díky absorpci na elektrodách.

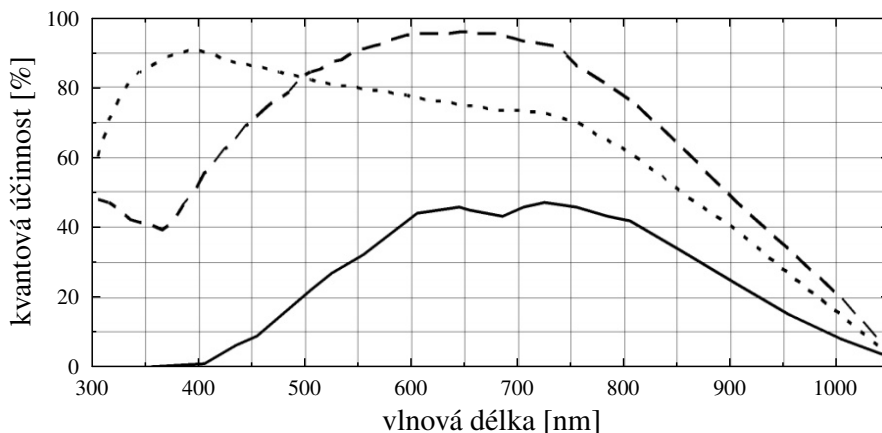
V závislosti na energii (vlnové délce) má dopadající záření různý absorpční koeficient α . Uvádí se obvykle v jednotkách [1/cm]. Tato veličina v převrácené hodnotě udává střední hloubku, do které fotony proniknou a jsou absorbovány. Toto můžeme demonstrovat na případě křemíku: pro modré světlo (400 nm) je střední absorpční hloubka jen 0.2 μm , kdežto pro červené světlo (650 nm) je to 3.33 μm . Krátké vlnové délky jsou tedy absorbovány již v krycích vrstvách nebo blízko povrchu polovodiče, kde může dojít k zpětné rekombinaci excitovaných fotoelektronů. Fotony s dlouhou vlnovou délkou se absorbují až za ochuzenou vrstvou, díky čemuž ve většině případů nepřispívají k výstupnímu signálu. Pravděpodobnost náhodné difuze do ochuzené oblasti se vzdáleností rychle klesá.

Obrázek 7.5: Schéma jednoho pixelu tenčeného CCD čipu se zadním osvětlením.



Pro zamezení nechtěných ztrát na kontaktech, krycí vrstvě a na rozhraních, které jsou zvláště významné pro kratší vlnové délky, byla vyvinuta technika osvětlení CCD nebo CMOS čipu ze zadu. Substrát těchto čipů je vyleštěn na tloušťku 10 až 15 μm , aby elektrické pole vytvářené kontakty dosáhlo až k zadní stěně (viz obr. 7.5). Tyto tenčené čipy osvětlené ze zadu (*Thin-ned back-illuminated*) mají vyšší citlivost, která je navíc posunuta ke kratším vlnovým délkám. Výroba čipů je ale značně náročná a samozřejmě také velice drahá.

Různé konstrukce se samozřejmě liší kvantovou účinností, která se dá výrazně zvýšit i použitím vhodné antireflexní vrstvy (ARC), jak to ukazuje obr. 7.6.

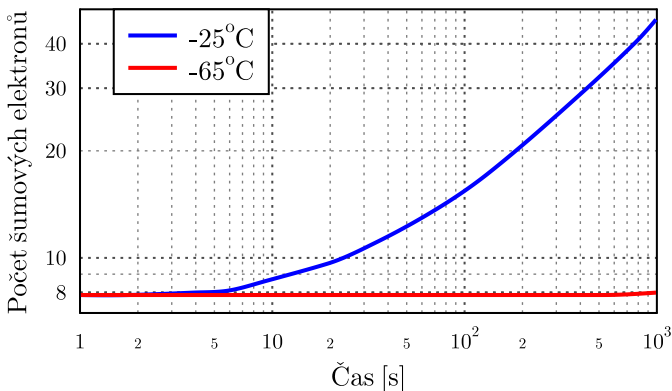


Obrázek 7.6: Porovnání kvantových účinností CMOS čipů: plná čára – přední osvětlení, tečkovaná čára – zadní osvětlení s širokopásmovým ARC, čárkovaná čára – zadní osvětlení s ARC pro střední pásmo VIS. Převzato a upraveno z [20].

7.4.2 Šum plošných detektorů

Jako u jiných detektorů je i u těch plošných celkový šum složen z několika různých příspěvků, viz dokumentace od firmy Andor [21]. Pro popis intenzity jednotlivých složek šumu je nejvýhodnější použít varianci signálu σ^2 .

První složku šumu tvoří **odečítací šum** σ_{ro} (*Readout noise*), vzniká v procesu zesilování a konverze náboje na napětí. Ukazuje se, že jeho velikost roste s rychlostí převodníku, což je



Obrázek 7.7: Závislost šumu v podobě termálně excitovaných elektronů na čase a teplotě (převzato a upraveno z [21]).

patrné u rychlých kamer. Pro omezení tohoto šumu se používají speciální kamery s pomalým vyčítáním obrazu (*Slow scan*).

Druhou složkou je **temný šum** σ_d (*Dark noise*). Ten detekujeme i na neosvětleném detektoru za tmy. Temný šum je důsledkem termálních excitací elektronů, které se vždy přičítají ke generovaným fotoelektronům. Pro tento šum platí: $\sigma_d^2 = \bar{m}_d$, kde \bar{m}_d značí počet termálně excitovaných elektronů. Pro moderní CCD je tento šum menší než 10 elektronů na pixel za sekundu pro pokojovou teplotu 20 °C. Tento šum lze výrazně potlačit chlazením detektoru. Speciální kamery se chladí až na -100 °C. Závislost tohoto šumu na teplotě a integračním čase ukazuje obr. 7.7. Pro dosažení nízké hodnoty \bar{m}_d je tedy potřeba termoelektrické chlazení a co nejkratší expozice.

Nesmíme zapomenout započítat ještě **fotoelektronový šum** σ_s (*Light Signal noise*), který je neodstranitelný. Pro ideální bezšumový detektor by to byl jediný zdroj šumu. Pro tento šum platí vztah (5.4), $\sigma_s^2 = \eta \bar{n}$, kde η je kvantová účinnost a \bar{n} střední počet fotonů, které dopadly na pixel.

Celkový šum se z jednotlivých složek spočítá podle vztahu: $\sigma = \sqrt{\sigma_{ro}^2 + \sigma_d^2 + \sigma_s^2}$. Poměr signálu k šumu má tedy hodnotu

$$\text{SNR} = \frac{\eta^2 \bar{n}^2}{\sigma^2} = \frac{\eta^2 \bar{n}^2}{\sigma_{ro}^2 + \bar{m}_d + \eta \bar{n}}. \quad (7.3)$$

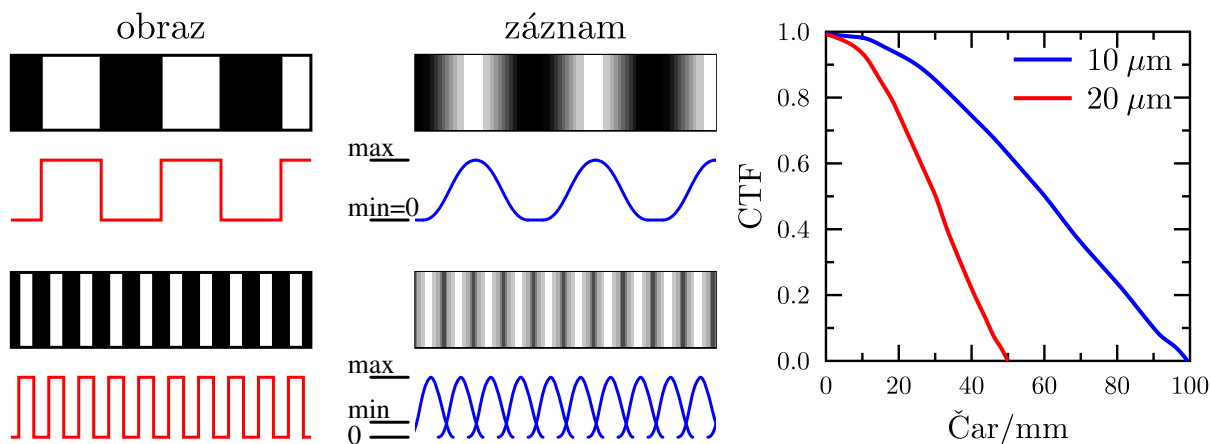
Pokud máme dostatečné chlazení, můžeme zanedbat temný šum. Chlazená kamera bude dosahovat ideálního poměru signálu k šumu pro takové intenzity světla na pixel, kdy bude platit $\bar{n} \gg \sigma_{ro}^2 / \eta$.

7.4.3 Prostorové rozlišení

Prostorové rozlišení je jedním z hlavních parametrů všech plošných detektorů. V případě kamer ho ovlivňují dva prvky – zobrazovací optika a množství a velikost pixelů. Tyto prvky by měly být s rozlišením na přibližně stejné úrovni, neboť zlepšení pouze jednoho prvku nezlepší vlastnosti celku. V případě zobrazovací optiky je potřeba optimalizovat rozlišení tak, aby bylo konstantní v celé ploše detektoru. Pokud budeme zobrazovat bodový zdroj z obrazové roviny, měl by ideálně osvětlovat pouze jeden pixel.

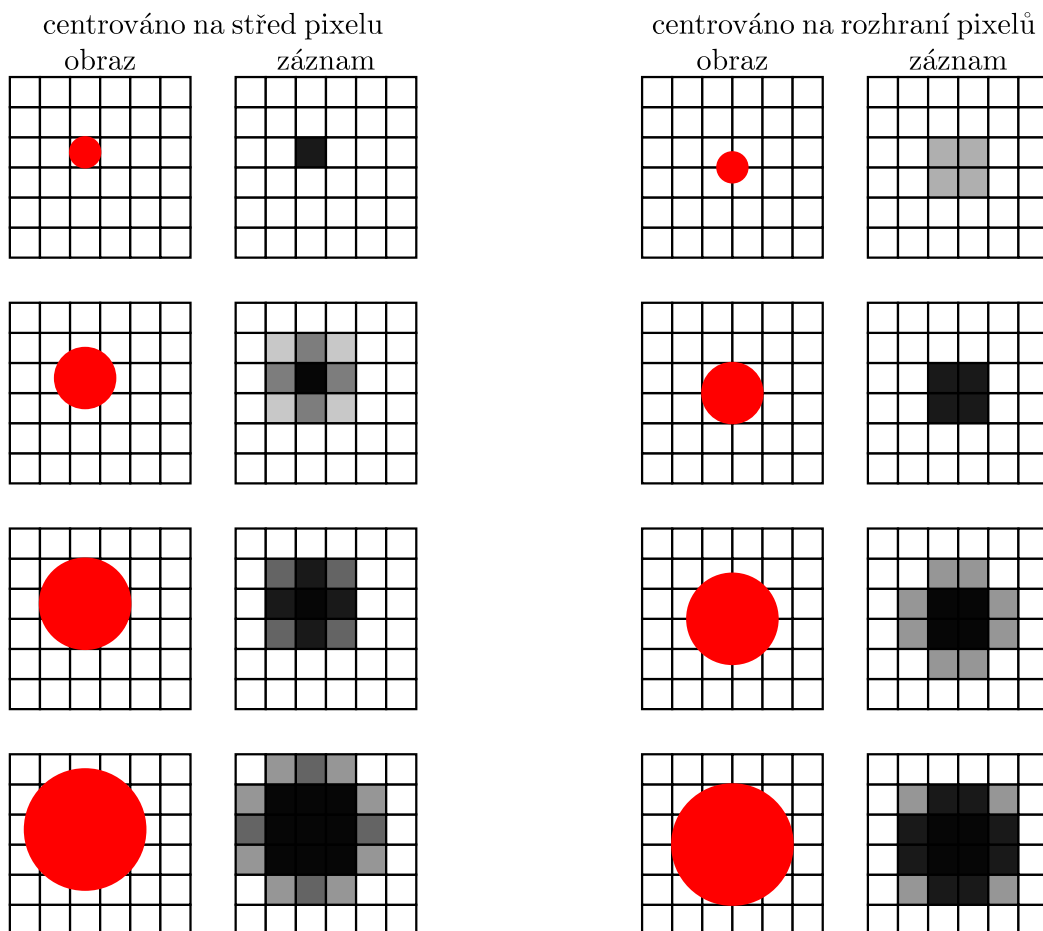
Čím máme lepší zobrazovací soustavu, tím má větší smysl zmenšovat pixely, popř. zvětšovat plochu senzoru. V dnešní době se spousta výrobců chlubí velmi vysokým rozlišením svých kamer (20 Mpx a více), získáme tím spoustu obrazové informace, kterou většinou ani nevyužijeme. Tedy pokud nechcete svůj obrázek vytisknout na velkou reklamní plochu. Pro běžný tisk fotografií na formát A4 postačí 4 Mpixels.

K matematickému popisu dokonalosti záznamu prostorového rozlišení můžeme použít funkci



Obrázek 7.8: Vlevo testovací obraz obsahující mřížky o dvou různých prostorových frekvencích. Uprostřed záznam mřížky pomocí kamery, hrany se v důsledku nedokonalého zobrazení a záznamu zahladí, pro větší prostorové frekvence se začnou jednotlivé vrypy překrývat. Vpravo funkce přenosu kontrastu pro senzory s velikostí pixelu 10 a 20 μm (podle Andor).

přenosu kontrastu nebo modulace, známé též jako *Contrast transfer function CTF*, resp. *Modulation transfer function MTF*. CTF se změří tak, že budeme pomocí kamery zaznamenávat mřížky s různými prostorovými frekvencemi. Používají se speciální testovací masky, viz názorný

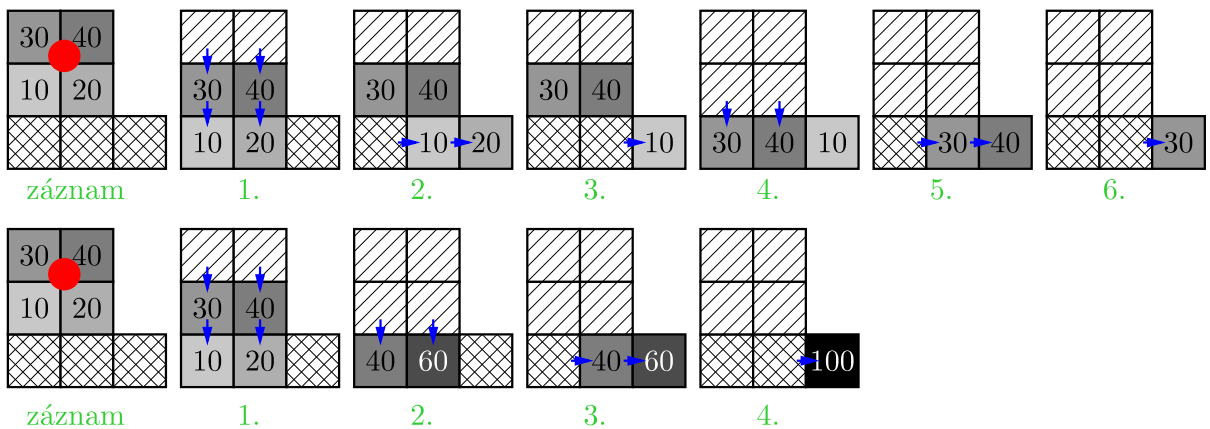


Obrázek 7.9: Schéma záznamu červeného kruhového svazku pomocí CCD matice pixelů. V levé části je svazek centrován na střed pixelu, v pravé části je centrován na hranici mezi pixely. Shora dolů roste průměr svazku. Počet elektronů zachycených v pixelu je úměrný stupni šedi.

příklad na obr. 7.8 vlevo. Z digitálního snímku testované kamery (obr. 7.8 uprostřed) se potom určí maximum a minimum signálu pro danou prostorovou frekvenci. Například pro 8bitovou digitální hloubku máme 256 úrovní, 0 značí bez signálu (zcela černá), 255 potom plný signál. Kontrast se určí podle vzorce $(\max - \min)/(\max + \min)$, závislost kontrastu na původní prostorové frekvenci je pak funkcí přenosu kontrastu CTF (viz obr. 7.8 vpravo).

Dalším faktorem ovlivňujícím kvalitu záznamu je velikost a místo dopadu světelného signálu. I pokud je zobrazení optikou dokonalé v tom smyslu, že se bod zobrazí na plochu o velikosti pixelu, tak záleží na tom, jestli je místo dopadu uprostřed pixelu, nebo na rozhraní několika pixelů. V takovém případě budou generované fotoelektrony zachyceny v sousedních osvětlených pixelech. Toto rozmazání obrazu souvisí s pravidelným maticovým charakterem plošných detektorů, viz obr. 7.9. Existuje mnoho softwarových algoritmů ke kompenzaci tohoto rozmazání a k doostření obrazu.

U CCD detektorů lze použít hardwarové sdružování pixelů, tzv. *binning*. Používá se z více důvodů. Zmenší se počet zobrazovacích elementů, a tedy i rozlišení, ale zvýší se dynamický rozsah těchto sdružených pixelových elementů. Binning dále zrychlí vyčítání obrazové informace a zlepší se poměr signálu k šumu (viz obr. 7.10).



Obrázek 7.10: Porovnání rychlosti vyčítání informace pro nesdružené (horní řada) a 2x2 hardwarově sdružené (spodní řada) pixely.

7.5 Základní architektury plošných CCD

Architekturou plošných CCD rozumíme způsob přenosu náboje mezi jednotlivými pixely. Používá se několik metod, nejznámější jsou *Full-Frame transfer* (FF), *Frame-Transfer* (FT) a *Interline transfer* (IL). Tyto tři metody lze použít i pro lineární CCD, kterým se budeme v této sekci věnovat podrobněji.

7.5.1 Full-Frame transfer (FF)

Jedná se o architekturu, která je nejjednodušší na výrobu i ovládání. Čip se skládá z paralelního posuvného registru, který je světlocitlivý a na který je zaostřen obraz. Další část čipu je od světla izolovaná a obsahuje čtecí (sériový) posuvný registr a konvertor náboje na napětí, viz obr. 7.11a).

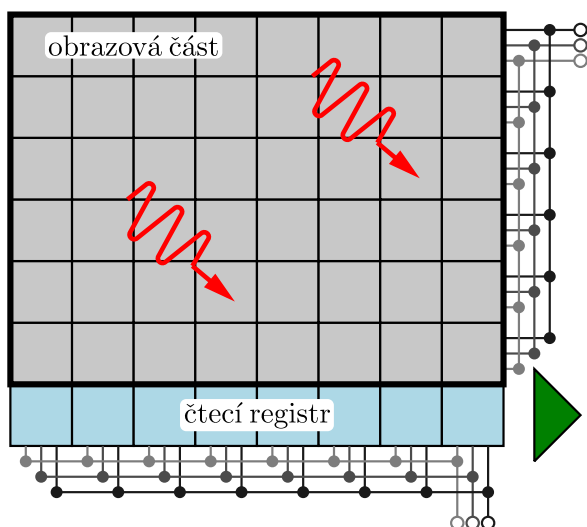
Po expozici se náboj z paralelního registru přesune o jeden řádek dolů. Do čtecího registru se tedy dostane nejspodnější řádek obrazu. Náboj ve čtecím registru je pixel po pixelu posouván doprava ke konvertoru. Po vyčtení celého čtecího registru se do něj posune další řádek. To se

opakuje dokud není vyčten celý obraz. Po celou dobu vyčítání musí být paralelní registr zacloněn. To se zajistí buď užitím mechanické clony, nebo se musí provádět záznam a vyčítání synchronně s pulzním osvětlením. Jinak by docházelo k rozmazání obrazu (*smearing*).

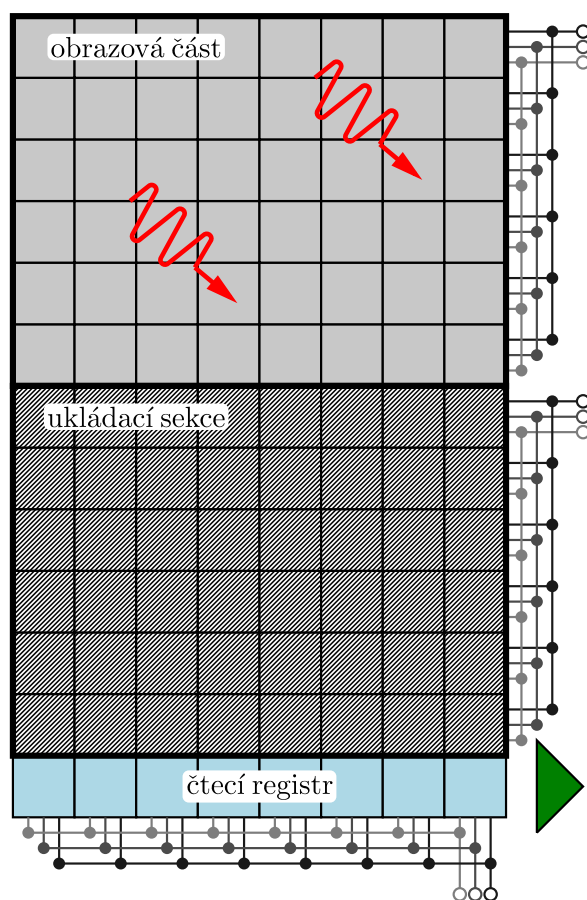
7.5.2 Frame-Transfer (FT)

Jediný rozdíl oproti FF transferu je ten, že FT má dva stejně velké paralelní registry, viz obr. 7.11b). V horním záznamovém registru se detekuje obraz. Generovaný náboj je z něho potom rychle v řádu milisekund přesunut do spodního registru, který je zastíněn. Z tohoto paralelního registru je náboj vyčten úplně stejně jako v případě FF. Výhodou je, že v záznamovém registru se už ve stejné době může načítat další obraz. Vyčítací proces je takto značně urychlen, protože probíhá současně přenos i záznam obrazu. Cena za toto urychlení je v tom, že celý senzor musí mít dvojnásobnou velikost.

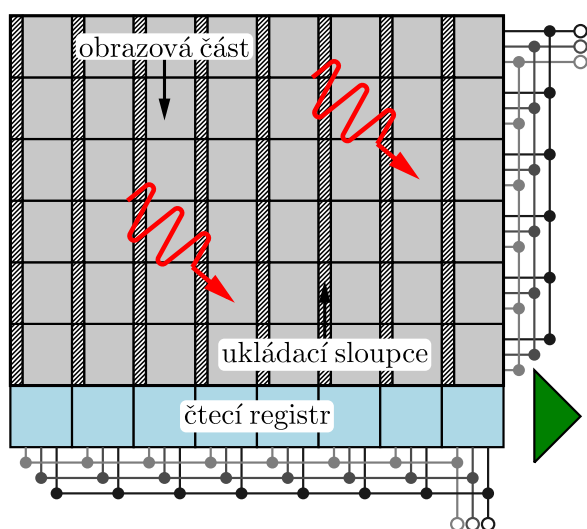
a) Full-Frame transfer



b) Frame Transfer



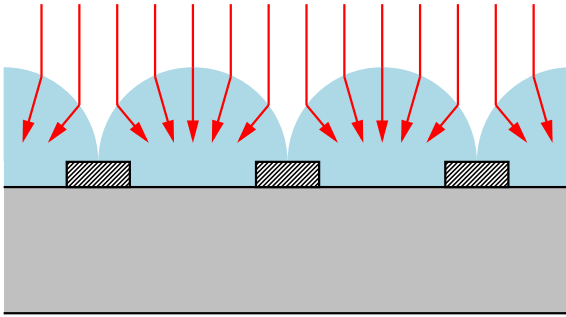
c) Interline transfer



Obrázek 7.11: Architektury plošných CCD: Full-Frame transfer, Frame-Transfer a Interline transfer.

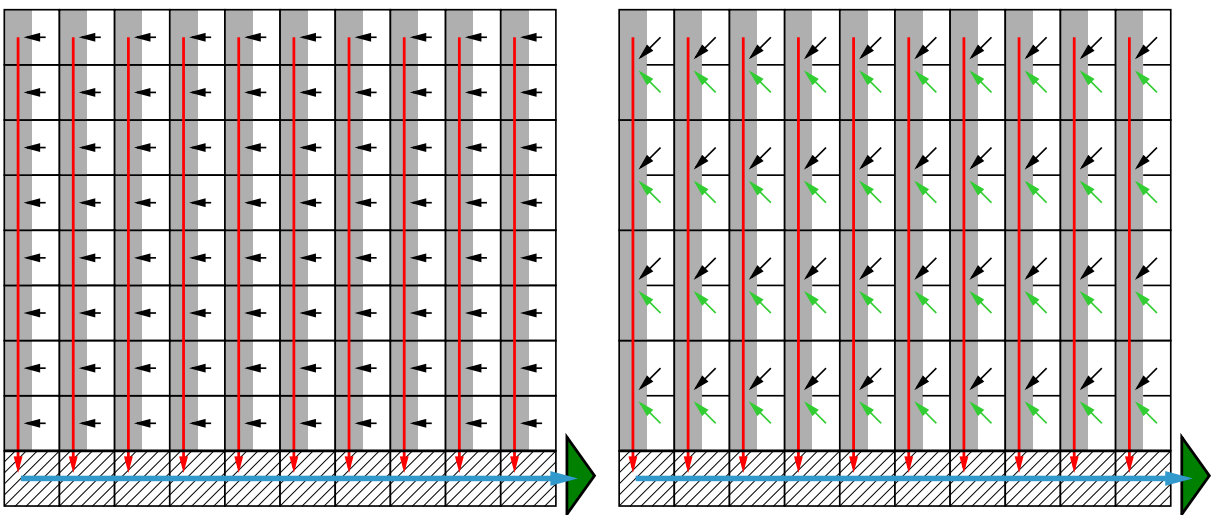
7.5.3 Interline transfer (IL)

V této konfiguraci je čip rozdělen do svislých proužků, kde se střídají světlocitlivé pixely a zakryté oblasti, kam se po záznamu obrazu přesune náboj z pixelu, viz obr. 7.11c). Náboj je následovně přesouván ke konvertoru metodou FF, zatímco je již načítán další snímek. Extrémně krátkým přesunem do ukládacího sloupce, který navíc probíhá současně ve všech pixelech, je prakticky eliminováno jakékoliv rozmazání obrazu. Tento přesun je řízen impulzem, který tvoří rychlou elektronickou závěrku. Stíněná část ale zmenšuje aktivní plochu pixelu, a tím i kvantovou účinnost senzoru jako celku. Částečně, za cenu vyšších nákladů, lze světlo ze stíněné oblasti odklonit do aktivní oblasti pomocí mikročoček (viz obr. 7.12), ty ale pracují dobře jen pro kolmo dopadající osvětlení.



Obrázek 7.12: Schéma funkce mikročoček, které jsou vhodné pro Interline transfer architekturu CCD.

IL architektura CCD se používala v analogových televizních kamerách. Existují dva způsoby vyčítání této architektury – progresivní a prokládaný režim – které jsou znázorněny na obr. 7.13. V prvním případě jsou vyčítány všechny řádky matice popořadě. V prokládaném režimu se vyčítají nejdříve všechny sudé řádky a potom všechny liché řádky. Je tedy potřeba jen polovina vyčítacích (zaciněných) oblastí.



Obrázek 7.13: Vyčítání CCD s Interline transfer architekturou, vlevo progresivní a vpravo prokládaný způsob.

7.6 Techniky přenosu náboje a vyčítání obrazu ze CCD

Na začátku této kapitoly jsme si načrtli schéma jednoho pixelu maticového plošného CCD detektoru, viz obr. 7.3. K vnitřnímu fotoefektu dochází v polovodičovém (nejčastěji křemíkovém)

krystalu, na němž je izolační vrstva z SiO_2 . Vodivé kontakty jsou z dopovaného polykrystalického křemíku. Kladné napětí na vybrané elektrodě způsobí změnu elektrostatického potenciálu a vytvoření potenciálové jámy. Lze říci, že na povrchu polovodičového křemíku pod elektrodou s kladným napětím se budou hromadit generované fotoelektrony. Počet elektronů zachycených v jednom pixelu je přímo úměrný intenzitě světla a době expozice. Naproti tomu závislost na vlnové délce je netriviální. Pod okolními elektrodami, na kterých je nulové napětí, se nekumuluje náboj, jsou potřeba pouze pro následné vyčítání náboje.

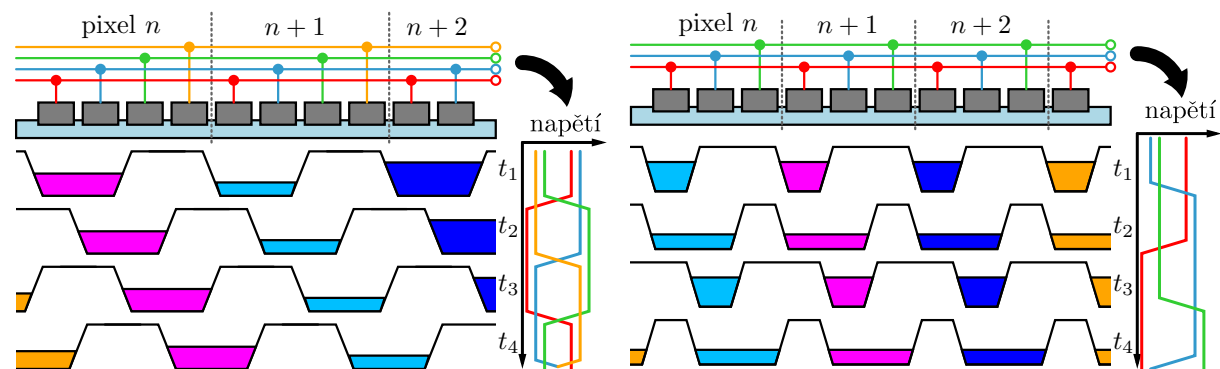
Změnou velikosti napětí na jednotlivých elektrodách lze dynamicky měnit polohu jam a bariér, přičemž elektrony se přesouvají do místa s nejnižším potenciálem, tj. k elektrodě s vyšším kladným napětím. Změnou napětí na sousedních elektrodách lze řídit pohyb náboje po ploše celého čipu.

7.6.1 Pět metod vyčítání obrazu

V průběhu času bylo vyvinuto několik konstrukcí uspořádání elektrod na CCD a několik metod taktování napětí na těchto elektrodách. V označení se obvykle vyskytuje řecké písmeno Φ , což symbolizuje označení metody fázové synchronizace napětí, která se na jednotlivé elektrody přikládají. Pět nejčastěji používaných metod si nyní popíšeme podrobněji. Budeme přecházet od konstrukčně nejjednodušší ke stále složitějším podobně, jak se tyto metody postupně vyvíjely.

První metoda je -4Φ (čtyřfázová). V tomto případě tvoří každý pixel čtyři elektrody. Vždy dvě vedle sebe vytváří jámu a další dvě bariéru. V každém kroku časování se napětí na elektrodách o jednu elektrodu posune. Posun náboje o jeden pixel tedy vyžaduje čtyři kroky (čtyři taktů časovacích hodin), viz obr. 7.14 vlevo.

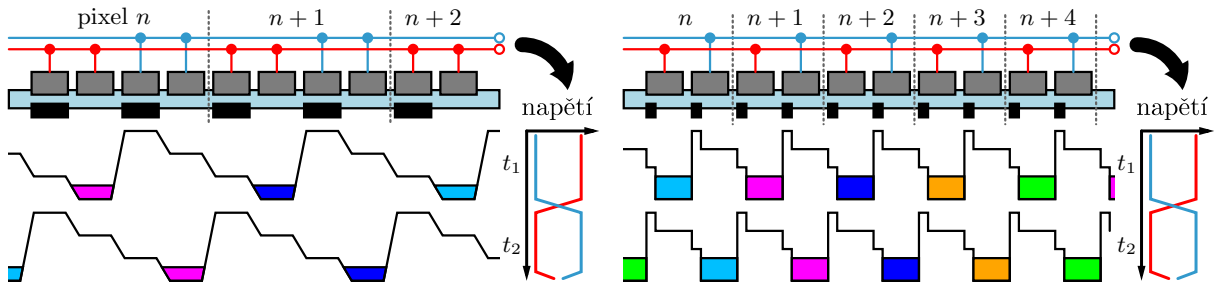
Druhá metoda taktování je -3Φ (třífázová). Pixel je tvořen třemi kontakty. Méně kontaktů umožňuje větší hustotu pixelů na čipu, a tedy i větší rozlišení. K přesunu náboje do sousedního pixelu by teoreticky mohly stačit tři kroky. Při této metodě posouvání náboje se ale používají mezikroky s rozšířením jámy pod dva kontakty. Posun náboje do sousedního pixelu tedy vyžaduje šest taktů časování, z nichž první čtyři jsou znázorněny na obr. 7.14 vpravo. Nevýhodou této metody je trochu složitější časování. Rozšiřování a zužování jam, resp. bariér připomíná pohyb housenky.



Obrázek 7.14: Přenos náboje na CCD čipu: vlevo -4Φ (čtyřfázový), vpravo -3Φ (třífázový).

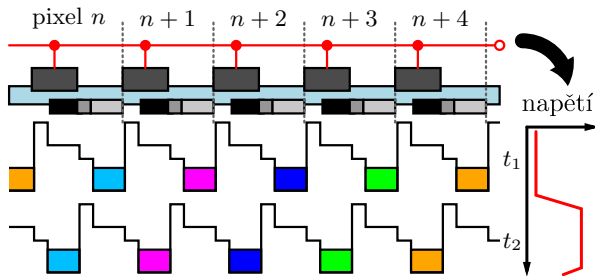
Další metoda se nazývá $-P2\Phi$ (pseudo-dvoufázová). Opět jsou zde použity čtyři kontakty na pixel. Na dvou sousedních kontaktech je ale stejné napětí, rozdíl oproti metodě 4Φ je ten, že pod jedním ze dvou kontaktů je přidán materiál, který v tomto místě permanentně zvyšuje potenciál. Vzniká tak nakloněná neboli vypsádaná potenciálová jáma. To dovoluje zjednodušit časování a přesunout náboj do sousedního pixelu jen ve dvou krocích. Cenou za toto zrychlení je ale mnohem složitější konstrukce (viz obr. 7.15 vlevo).

Při taktování P2Φ jsou vždy dvě elektrody napojeny na stejné napětí. Následující vývoj tyto dvě elektrody sloučil do jedné. Tak vznikla již čtvrtá metoda taktování – T2Φ (pravá dvoufázová). Nakloněný potenciál jámy vzniká díky tomu, že materiál zvyšující potenciál je pouze pod částí spojené vrchní elektrody. Časování je stejné jako u metody P2Φ, počet kontaktů je ale poloviční. Lze tedy získat dvojnásobnou hustotu pixelů (viz obr. 7.15 vpravo).

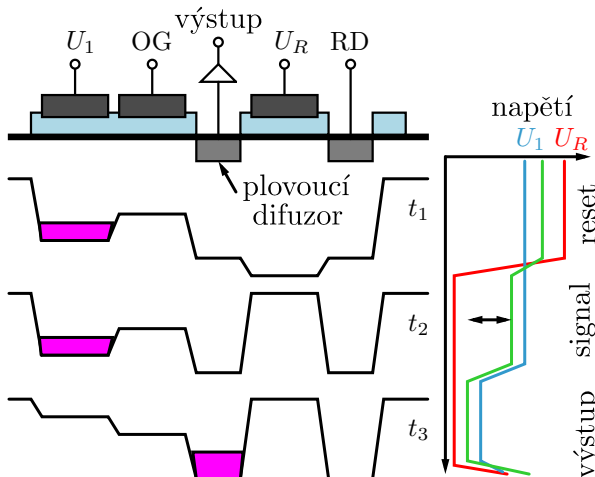


Obrázek 7.15: Přenos náboje na CCD čipu: vlevo – P2Φ (pseudo-dvoufázový), vpravo – T2Φ (pravý dvoufázový).

Extrémně zjednodušený přístup představuje pátá metoda časování nazvaná – VΦ (virtuální fáze). Pixel tvoří jen jeden jediný vrchní kontakt a mezeru. Tím se zvyšuje citlivost na krátkovlnnou oblast viditelného spektra (modrá) a na UV, která bývá na kontaktech nejvíce absorbována. Pod kontaktem a mezerou jsou tři různé materiály a mezeru, ty způsobí postupnou schodovitou změnu potenciálu. Vzniká potenciálová jáma, která se přesouvá se změnou velkého napětí na kontaktu. Výhodou je větší plocha povrchu bez elektrod, a tedy lepší propustnost světla do absorbujícího polovodiče. Navíc je možné dosáhnout ještě vyšší hustoty pixelů. Nevýhodou je vysoká výrobní cena a dále problémy s časovou stabilitou celé konstrukce, viz obr. 7.16.



Obrázek 7.16: Přenos náboje na CCD čipu metodou VΦ (metoda virtuální fáze).



Obrázek 7.17: Schéma konverze náboje na napětí v uzlovém bodu na výstupu ze sériového registru CCD.

7.6.2 Konverze náboje na napětí

Každý balík elektronů, který byl světlem vygenerován v daném pixelu, se po všech přesunech dostane k testovacímu uzlovému bodu (viz obr. 7.17). Tam je náboj převeden na napětí, s kterým se dá snadněji pracovat mimo křemíkový čip. K převodu se užívá plovoucí difuzní senzor. Ten se nejdříve vynuluje resetovacím kontaktem (napětí U_R), hodnota napětí po resetování je použita jako referenční. Potom se přivede náboj z posledního pixelu sériového registru. Náboj způsobí změnu potenciálu, odečte se referenční hodnota a výsledné napětí potom odpovídá počtu elektronů v daném pixelu. Napětí se zesílí a zdigitalizuje v A/D převodníku. Tato bitová informace se potom upraví pro daný typ digitálního obrazového formátu.

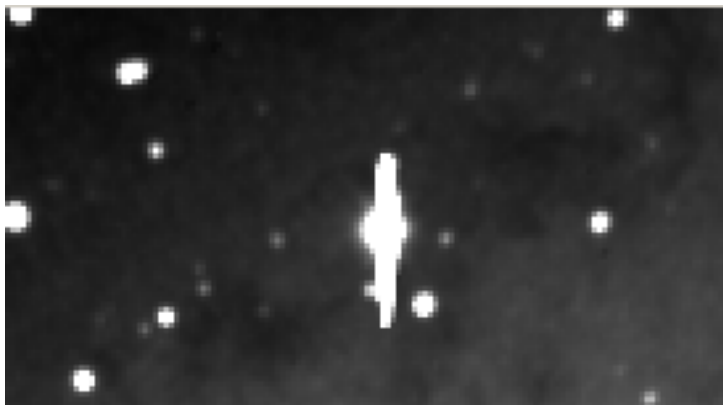
7.7 Další technologie pro CCD

7.7.1 Ochranné odtokové kanálky

Jedním z problémů CCD je limitovaná kapacita náboje, který se jednoduše řečeno vejde do jednoho pixelu. Další generované fotoelektrony už nejsou zachyceny v potenciálové jámě a mohou se volně pohybovat ven z pixelu. Kapacita pixelu se označuje q_w (*Full well capacity*), jde o náboj s jednotkou coulomb. Pokud dojde při expozici k dosažení limitního počtu fotoelektronů, mluvíme o saturaci náboje a nadlimitní elektrony přetékají do sousedních pixelů. Tento efekt se nazývá *blooming* a projevuje se postupnou saturací sousedních pixelů. Hodnota q_w není konstantní, je závislá na napětí na kontaktech a na použitých materiálech,

$$q_w = C(U - U_c), \quad \text{kde kapacita:} \quad C = \frac{S_p \epsilon_r \epsilon_0}{d}. \quad (7.4)$$

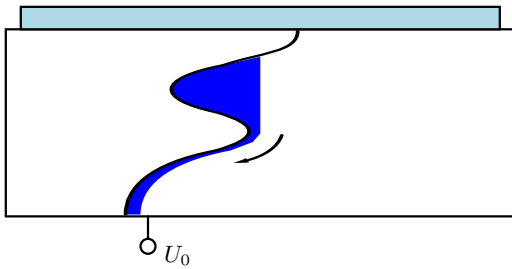
C je elektrická kapacita pixelu představujícího kondenzátor, S_p je plocha pixelu, ϵ_r a d značí relativní permitivitu a tloušťku izolační vrstvy z SiO_2 . V závorce je rozdíl napětí na elektrodě U a mezního napětí pro vytvoření potenciálové jámy U_c . Dosadíme-li hodnoty pro typický křemíkový senzor ($S_p = 15 \times 15 \mu\text{m}^2$, $\epsilon_r = 4.5$, $d = 0.1 \mu\text{m}$, $U - U_c = 3 \text{V}$), dostaneme hodnotu $C \approx 10^{-13} \text{F}$ a kapacitu pixelu q_w v řádu milionu elektronů. Pokud se generují další fotoelektrony, bariéry už je neudrží a elektrony přetékají do okolních pixelů. Nejsnáze dochází k přetékání ve směru paralelního registru (tj. ve sloupcích, viz obr. 7.18). K zamezení tohoto jevu se mohou použít tzv. ochranné odtokové kanálky (*Overflow Drain* – OD). Mezi potenciálovou jámou pixelu a odtokovým kanálkem je menší bariéra než mezi dvěma sousedními pixely. Nastavuje se tím tedy saturační kapacita pixelu na přesnou hodnotu, při které začnou elektrony přetékat do těchto odtokových kanálků.



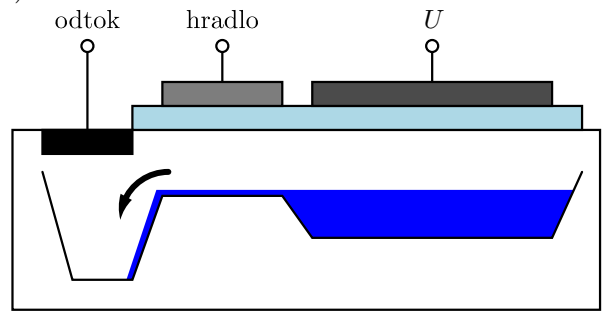
Obrázek 7.18: Zaznamenaný obraz je uprostřed zkreslený vlivem překročení maximální kapacity pixelu (*blooming*), převzato z [22].

Obrázek 7.19 představuje dvě používané konstrukce odtokových kanálků. **Vertikální obvod přetečení (VOD)** – přebytečný náboj je odváděn do hloubky substrátu, na který je přiloženo

a)



b)



Obrázek 7.19: Schémata obvodu přetečení (odtokového kanálku): a) vertikální (VOD), b) laterální (LOD).

vhodně zvolené předpětí U_0 . **Laterální obvod přetečení (LOD)** – odtokový kanál je situován vedle sloupce pixelů. Tím se samozřejmě zmenšuje aktivní plocha pixelů na čipu.

Když už jsou na čipu vytvořeny odtokové kanálky, dají se využít i jako elektronická závěrka. Pokud je na oddělovací hradlo přivedeno napětí, bariéra kanálku se sníží a všechny generované náboje ihned odtékají. Díky snížení maximální kapacity je také snížen dynamický rozsah pixelu, což má negativní vliv na jeho lineární odezvu. Výroba kanálků také zesložituje konstrukci pixelu, čímž prodražuje výrobu.

7.7.2 Používané kombinace konstrukčních prvků

Jak bylo zmíněno, některé technologie vyžadují mezi pixely součástky, které zmenšují aktivní plochu, kde dochází k absorpci světla a generaci elektronů. První byla zmíněna interline transfer (IL) architektura pro vyčítání obrazu z čipu. Druhou pak laterální odtokový kanál LOD. Pro zlepšení výtěžku z dopadajícího světla je pro tyto architektury velmi vhodné použít **matici mikrooček** pro odklon světla do absorpční oblasti pixelu (viz obr. 7.12). Matice mikrooček dokáže zvýšit citlivost CCD až 3krát. Tyto CCD čipy jsou ale složitější na výrobu. Navíc čočky v matici nemusí být zcela totožné, což může narušit homogenitu obrazu. Tuto vadu lze softwarově odstranit kalibrací obrazu.

Jednou z možností detekce v UV oblasti je použít **tenčené čipy** osvětlené zezadu. Používají FF a FT metody přenosu náboje a nelze u nich aplikovat vertikální odtokový kanál. Nedochází u nich k absorpci na kontaktech, která je výrazná pro kratší vlnové délky. Pro zvýšení citlivosti CCD pro UV oblast lze pokrýt čip fosforem. Fosfor je průhledný nad 450 nm. Kratší vlnové délky absorbuje, přičemž energii vyzařuje na delších vlnových délkách. V důsledku náhodného vyzařování fosforu do všech směrů je ale sníženo prostorové rozlišení.

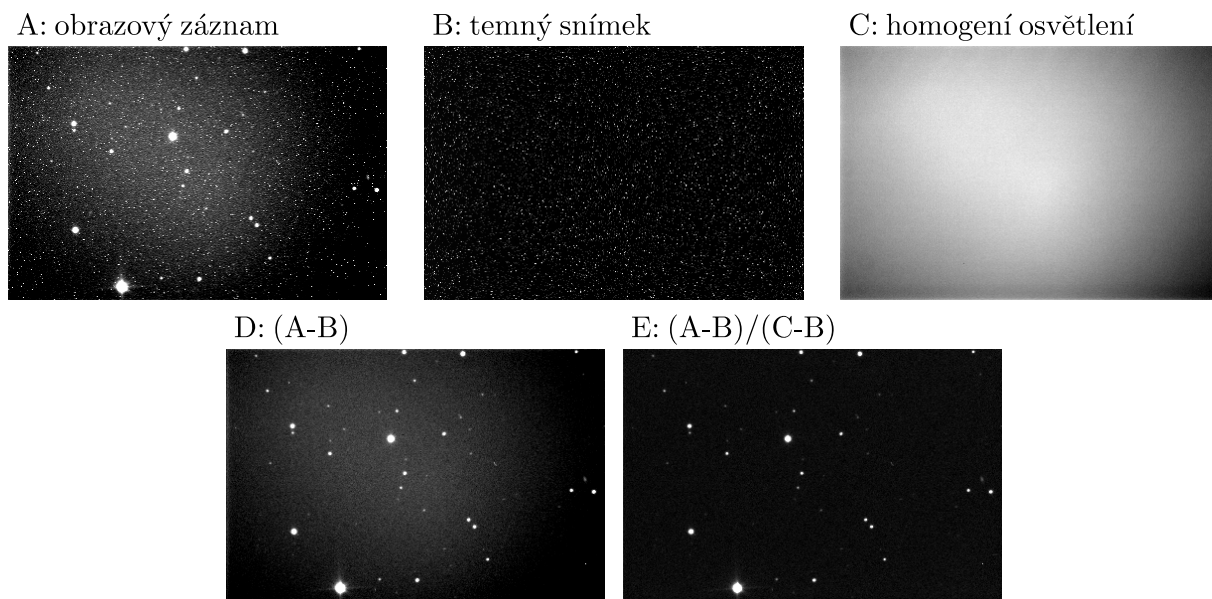
Rychlost CCD je omezena zesilovačem na čipu. Pro vyšší rychlost je potřeba větší energie, ta se může rozptýlovat do okolí a způsobovat lokální ohřevy, které snižují uniformitu. Při konstrukci vysokorychlostních CCD lze tento problém obejít rozdělením paralelního registru na více částí se samostatnými výstupy. Dochází ke zrychlení, které je úměrné počtu bloků, ale za cenu složitějšího zpracování jednotlivých částí do celkového obrazu. Další zrychlování je limitováno časovačem na čipu, vzniká totiž další šum způsobený kapacitním chováním pixelů CCD. Připomeňme, že kapacita pixelu $C \approx 10^{-13}$ F, viz rovnice (7.4).

7.7.3 Vady CCD čipů

Vady CCD čipu jsou nejčastěji způsobeny znečištěním povrchu nebo vadou v samotné polovodičové struktuře, jako jsou nežádoucí příměsi. Vady čipu způsobují **tmavé pixely**, kde je odezva nižší než 75 % průměru všech pixelů. Další vadou jsou **horké pixely**. Obraz v těchto pixelech

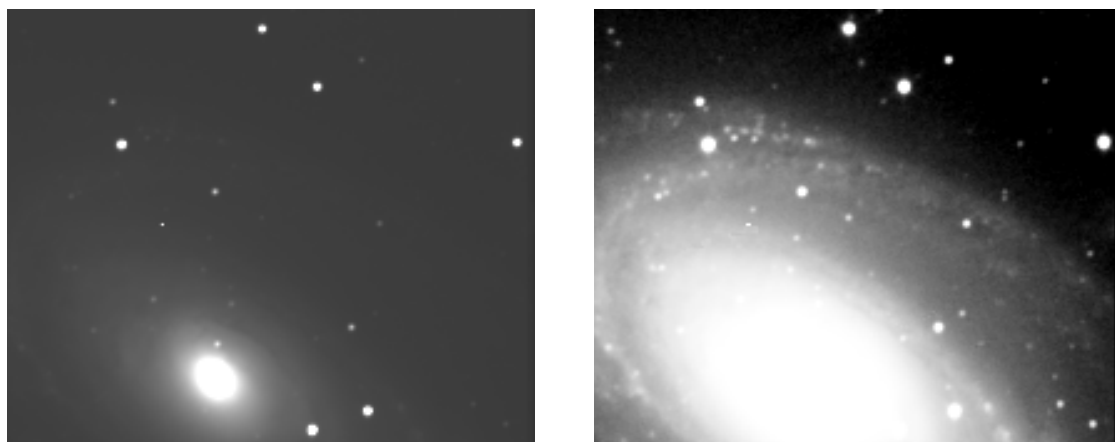
se jeví jako přeexponovaný a je navíc značně závislý na teplotě čipu. Ve struktuře polovodiče působí nežádoucím způsobem **pasti**, kde se zachycují posouvané elektrony.

V důsledků těchto vad se musí hrubý obraz vyčtený ze CCD softwarově upravovat. Korekce jsou ale možné jen v určitých mezích. Průběh korekcí je znázorněn na sekvenci snímků na obr. 7.20. Od zaznamenaného snímku se odečte **temný snímek**, vzniklý při zcloněném čipu a také snímek vzniklý při **homogenním osvětlení** (*Flat field*). Nakonec se může provést normování odezvy.



Obrázek 7.20: První řádek představuje zaznamenaný obraz, snímek bez osvětlení CCD čipu a snímek homogenně osvětleného čipu. Spodní řádek představuje snímek s odečteným pozadím a snímek, kde je ještě navíc provedeno normování odezvy v celé ploše CCD, převzato z [22].

Další softwarová úprava, která se používá u vysoce kontrastních scén, je skládání expozič (*stretching*). Ta je schopna rozšířit dynamický rozsah pixelů CCD. Více snímků s dostatečně krátkou expozič se softwarově sečte do jednoho výsledného snímku. Součet deseti snímků bude mít desetinásobný dynamický rozsah, viz obr. 7.21).



Obrázek 7.21: Ukázka skládání expozič: vlevo – jeden snímek ze CCD, vpravo – softwarový součet více snímků do jednoho obrázku s větším dynamickým rozsahem, převzato z [22].

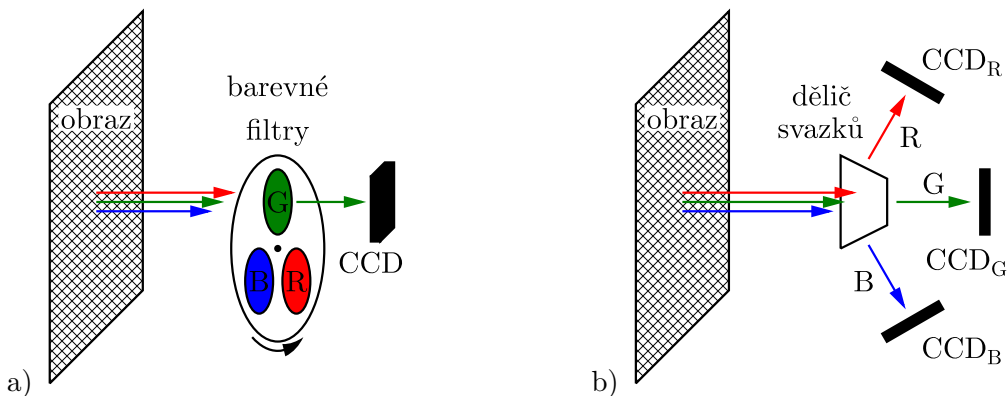
7.8 Barevné snímání

Ve většině případů požadujeme, aby záznam nahradil a uchoval obraz, který jsme pozorovali lidským zrakem. Záznam by ale nebyl úplný, pokud by byl pořízen pouze dosud popisovanými technologiemi, tj. černobílý bez informace o barvách. Podobně jako u analogové fotografie postupoval vývoj polovodičových plošných detektorů nejprve od jednodušších černobílých technologií k technologiím barevným.

Křemíkové čipy jsou principiálně monochromatické. Změnu signálu v pixelu v důsledku různé kvantové účinnosti křemíku pro různé vlnové délky nelze odlišit od změny intenzity monochromatického záření. Proto je pro záznam barvy potřeba doplnit plošný detektor o další technologie. Kromě hardwaru bylo pro záznam barev obrazu potřeba doplnit i odpovídající softwarové zpracování. Nyní probereme čtyři používané metody záznamu barevného obrazu.

7.8.1 Technologie záznamu barev

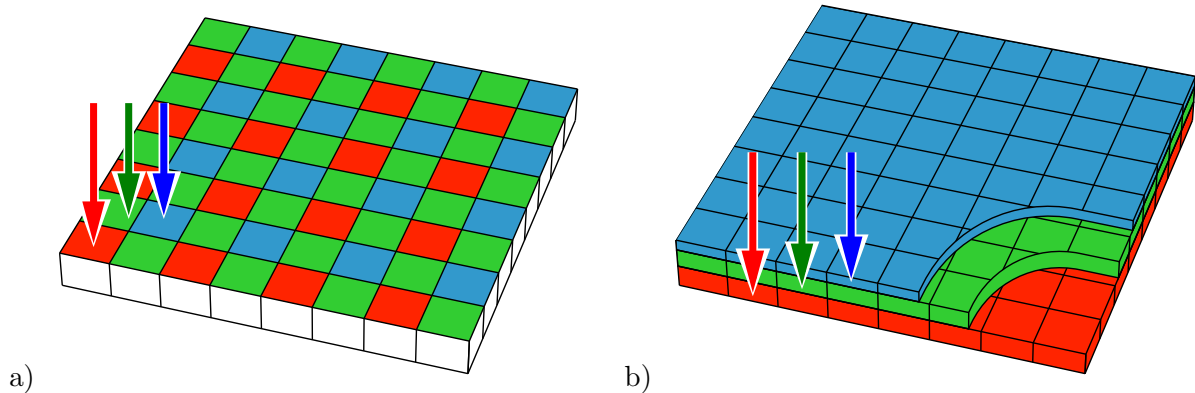
První metodou je **sekvenční snímání barev**, viz obr. 7.22 vlevo. Tato metoda funguje tak, že se postupně zaznamená více expozic obrazu na detektor, před který je pokaždé vložen jiný barevný filtr. Buď se použije sada RGB filtrů (červený, zelený, modrý), nebo LRGB, kde L (*Light*) značí navíc ještě intenzitní záznam bez barevného filtru. Rozlišení finálního barevného snímku odpovídá rozlišení použitého čipu. Je ale potřeba třikrát nebo čtyřikrát delší expoziční čas, během kterého se nesmí obraz měnit. Další nevýhodou je to, že jsou pro tuto techniku záznamu barev nutné mechanické součástky pro výměnu filtrů.



Obrázek 7.22: Sekvenční snímání obrazu (vlevo) versus použití tří čipů pro různé barevné složky (vpravo).

Druhou možností je využít **3 čipy**, viz obr. 7.22 vpravo. Chromatický hranol rozděljuje dopadající světlo na tři barevné složky. Pro snímání každé z nich je použit samostatný čip. Chromatický hranol je ale drahý na výrobu. Může se použít i nespektrální hranol, který rozdělí světlo nezávisle na barvě na tři čipy. Před každý čip je předřazen odpovídající barevný filtr. Tímto způsobem ale ztrácíme dvě třetiny z intenzity dopadajícího světla. Rozlišení obrazu je opět stejné jako rozlišení snímacích čipů. Je ale potřeba zajistit, aby se obrazy dobře překryly. Navíc mohou mít tři použité čipy různé vlastnosti, což v důsledku zhorší věrnost zaznamenaného obrazu. Oproti předchozí metodě ale odpadá potřeba pohyblivých součástí i vícenásobný čas expozice. Nevýhodou je potřeba provozovat současně tři plošné detektory, což je značně drahé.

Dnes nejrozšířenější metodou konstrukce barevného plošného detektoru je čip s tzv. **Bayarovou maskou**. Barevné filtry jsou nanášeny na jednotlivé pixely čipu přímo při výrobě. Barvy filtrů na sousedních pixelech se vždy liší, jak ukazuje obr. 7.23 vlevo pro RGB sadu filtrů. Je ale možné použít i CMY barevné filtry (azurový, purpurový a žlutý). Jak je zřejmé z obrázku,



Obrázek 7.23: Schéma konstrukce barevného čipu s Bayerovou maskou (vlevo) a senzoru Foveon X3 (vpravo).

pixelů se zelenou barvou je dvakrát více než červených nebo modrých. Je to proto, že oko je v zelené oblasti spektra nejcitlivější a dokáže rozlišit nejvíce barevných odstínů. Výsledný obrázek představuje hodnoty na rozhraní čtyř pixelů, kde se výsledná barva určí interpolací z hodnot naměřených v těchto čtyřech pixelech. To je ale pouze hraní s daty, z principu konstrukce je jasné, že množství prostorové obrazové informace se při této technice sníží na čtvrtinu. RGB filtry sníží množství detekovaného světla, a tedy i citlivost na $1/3$. CMY filtry jsou úspornější, sníží citlivost jen na přibližně $2/3$. CMY filtry, obzvláště ten purpurový, je ale velmi obtížné vyrobit. Takto nanášené filtry nelze odstranit. S kamerou s čipem s Bayerovou maskou se nedá snímat za úzkopásmovými filtry a nelze ani provádět sdružování pixelů.

Velmi přesné litografické technologie, které jsou dnes k dispozici, mohou přinášet i zcela nová konstrukční řešení snímání barev. Uvedme jako čtvrtý příklad používaných technologií konstrukci **Foveon X3**, viz obr. 7.23 vpravo. U této konstrukce nejsou použity žádné barevné filtry, barevnou informaci zaznamenává každý pixel. Princip spočívá ve vrstvení potenciálových jam do hloubky pixelu. Světlo různé vlnové délky se absorbuje v určitých specifických hloubkách, modré ve 200 nm, zelené v 600 nm a červené ve 2 μ m. Elektronky z dané hloubky jsou potom vyčítány zvlášť. Při této konstrukci se nezmenší rozlišení čipu, ani není potřeba interpolovat barevnou informaci ze sousedních pixelů. Nicméně kapacita těchto pixelů je menší, nelze je proto použít pro focení vysoce kontrastních záběrů, jako jsou astronomické fotografie.

7.9 Porovnání CCD a CMOS

V předešlých sekcích této kapitoly jsme popisovali různé technologie, které se používají v plošných detektorech. Většina z nich je použitelná jak pro CCD, tak pro CMOS čipy. V této sekci se budeme věnovat porovnání obou druhů čipů a výběru vhodného prvku podle řešené problematiky. CCD i CMOS spojuje to, že oba představují systémy, ve kterých absorbované fotony generují volné elektrony. Ty jsou zachyceny v potenciálových jamách. Odlišují se tím, že u CCD se generované fotoelektrony sekvenčně vyčítají postupně ze všech pixelů jedním vyčítacím prvkem. Náboj z jednotlivých pixelů se k tomuto převodníku náboje na napětí musí přivést. U CMOS je tento převodník náboje na napětí umístěn u každého pixelu a k zesilovači se již přivede napěťový signál.

Vývoj nových konstrukcí v obou oblastech stále pokračuje, takže nelze jednoznačně určit, jestli je lepší použít CCD nebo CMOS technologii. Porovnávání těchto dvou koncepcí vzhledem k vlastnostem detektorů v nedávné době dopadlo takto:

- Vyšší **kvantovou účinnost** má **CCD**. Je to důsledkem lepšího využití plochy čipu jako aktivní detekční oblasti. U CMOS zabírá část plochy čipu převodník a další elektronika.

- Vyšší **citlivost** má **CMOS** díky tomu, že k zesílení dochází těsně u detekční oblasti pixelu na čipu. CMOS také dosahuje většího zesílení s menšími energetickými nároky.
- **CCD** má přibližně dvakrát větší **dynamický rozsah** než CMOS díky většímu poměru detekční plochy na čipu.
- **CCD** je vhodné pro měření slabých signálů díky **menšímu šumu**. U CMOS přispívá k šumu i elektronika na čipu.
- **Uniformitu** zobrazení na ploše za tmy má lepší **CCD**. CMOS je za tmy horší z důvodu různého zesílení každého pixelu. Kompenzace se provádí zesilovači se zpětnou vazbou. Při běžném osvětlení jsou oba systémy srovnatelné.
- Na CCD i CMOS lze instalovat **elektronické závěrky**. U IL CCD lze elektronickou závěrku snadno zprovoznit za cenu menší aktivní oblasti pixelů. U CMOS lze použít dvě metody, neuniformní závěrka exponuje různé pixely různě dlouho. Tu lze použít jen pro statické obrazy, v případě uniformní závěrky je potřeba dalšího tranzistoru k elektronice u pixelu za cenu jeho zmenšení.
- **CMOS** je **rychlejší** díky zpracování informace přímo na čipu a paralelizaci přenosu. Má také menší nároky na **spotřebu energie**.
- **CMOS** má také unikátní vlastnost, dokáže vyčítat jen části matice pixelů (*windowing*). Získáváme tak možnost sledovat pohybující se objekt v zorném poli. U CCD je tato schopnost značně omezená.
- **CMOS** je značně imunní vůči přetečení pixelu (*blooming*). U CCD se musí použít odtokové kanálky, což je na úkor kapacity, citlivosti, linearity a celkové aktivní plochy pixelu.
- Řízení přepínání velikostí napětí a časování neboli **taktování** je snazší u **CMOS**. Používá se jen jedno napětí a jeden čas. CCD naproti tomu potřebuje vyšší napětí. Moderní CCD čipy jsou už ale úspornější.
- **CMOS** vede v úspornosti a ve **spolehlivosti**. Má totiž jen jeden čip, snese i značně nehostinné prostředí, lze jej integrovat do složitějších systémů, je menší, má menší úniky energie, je flexibilní a adaptabilní.
- Výhodou **CCD** je to, že může snadno měnit rychlost a dynamický rozsah, sdružovat pixely a umožňuje také nelineární analogové zpracování.

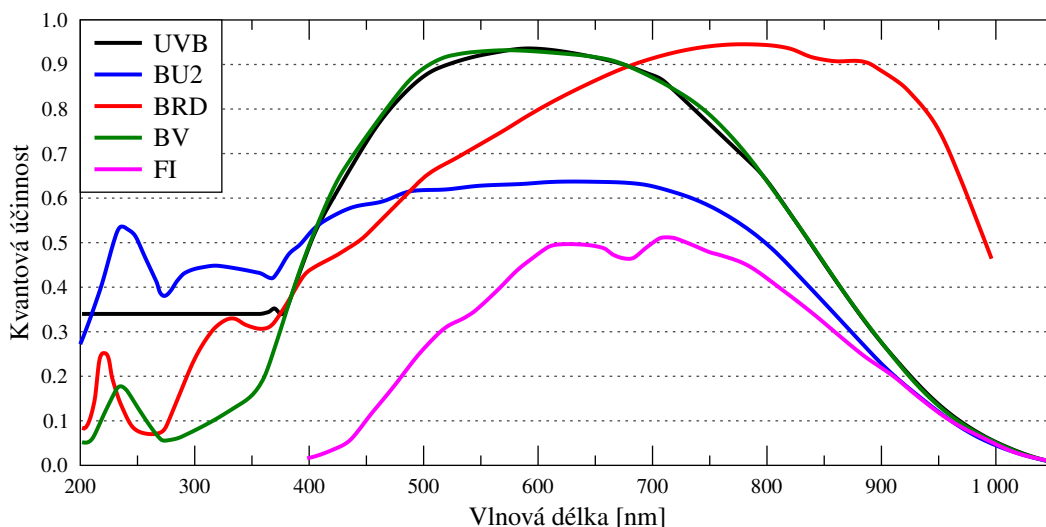
Pro každou danou aplikaci je potřeba zvážit, jestli se na ni lépe hodí CCD nebo CMOS. Při důkladném rozhodování se musí ohodnotit všechny parametry kamery s ohledem na její využití.

7.10 Vědecké CCD kamery iKon od firmy Andor

V této sekci si probereme parametry kamery firmy Andor, které jsou navrženy pro řešení vědeckých úkolů – Scientific CCD iKon. Parametry těchto kamer jsou uvedeny v tab. 7.1. Jedná se o tenčnou CCD osvětlenou zezadu. Její kvantová účinnost podle použitého senzoru a vlnové délky detekovaného světla může být až 90 % (viz obr. 7.24). Kamera má termoelektrické chlazení, pokud je chlazená vodou, dokáže uchládit senzor až na $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Její další výhodou je malý odečítací šum a 16bitový A/D převodník, který zaručuje dostatečně velký dynamický rozsah.

Model	DZ436	DZ432	DU937N (FT)
Rozlišení	2 048 × 2 048	1 250 × 1 152	512 × 512
Velikost pixelu [μm]	13 × 13	22.5 × 22.5	13 × 13
Obrazová oblast [mm]	27.6 × 27.6	28.1 × 25.9	6.6 × 6.6
Typ senzoru	BV, FI	BV, FI, UV	BV, FI, UV, BU2
Kapacita pixelu [e^-]	100 000	400 000	100 000
Rychlost vyčítání	1 MHz, 500 kHz, 66 kHz, 31 kHz		2.5 MHz, 50 kHz
Odečítací šum [e^-]	7.5	12	10
Temný proud [$e^-/(\text{pix s})$]	0.000 2	0.000 5	0.000 2

Tabulka 7.1: Parametry různých modelů kamery iKon (převzato ze specifikace Andor [23]). Spektrální kvantová účinnost jednotlivých senzorů je vykreslena v obr. 7.24.



Obrázek 7.24: Kvantová účinnost různých senzorů kamery iKon (podle specifikace Andor [23]).

7.11 Spektrometr

CCD popř. CMOS čipy se nepoužívají jen v aplikacích, kde je potřeba zaznamenat obraz vnějšího světa. Jsou vhodné všude tam, kde se zkoumá prostorové rozložení intenzity světla. Například pro záznam spektra za difrakční mřížkou se často používají lineární CCD senzory.



Obrázek 7.25: Schéma spektrometru Flame od firmy Ocean Optics. Difrakční mřížka je umístěna v otočné montáži. Po zafixování rotace dvěma šroubky je třeba spektrometr nakalibrovat. Převzato z webu Ocean Optics [24].

Obrázek 7.25 ukazuje konstrukci spektrometru Flame od firmy Ocean Optics. Ve spodní části vlevo je vláknový vstup, jádro vlákna představuje vstupní aperturu. Divergentní svazek je kulovým zrcadlem kolimován na difrakční mřížku. Ta je v otočné montáži, která dovoluje přesně nastavit směr odrazu prvního difrakčního řádu. V případě difrakční mřížky je úhel odklonu přímo úměrný vlnové délce. Rozmítnuté spektrum je pak zrcadlem zobrazeno na lineární CCD. Každému pixelu odpovídá určitá barevná složka vstupního světla. Pokud má spektrometr měřit velmi slabé signály nebo pokud pracuje se světlem s malou energií, tj. v IČ oblasti od 1 000 nm, potom musí být CCD detektor chlazen, typicky na teploty okolo -20°C .

Kapitola 8

Plošné jednofotonové detektory

V předchozí kapitole jsme se podrobně věnovali technologiím záznamu obrazu pomocí CCD a CMOS. Tyto plošné detektory společně se zobrazovací optickou soustavou vytvářejí konstrukční celek nazývaný kamera. V této kapitole představíme doplňky těchto technologií, které umožňují zaznamenávat obraz o intenzitě na úrovni jednotlivých fotonů. Nejznámějším využitím takových jednofotonových kamer je tzv. noční vidění. Dají se ale uplatnit i v jiných oblastech, například v biomedicině nebo astronomii. Spolu se spektrometrem mohou tyto kamery měřit časový průběh luminiscence různých zdrojů.

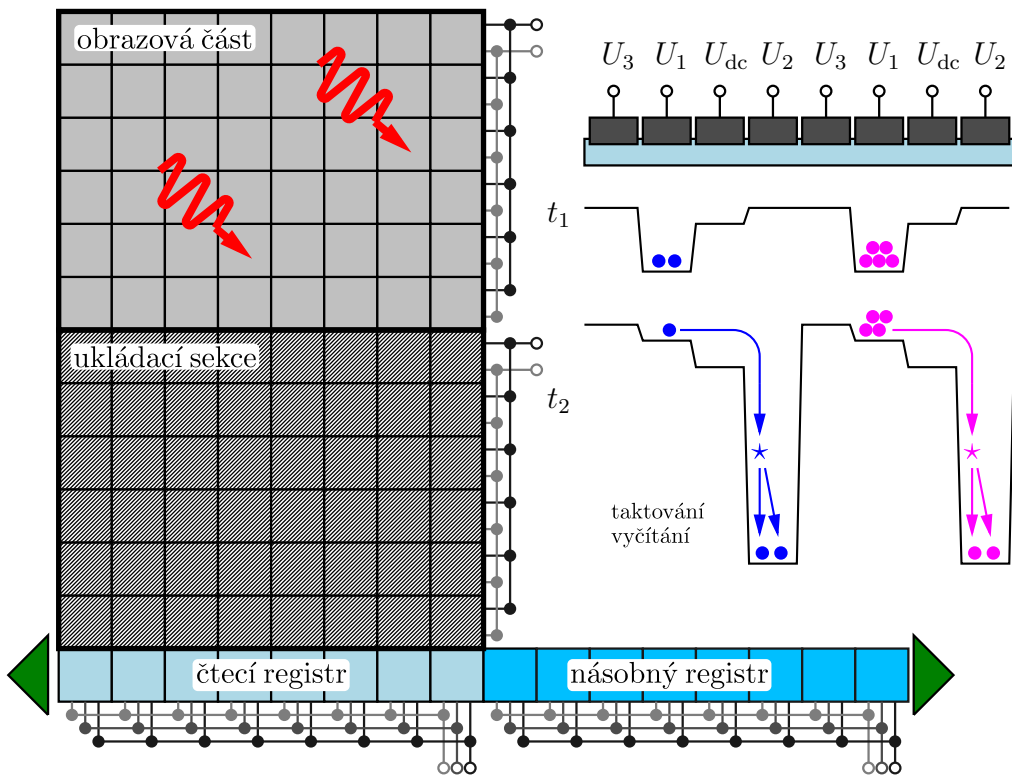
Jako první si popíšeme **elektronovou multiplikaci** (EM-CCD), to je metoda zesílení již detekovaného signálu přímo na čipu CCD. Druhou metodou je zesílení intenzity obrazu ještě před detekcí pomocí CCD, popř. CMOS čipu. Jako celek se takové zařízení nazývá **intenzifikovaná kamera** (iCCD popř. iCMOS). Připomeňme, že v sekci 6.6 – Novodobé konstrukce fotonásobičů jsme se již dříve zabývali technologiemi, které jsou schopné detekovat jednotlivé fotony s prostorovým rozlišením. Jde o fotonásobiče síťového typu a fotonásobiče s kovovými kanálky. Ty ale nedosahují velkého prostorového rozlišení.

Existuje pouze několik výrobců jednofotonových kamer: například Andor [23], Princeton Instruments [25] a Hamamatsu [3]. Pro konkrétnost v této kapitole uvedeme parametry kamer těchto výrobců, měli jsme v našich laboratořích možnost s některými z nich pracovat a otestovat je při detekci velmi slabých signálů.

8.1 EM-CCD – kamera s elektronovou multiplikací

Nejprve se budeme věnovat EM-CCD detektorům. Zkratka EM v názvu znamená elektronovou multiplikaci. Tato multiplikace probíhá přímo na čipu. Pro vyčítání se u EM-CCD využívá většinou architektura FT (Frame Transfer), viz obr 7.11. Měřený signál dopadá do obrazové části. Generovaný obraz se přesune do ukládací sekce, odkud se jednotlivé řádky posouvají do čtecího registru. Potud je konstrukce EM-CCD totožná s klasickou FT CCD.

U EM-CCD lze ale čtecí registr směřovat na obě strany. Na levé straně je přímo převodník náboje na napětí. Pokud budeme vyčítat tímto směrem, dostaneme výstup jako z klasické kamery. Pokud bude signál, a tím i počet elektronů v jednotlivých pixelech malý, může se informace o počtu ztratit během převodu náboje na napětí z důvodu nenulového vyčítacího šumu. Přepneme-li směr posunu ve čtecím registru, bude posouvat fotoelektrony doprava směrem k násobnému registru (viz obr. 8.1). Tam se počet elektronů v pixelu znásobí tak, že jejich počet bude větší než odečítací šum následného převodníku.



Obrázek 8.1: Schéma elektronové multiplikace EM-CCD. Vpravo nahoře je schéma kontaktů a profil napětí na kontaktech během multiplikačního přesunu do násobného registru.

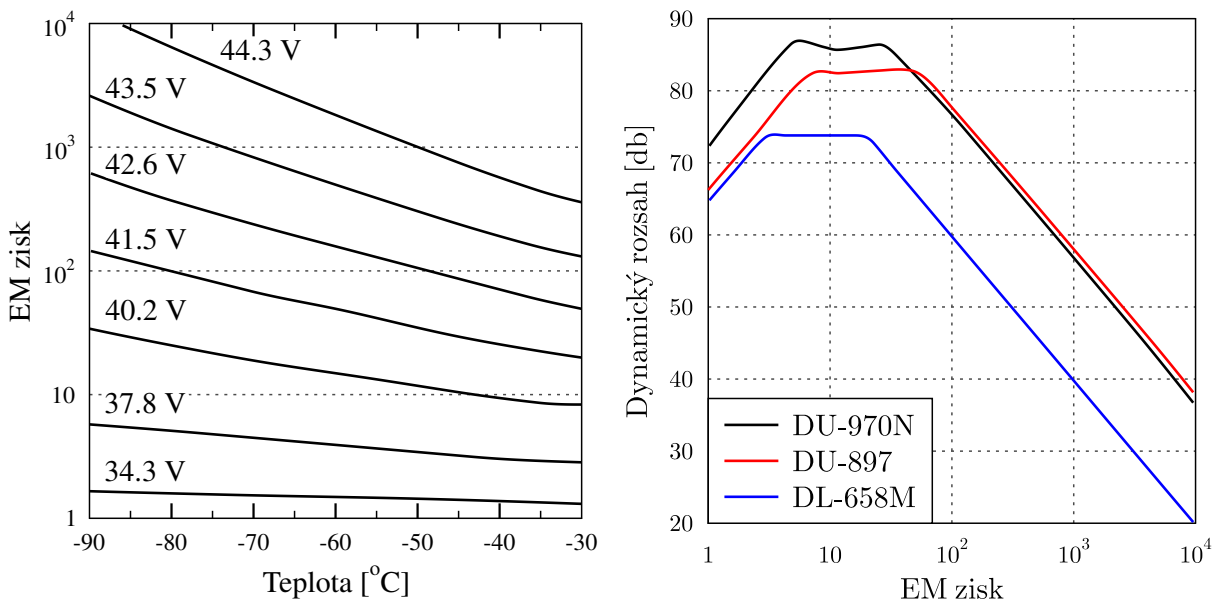
8.1.1 Elektronová multiplikace

Princip fungování elektronové multiplikace je znázorněn na obr. 8.1. Při zpracování obrazu se fotoelektrony přesouvají ze čtecího registru do násobného registru pomocí sériového taktovacího napětí. V násobném registru je také posouvací napětí, nicméně to je řádově větší než ve čtecím registru. Takto vysoké napětí způsobí vytvoření dostatečně hluboké potenciálové jámy. Jak elektrony do této jámy padají, zvyšuje se jejich kinetická energie. Pokud je tato energie větší než šířka zakázaného pásu, excituje další elektrony podobně jako v případě lavinové diody. V jednom kroku dojde pouze k malému znásobení, nicméně těchto kroků je po cestě v násobném registru mnoho, celkové zesílení může být až tisícinásobné. Navíc se dá zesílení měnit velikostí napětí při taktování.

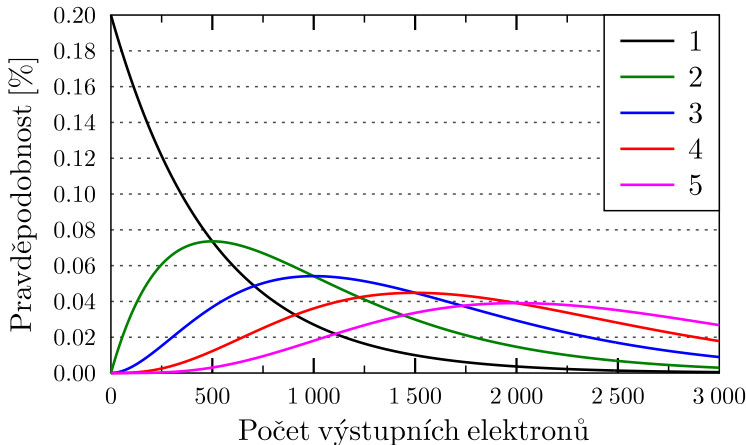
Zesilovací proces je ale extrémně šumový a ztrácí se informace o původním počtu excitovaných fotoelektronů. Velikost zisku a šum zisku závisí také na teplotě čipu. Obrázek 8.2 vlevo ukazuje závislost zisku při zesilování na teplotě pro několik hodnot taktovacího napětí. S rostoucím ziskem ale klesá dynamický rozsah v důsledku omezené kapacity jednoho pixelu v násobném (multiplikačním) registru (viz obr. 8.2 vpravo).

8.1.2 Čítání fotonů

Jak již bylo řečeno, zesilovací proces je silně šumový. Pro zesílení větší než 30krát a po odečtení přesně určené šumové hladiny, lze pro slabý signál s malou pravděpodobností detekovat jednotlivé fotony. Počet fotonů ale neurčíme, jelikož se statistiky velikosti odečítaného náboje pro různé počty dopadajících fotonů překrývají, jak je vidět na obr. 8.3.



Obrázek 8.2: Vlevo – zisk elektronové multiplikace v závislosti na teplotě a taktovacím napětí. Vpravo – dynamický rozsah v závislosti na zisku EM-CCD různých typů. (podle Andoru).

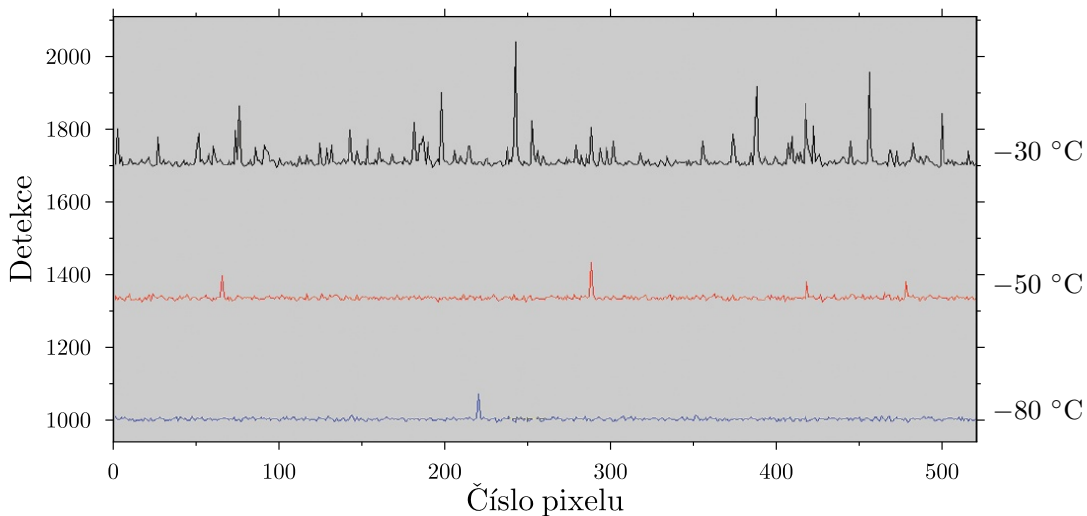


Obrázek 8.3: Překrývání fotonových statistik detekovaných EM-CCD kamerou při čítání fotonů v pulzu s jedním až pěti fotonů (podle Andor).

8.1.3 Šum EM-CCD

Pokud jde o šum EM-CCD, budeme muset ke všem zdrojům šumu běžného CCD, o kterých jsme diskutovali v předešlé kapitole v sekci 7.4.2, přidat další položku: **šum indukovaný přesunem náboje** (CIC – *Clock Induced Charge*). Tento šum se principiálně vyskytuje i u běžného CCD, tam je tak malý (cca 0.05 elektronů na pixel), že ho můžeme za všech okolností zanedbat v poměru s odečítacím šumem. U EM-CCD je ale tento šum vynásoben až tisícinásobným zesílením, což už je nemalá hodnota. Závislost teplotního šumu na teplotě čipu je zakreslena na obr. 8.4. Jak je z grafu vidět, pro správnou funkci detektoru je třeba čip vychladit na teploty kolem $-80\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ke chlazení se standardně využívá několikastupňový Peltierův článek. Ten na jedné straně chladí čip, na druhé straně pro změnu topí. Toto generované teplo se musí odvádět pomocí vodního chlazení.

V tabulce 8.1 jsou základní technické parametry dvou komerčních EM-CCD kamer od výrobců Andor a Hamamatsu.



Obrázek 8.4: Šum EM-CCD detektoru v závislosti na teplotě. Jak je zřejmé, pro snížení šumu je nutné chlazení detekčního čipu pomocí vícestupňového Peltierova článku na teplotu menší než $-80\text{ }^{\circ}\text{C}$ (podle Andor).

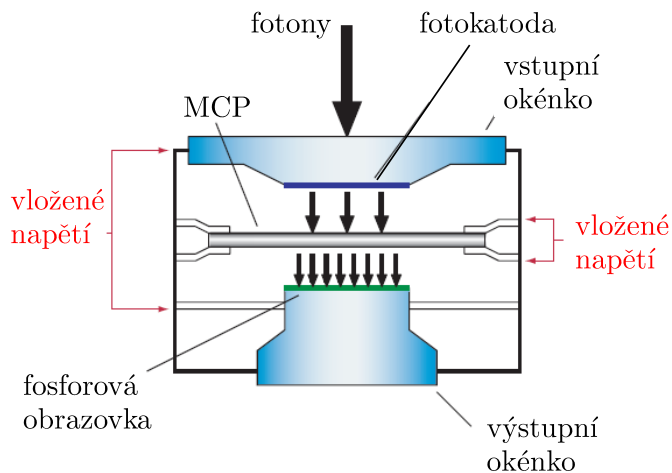
kamera	iXon Ultra 888	ImagEM X2-1K
výrobce	Andor	Hamamatsu
rozlišení	1 024 × 1 024	
velikost pixelu	13 × 13 μm^2	
kapacita pixelu aktivního	80 ke ⁻	50 ke ⁻
kapacita pixelu násobného	730 ke ⁻	400 ke ⁻
odečítací šum bez EM	49 e ⁻ (10 MHz)	10 e ⁻ (11 MHz)
EM zisk	1–1 000	1–1 200
maximální kvantová účinnost	92.5 % @ 580 nm	>95 % @ 560 nm
temný proud [e ⁻ /(px s)]	0.000 11 ($-95\text{ }^{\circ}\text{C}$)	0.001 ($-80\text{ }^{\circ}\text{C}$)
A/D převodník	16bitový	



Tabulka 8.1: Technické parametry dvou EM-CCD kamer: od firmy Andor – iXon Ultra 888 Back-Illuminated (ilustrační obrázek vlevo) a od firmy Hamamatsu – ImagEM X2-1K (ilustrační obrázek vpravo).

8.2 Intenzifikátor obrazu

Intenzifikátorem obrazu se rozumí zařízení, které znásobuje světelný signál, přičemž se zachová informace o prostorovém rozložení intenzity, tj. obraz nebude nijak zdeformován. Pokud se takový intenzifikátor obrazu vloží do dalekohledu, vytvoříme přístroj pro noční vidění. V praxi se používá sestava intenzifikátoru složená z fotokatody, mikrokanáلكové destičky (MCP – *Micro-Channel Plate*) a fosforové obrazovky, viz obr. 8.5. Procesně je to velmi podobné fotonásobiči s MCP, dopadající fotony excitují elektrony procesem vnějšího fotoelektrického jevu v katodě. Tyto elektrony jsou urychleny elektrickým polem, projdou skrz mikrokanáلكovou destičku, kde dochází nárazovou ionizací k znásobení jejich počtu. Sprška elektronů z mikrokanáلكové destičky dopadá na fosforovou destičku a vygeneruje světelný záblesk. Tento optický signál z obrazovky je snímán speciálním nízkošumovým CCD, popř. CMOS čipem.



Obrázek 8.5: Schéma optické konstrukce intenzifikátoru obrazu s MCP (převzato od Andoru).

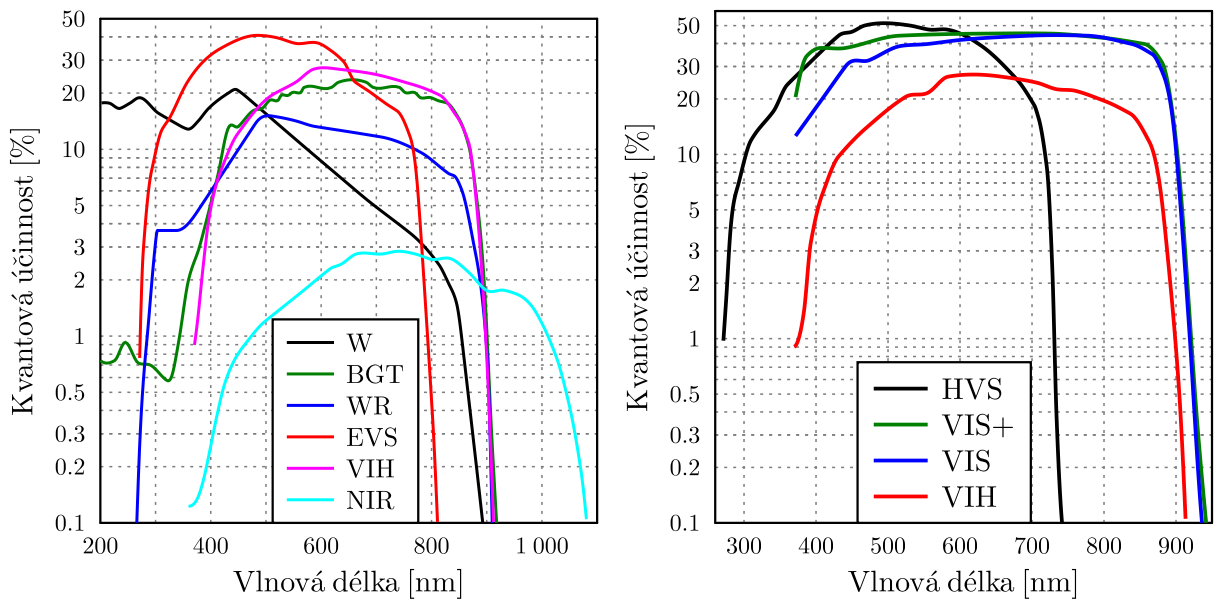
Vyzařování z fosforové destičky je monochromatické a všesměrové. Obraz se na CCD/CMOS může zobrazit buď čočkou, nebo se může použít svazek optických vláken. Tím se zamezuje rozmazání obrazu. Intenzifikátory obrazu se postupně vyvíjely a dnes máme k dispozici již třetí generaci. První generace se skládala pouze z fotokatody a fosforové destičky, kde jediné zesílení bylo možné pomocí urychlovacího napětí. Následně se přidala multikanáلكová destička umožňující rychlou závěrku. Multiplikační napětí je možné sepnout na nanosekundové časy. Závislosti kvantové účinnosti na vlnové délce posledních dvou generací intenzifikátorů obrazu jsou zakresleny na obr. 8.6. Jejich další vlastnosti jsou následující.

Intenzifikátory GEN II – mají bialkalické nebo multialkalické fotokatody na křemenném skle. Používají se v krátkovlnné oblasti spektra – UV, VIS. Typická rychlost závěrky je u této generace okolo 50 ns.

Intenzifikátory GEN III – využívají GaAs fotokatodu na běžném skle. Tento typ je použitelný ve viditelné a blízké IČ oblasti. K ochraně proti degeneraci může být fotokatoda pokryta hliníkovou vrstvou, kvůli které se ovšem musí zvýšit pracovní napětí. Vžilo se označení *filmed* pro fotokatodu s ochrannou vrstvou a *filmless* bez ochranné vrstvy. Rychlost závěrky je u filmless verze 2 ns. U speciální konstrukce se lze dostat i pod 1 ns. Pro filmed verzi je čas závěry v důsledku spínání vyššího napětí delší. Dosahuje minimálně 5 ns.

8.3 iCCD – intenzifikovaná CCD kamera

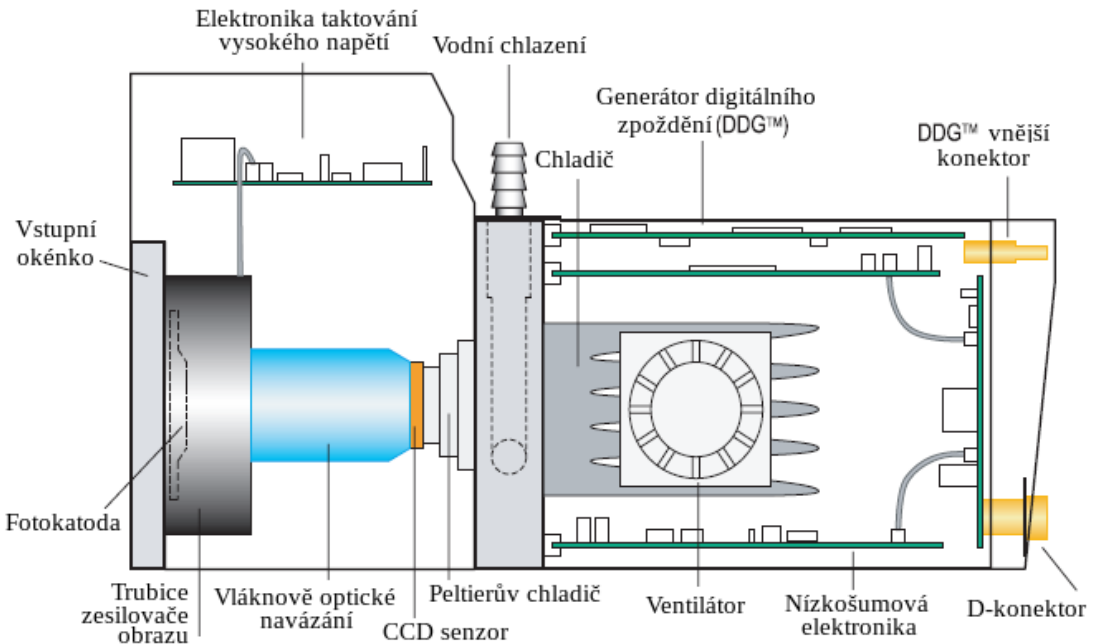
Intenzifikovaná CCD kamera (obr. 8.7) se skládá z intenzifikátoru obrazu z předchozí sekce a z chlazeného CCD čipu s nízkošumovou elektronikou. Aby byla zajištěna nízká hladina šumu,



Obrázek 8.6: Kvantová účinnost intenzifikátorů obrazu různých typů druhé generace (vlevo) a třetí generace (vpravo), zdroj Andor.

musí mít kamera malou opakovací frekvenci 50 až 500 kHz. Zesílení je dáno pevným napětím na MCP. Vypínáním a zapínáním tohoto urychlovacího napětí lze vytvořit rychlou elektronickou závěrku. Dynamický rozsah kamery je dán ziskem, který je přibližně 10^4 , a kapacitou jednoho pixelu CCD.

Prostorové rozlišení je sníženo v důsledku toho, že elektrony z jednoho místa fotokatody mohou dopadnout do několika sousedních kanálků MCP, stejně tak sprška elektronů z MCP rozsvítí určitou oblast fosforové obrazovky a jednotlivá vlákna ze svazku nemusí končit přesně nad středy pixelů. Kvantová účinnost je daná použitou fotokatodou, tato hodnota je snížena ztrátami v procesu zesílení, přenosem pomocí optických vláken a nižší než stoprocentní účinností CCD.



Obrázek 8.7: Schéma iCCD (převzato od Andoru).

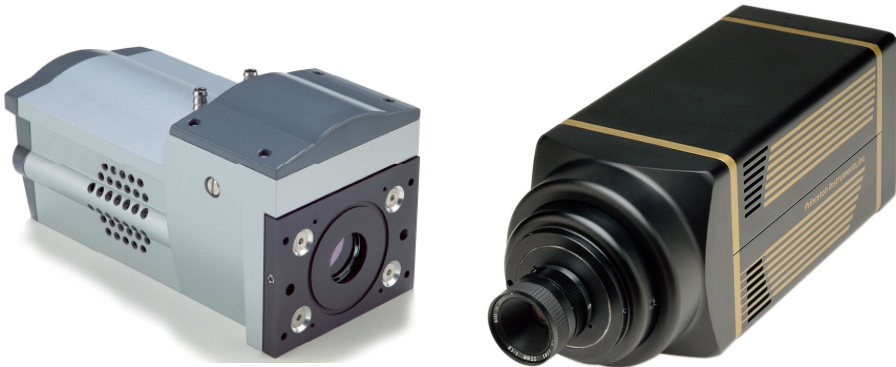
8.3.1 Prostorové rozlišení

Pro doostření snímku z iCCD kamery se používají softwarové metody rekonstrukce obrazu. Pokud pracujeme v jednofotonovém režimu, všechny detekované události by měly být bodové. Může se ale stát, že při přenosu signálu od fotokatody až po CCD se informace rozprostře do více sousedících pixelů. Nadprahové množství elektronů v pixelu se musí posuzovat současně i s okolními pixely. Nejdřív se sečte celkový náboj ze všech pixelů v okolí dané záznamové události. Tento celkový počet se porovná s počtem, který by vygeneroval dopad jednoho fotonu. Přesná poloha detekční události se potom dopočítá jako těžiště. To je určeno z polohy všech zasažených pixelů, a to s vahou odpovídající velikosti zachyceného náboje. Toto zpracování obrazu je ale značně výpočetně náročné, což vyžaduje delší čas na zpracování.

8.3.2 Popis iCCD kamer různých výrobců

V našich laboratořích nelineární a kvantové optiky jsme měli možnost vyzkoušet dva typy iCCD kamer. První a starší kamerou byla PI-MAX 512 HQ od firmy Princeton Instruments. Novější kameru, kterou jsme mohli otestovat, je DH 735 od firmy Andor. Parametry těchto zařízení jsou shrnuty v tab. 8.2. Je třeba brát do úvahy to, že testovaná kamera od Andoru je novější a má dvakrát menší plochu jednoho pixelu.

kamera	DH 735 gen III	PI-MAX 512 HQ gen II
výrobce	Andor	Princeton Instruments
rozlišení	1024 × 1024	512 × 512
velikost pixelu	13 × 13 μm ²	19 × 19 μm ²
spektrální rozsah	265–740 nm	500–900 nm
kapacita pixelu aktivního	50 ke ⁻	450 ke ⁻
odečítací šum	8 e ⁻ (1 MHz)	35 e ⁻ (1 MHz)
maximální kvantová účinnost	~ 20 %	~ 5 %
poloze maxima	500 nm	600 nm
A/D převodník		16bitový

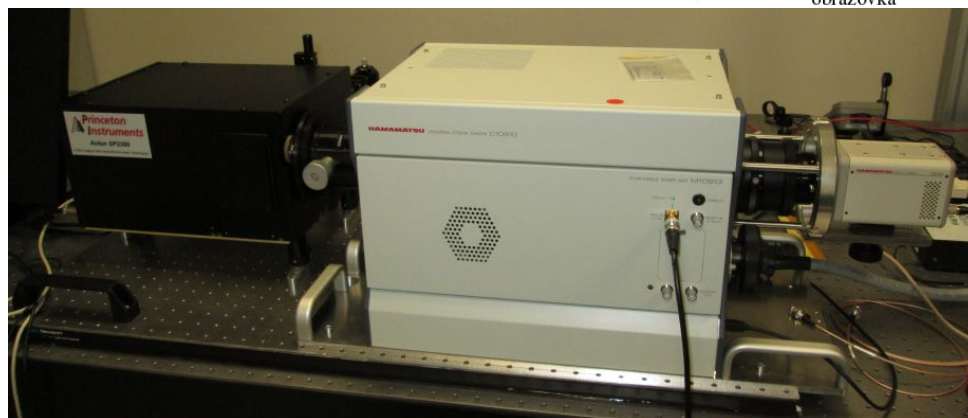
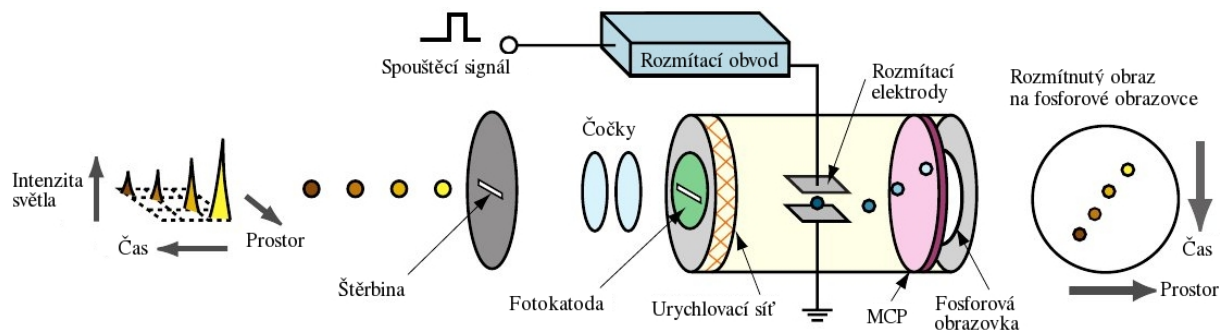


Tabulka 8.2: Technické parametry dvou iCCD kamer: od firmy Andor – DH 735 (ilustrační obrázek vlevo) a od firmy Princeton Instruments – PI-MAX 512 HQ (ilustrační obrázek vpravo).

8.4 Rozmítací kamera

Rozmítací, neboli streak kamera (*Streak camera*), je modifikovanou iCCD kamerou pro měření spektra viditelného záření se subnanosekundovým časovým rozlišením. Ačkoliv jí nazýváme

kamerou, vstupem tohoto zařízení je bodový zdroj, nejčastěji dovedený optickým vláknem. Tento vstup je pomocí zobrazovacího spektrometru rozmítnut v horizontálním směru v závislosti na vlnové délce. Toto spektrum, jehož časový vývoj nás zajímá, je přivedeno na horizontální vstupní štěrbinu streak kamery, viz obr. 8.8. Vstupní štěrbinu kamery je pomocí čoček zobrazena na fotokatodu, kde dochází ke konverzi fotonů na elektrony. Za fotokatodou jsou elektrony urychleny a poté prolétají mezi vychylovacími elektrodami. Napětí na těchto elektrodách se mění lineárně s časem. V čase nula, tzn. hned po příchodu spouštěcího signálu, jsou elektrony vychýleny k horní části zorného pole. Potom se napětí mění tak rychle, aby za interval zvoleného časového rozsahu byly elektrony vychýleny ke spodní části zorného pole. Počet elektronů je následně znásoben v mikrokanálkové destičce stejně jako u iCCD. Stejně jsou i další komponenty, tedy fluorescenční destička zobrazená na nízkošumovou CCD kameru. Ačkoliv je vstup bodový, naměřený záznam je plošný, v horizontální ose je informace o spektru a ve vertikálním směru je časový vývoj.



Obrázek 8.8: Nahoře funkční schéma streak kamery (převzato z webu firmy Hamamatsu). Dole fotografie experimentální sestavy, zleva doprava: rozmítací spektrometr, časovací elektronika, iCCD kamera.

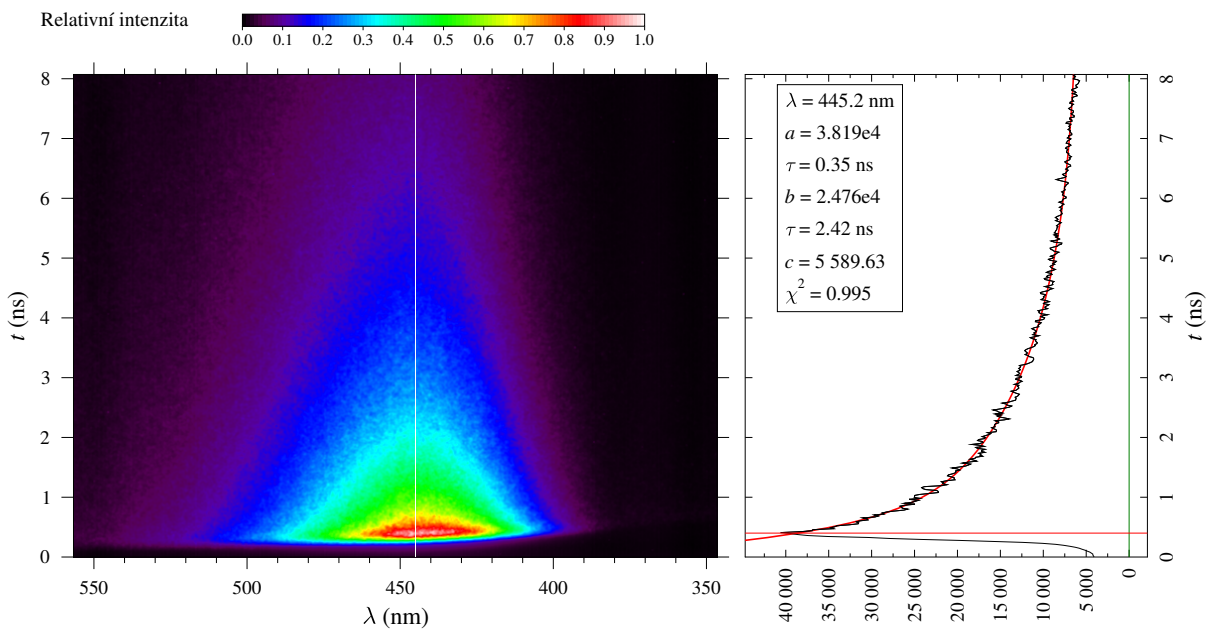
Jedním z možných využití streak kamery je měření časového doznívání fluorescence vzorků s typickým uspořádáním na obr. 8.8 dole. Při měření se využívají krátké pulzy z femtosekundového laseru, které také zajišťují časový spouštěcí signál pro streak kameru. Excitační pulz dopadne na měřený vzorek, vygenerovaná luminiscence vzorku se přivede vláknem na vstup rozmítacího spektrometru.

Na obr. 8.9 je upravený záznam luminiscence uhlíkových kvantových teček naměřený streak kamerou. Z řezu je patrné, že doznívání luminiscence lze dobře popsat součtem dvou exponenciálních funkcí,

$$I(t) = a \exp(-t/\tau_1) + b \exp(-t/\tau_2) + c.$$

Výsledek můžeme interpretovat tak, že v tomto vzorku běží dva relaxační procesy. Rychlejší s časovou konstantou 0.35 ns a pomalejší s časovou konstantou 2.42 ns.

Aby bylo možné provést fitování doznívání luminiscence, je nutné vzít z časové závislosti pouze klesající část křivky. Začátek fitované oblasti je v grafu označen červenou svislou čarou.



Obrázek 8.9: Zpracovaný záznam časově závislého spektra ze streak kamery. Záznam z kamery má časovou osu ve vertikálním směru a spektrum v horizontálním směru. Bílou svislou čarou je znázorněn řez na vlnové délce 445.2 nm. Vpravo je znázorněn dvouexponenciální fit daty pro tuto vlnovou délku.

Zelená čára představuje konstantní hladinu šumu detektoru za čas měření.

8.5 Porovnání šumu CCD, EM-CCD a iCCD

Pro porovnání šumu různých CCD technologií jsme vycházeli z parametrů v dokumentaci od firmy Andor [26]. Připomeňme, že námi používaný výkonový šum SNR je kvadrátem hodnoty (S/N) používané v [26].

Při popisu šumu CCD jsme si v sekci 7.4.2 popsali odečítací šum (σ_{ro}), temný šum (σ_d) a fotoelektronový (signální) šum (σ_s). U EM-CCD již nelze zanedbat šum indukovaný přesunem náboje (σ_{cic}). Kromě odečítacího šumu σ_{ro} jsou všechny ostatní šумы násobeny zesílením G a faktorem zesílení šumu F . Celkový šum tedy bude mít tvar daný součtem variancí,

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{ro}^2 + F^2 G^2 (\sigma_d^2 + \sigma_s^2 + \sigma_{cic}^2)}. \quad (8.1)$$

Signál, který dostáváme na jednotlivých pixelech, odpovídá počtu zaznamenaných elektronů. Pro poissonovskou statistiku je velikost signálu $G\eta\bar{n}$ a poměr signálu k šumu nabude tvar

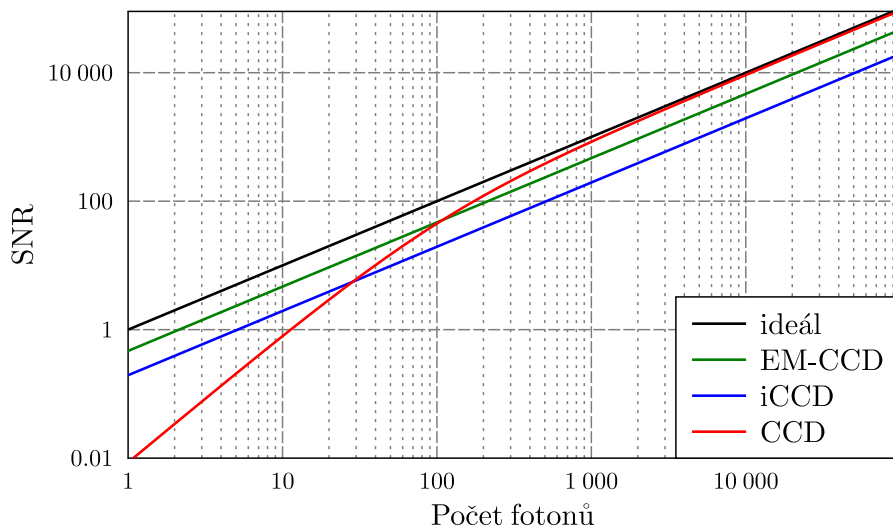
$$\text{SNR} = \frac{(G\eta\bar{n})^2}{\sigma^2} = \frac{(G\eta\bar{n})^2}{\sigma_{ro}^2 + F^2 G^2 (\sigma_d^2 + \eta\bar{n} + \sigma_{cic}^2)}. \quad (8.2)$$

Připomeňme, že η označuje kvantovou účinnost a \bar{n} střední počet fotonů na pixel.

V tab. 8.3 je provedeno porovnání typických parametrů ideální kamery, klasického CCD, EM-CCD a iCCD. V grafu na obrázku 8.10 je znázorněna závislost poměru signálu k šumu těchto kamer. Tyto závislosti byly spočítány podle vztahu (8.2) s využitím parametrů z tab. 8.3. Z tohoto grafu je patrné, že pro silné signály nad 100 fotonů na pixel má nejlepší poměr signálu k šumu obyčejná CCD. Pro slabé signály vyniká EM-CCD kamera, pokud nevádí její vysoký šum. Pro jednofotonové aplikace, kdy záleží na každém detekovaném fotonu, je nejlépe použít iCCD kameru.

	Ideální	CCD	EM-CCD	iCCD
η	1	0.93	0.93	0.50
G	1	1	1 000	1 000
F	1	1	1.41	1.6
σ_{ro}	0	10	60	20
σ_d	0	0.001	0.001	0.001
σ_{cic}	0	0.05	0.005	0

Tabulka 8.3: Porovnání parametrů a šumových složek pro ideální detektor, CCD, EM-CCD a iCCD kameru, převzato z dokumentace Andor [26].



Obrázek 8.10: Srovnání kamer podle poměru signálu k šumu.

Obecné doporučení pro výběr správné kamery ale neexistuje, samozřejmě je vždy lepší, pokud si může experimentátor vyzkoušet více typů. Přestože jde o značně nákladné vybavení, dodavatelé těchto kamer často nabízejí možnost si kameru před nákupem zapůjčit na otestování.

Kapitola 9

Kvantové detektory

Za kvantové detektory považujeme zařízení, která dokáží detekovat jednotlivá kvanta elektromagnetického záření, tj. **fotony**. Využití takových detektorů je široké. V klasické optice se používají tam, kde je potřeba zachytit velmi slabé signály, např. v astronomii při sledování vzdálených kosmických objektů, dále pak v částicové fyzice, biomedicíně, při měření znečištění atmosféry apod. Kvantové detektory se nejvíce používají v kvantové optice, která se zabývá studiem jevů probíhajících na úrovni jednotlivých fotonů, což bezpodmínečně vyžaduje detekci světla pomocí kvantových detektorů.

9.1 Detektory pro kvantovou informatiku

Vzorovým příkladem kvantové optiky jsou experimenty v oblasti tzv. kvantové informatiky [27]. V této oblasti se využívají kvantové principy elementárních částic, které jsou z pohledu klasické fyziky kontraintuitivní. Základní principy kvantové fyziky jsou princip superpozice a princip nahodilosti. Princip superpozice říká, že pokud jsou stavy $|0\rangle$ a $|1\rangle$ povolené stavy kvantové částice, potom se tato částice může nacházet i ve stavu libovolné superpozice těchto dvou stavů. Princip nahodilosti říká, že pokud je částice ve stavu superpozice, nelze žádným způsobem předem odhadnout, jestli se při projekčním měření získá výsledek odpovídající stavu $|0\rangle$, nebo $|1\rangle$. Známé jsou pouze pravděpodobnosti těchto výsledků.

V klasické informatice při binárním kódování je informace zapsána v podobě dvou přesně definovaných hladin nějaké veličiny, např. světelné intenzity nebo elektrického napětí. Tyto stavy označujeme jako „0“ a „1“. Lze je jednoduše rozlišit a změřit bezchybně. V kvantové analogii je informace zapsána do kvantových stavů $|0\rangle$, $|1\rangle$ a jejich superpozice. Tyto stavy mohou být reprezentovány ortogonálními polarizačními stavy jednotlivých fotonů, např. horizontální a vertikální lineární polarizací. Jak je známo a jak bylo mnohokrát experimentálně ověřeno, nelze neznámý kvantový stav přesně identifikovat jedním měřením. Toho se využívá v kvantové kryptografii [28]. Bezpečnost šifrování pomocí kvantové kryptografie je zajištěna základními fyzikálními principy kvantové mechaniky.

Další výhodou kvantové mechaniky je možnost paralelního zpracování kvantové informace, což umožňuje provádět výpočet paralelně na všech možných vstupech najednou. Toto paralelní počítání může významně urychlit některé složité výpočetní operace. Na tomto principu vznikla nová oblast na rozhraní matematiky a fyziky, která se nazývá kvantové počítání a využívá tzv. **kvantové počítače**. Pokud chceme využít kvantové výpočetní algoritmy, u kterých je informace kódovaná do jednotlivých fotonů, potom i zde potřebujeme detektory citlivé na dopad jednotlivých fotonů. Pro zefektivnění některých kvantových aplikací jsou navíc potřeba detektory schopné rozlišit, kolik fotonů současně na detektor dopadlo [29, 30].

9.2 Vlastnosti kvantových detektorů

Pro kvalifikované porovnání jednotlivých detekčních zařízení je dobré vybrat vhodná hodnotící kritéria. Níže zmíněné vlastnosti lze dobře změřit u všech zařízení a podle nich pak pro danou aplikaci vybrat nejvhodnější detektor.

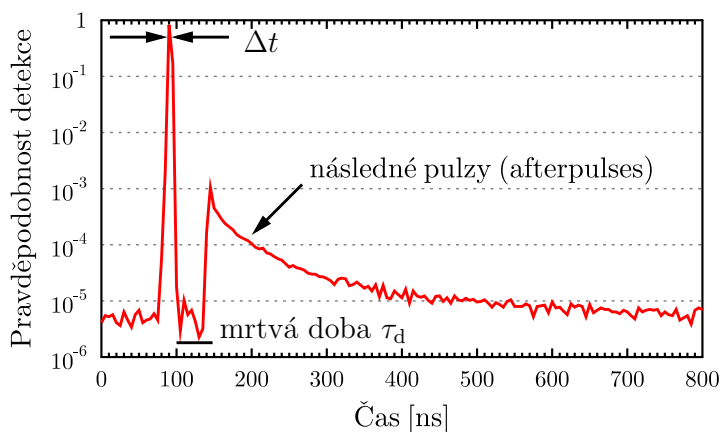
9.2.1 Mrtvá doba τ_d (*Dead time*)

Po detekci fotonu je nutné detektor zresetovat a připravit ho opět do počátečního stavu, kdy je detektor optimálně připraven zaznamenat další foton. Mrtvá doba tedy značí časový interval po detekci fotonu, po který není detektor schopen zaregistrovat žádný další foton a probíhá restart. Tato doba je v detekční elektronice nastavena tak, aby to odpovídalo dané konstrukci a materiálu daného typu detektoru. V případě polovodičových detektorů je mrtvá doba nastavena tak, aby se potlačila pravděpodobnost následné falešné detekce (*afterpuls*).

9.2.2 Následné pulzy (*Afterpulses*)

Následné pulzy jsou způsobeny zachycením náboje z předchozí detekce na defektech v detekční oblasti. Čím je delší mrtvá doba, kdy není detektor pod napětím, tím je více času na to, aby zachycené náboje z předešlé detekční události z detekční oblasti zrekombinovaly nebo dodriftovaly mimo detekční oblast. Pravděpodobnost způsobení této falešné detekce po opětovném připojení detektoru na provozní napětí klesá exponenciálně s časem, viz obr. 9.1.

Jak je zřejmé, delší mrtvá doba omezuje maximální opakovací frekvenci detektoru na $1/\tau_d$ detekcí za sekundu. Kratší mrtvá doba ale způsobuje vyšší pravděpodobnost afterpulzů. Konkrétní nastavení mrtvé doby je tedy optimalizováno v závislosti na využití detektoru.



Obrázek 9.1: Histogram normované pravděpodobnosti detekce jednofotonové lavinové diody SPCM-AQ od EG&G Canada.

9.2.3 Temné detekce D (*Dark counts*)

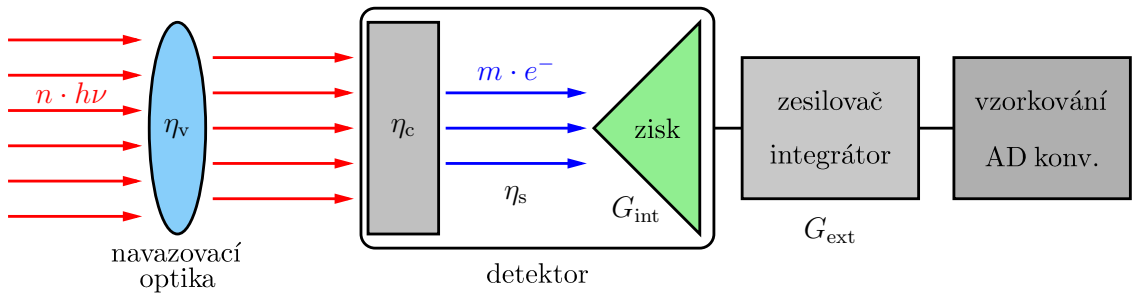
U všech detektorů dochází občas k registraci falešných detekčních událostí. To znamená, že detektor nahlásí detekční událost, i když je senzor úplně zcloněn a žádné fotony na něj nemohou dopadnout. Zdrojem temných detekcí jsou termální excitace elektronů, proto se většina detektorů chladí minimálně na $-20\text{ }^\circ\text{C}$. Počet temných detekcí za sekundu udává číslo D [Hz]. Vliv temných detekcí detektoru lze minimalizovat *trigrováním*, tj. při pulzních dějích zaznamenáváme jen ty detekce, ke kterým došlo v časovém intervalu, ve kterém dopad fotonu očekáváme.

9.2.4 Časová nejistota vzniku proudového pulzu Δt (*Timing jitter*)

Čas detekce se určuje podle náběžné hrany pulzu, který detektor po dopadu fotonu vygeneruje. Tyto pulzy jsou dlouhé obvykle 5–30 ns. Jitter je tedy časová nejistota polohy náběžné hrany vygenerovaného pulzu, neboli časový interval, ve kterém se po dopadu fotonu na detektor může nacházet náběžná hrana výstupního pulzu. Tento parametr je úzce spojen s časovým rozlišením detektoru. Jitter detektoru se dá určit porovnáním časů detekce s referenční rychlou fotodiodou.

9.2.5 Kvantová účinnost η (*Quantum efficiency*)

Kvantová účinnost je v případě kvantových detektorů zpravidla nejsledovanější parametr. Udává poměr počtu výstupních elektrických pulzů ku počtu dopadajících fotonů. Celková kvantová účinnost η je součinem intenzitní propustnosti vstupní optiky a účinnosti navázání do detektoru (η_v), účinnosti konverze fotonů na fotoelektrony (popř. elektrony a díry) (η_c) a účinnosti sběru primárních konvertovaných nábojů (η_s), $\eta = \eta_v \eta_c \eta_s$. Počet nábojů může být znásoben procesem vnitřního zesílení (G_{int}), vzniklý makroskopický proud může být dále zesílen ve vnějším elektrickém obvodu (G_{ext}), viz obr. 9.2.



Obrázek 9.2: Funkční schéma detektoru: Počet vstupních fotonů n je redukován účinností navázání η_v , konverze η_c a sběru primárního náboje η_s , počet m fotoelektronů (popř. elektron-děrových párů) je znásoben v procesech vnitřního a vnějšího zesílení faktorem G_{int} resp. G_{ext} , vzorkován a digitalizován.

V tuto chvíli je třeba říci, že při konstrukci detektoru je třeba zvolit kompromis mezi vysokou kvantovou účinností η a přijatelnou hodnotou frekvence temných detekcí D .

9.2.6 Rozlišení v počtu fotonů (*Photon counting*)

Klasický detektor je schopen určit intenzitu signálu v rozmezí svého dynamického rozsahu. Podobnou vlastnost bychom čekali i u kvantových detektorů, tedy že dokáží rozlišit počet fotonů dopadajících v jednom vzorkovacím časovém intervalu. Nicméně tyto detektory musí dosahovat vysokých hodnot vnitřního zisku, aby mohly registrovat jednotlivé fotony. Na principu tohoto zesílení závisí, jestli výsledný signál nebude zatížen šumem natolik, aby se daly rozlišit počty dopadajících fotonů. Takového rozlišení jsou proto schopny jen některé z kvantových detektorů. Ostatní mají pouze tzv. **binární odezvu**. To znamená, že dokáží rozlišit pouze tyto dva případy: 1) nebyl detekován žádný foton, 2) byl detekován jeden a více fotonů.

Pokud je odezva detektoru (velikost náboje) stejná pro různé počty dopadajících fotonů, nelze principiálně počet fotonů určit. Odezvy některých detektorů jsou pro malé počty fotonů ($n \leq 10$) od sebe alespoň částečně odlišitelné, v tom případě takový detektor může v principu rozlišit stavy až n fotonů.

Jiným způsobem, jak dosáhnout rozlišení v počtu fotonů, je sdružení mnoha binárních detektorů. Tyto masivně multikanálové detektory tedy dokáží v principu rozlišit dopad tolika fotonů,

kolik mají segmentů. Ovšem za předpokladu, že na každý segment dopadne maximálně jeden foton.

9.3 Hodnocení kvality detektoru

K určení kvality jednofotonového detektoru můžeme použít několik parametrů. Parametr NEE (*Noise Equivalent Energy*) představuje takovou energii světla (takový počet fotonů s určenou vlnovou délkou λ), kdy signál z detektoru je na úrovni šumu, proto se mu říká energie odpovídající šumu (ekvivalent NEP),

$$\text{NEE} = \frac{hc}{\lambda\eta} \sqrt{2D} \quad [\text{J}\sqrt{\text{Hz}}]. \quad (9.1)$$

Čím je menší hodnota tohoto parametru, tím je detektor lepší. Tato veličina ale nepopisuje všechny vlastnosti, hlavně ty časové uvedené v předešlé sekci. Navíc vliv temných detekcí může být redukován pomocí trigrování, při kterém ale začne mít značný vliv časová nejistota vzniku proudového pulzu (jitter).

Zavedeme tedy bezrozměrnou veličinu – faktor efektivity detektoru H poměrem

$$H = \frac{\eta}{D\Delta t}. \quad (9.2)$$

U tohoto parametru pro změnu znamená, že čím je vyšší jeho hodnota, tím je detektor lepší.

Faktor efektivity, ani energie odpovídající šumu, ale neberou v potaz rozlišení v počtu fotonů. Pro popis detektoru s rozlišením n fotonů můžeme použít bezrozměrný parametr nazývaný *ekvivalentní počet kanálů* ENC (*Equivalent Number of Channels*):

$$\text{ENC} \propto \eta n(1 - D\Delta t), \quad (9.3)$$

kde předpokládáme stejné vlastnosti všech n kanálů použitého detektoru.

9.3.1 Metody měření kvantové účinnosti

Zmiňovali jsme několik parametrů charakterizujících kvalitu detektorů. Jak ale tyto parametry pro náš detektor zjistit? Pro měření kvantové účinnosti by bylo ideální mít zdroj s definovaným fotonovým tokem. Potom by stačilo jen připojit testovaný detektor a změřit jeho odezvu. Poměr počtu detekcí za určitý čas snížený o temné detekce ku počtu dopadajících fotonů v tomto čase by nám dal přímo kvantovou účinnost. Bohužel spolehlivé kalibrované zdroje jednofotonových intenzit nejsou zatím běžně dostupné.

Další možností je porovnat odezvy kalibrovaného detektoru a testovaného detektoru pro stejný zdroj světla. Prakticky jde o analogii předchozího způsobu měření, kde ale nejdříve určíme intenzitu signálu zdroje pomocí kalibrovaného detektoru. Kalibrované detektory jsou ale dostupné jen pro klasické intenzity světla, tj. pro světelné výkony v řádu jednotek μW . Proto se musí signál z takto změřeného zdroje definovaně utlumit na kvantovou úroveň pomocí kalibrovaných filtrů. Zářivý tok Φ_r se zmenší na hodnotu $\mathbf{T}\Phi_r$, kde \mathbf{T} je výkonová propustnost filtru. Odezvu měřeného detektoru na tento zářivý tok označme n_s . Pro kontinuální zdroje světla s Poissonovou statistikou a malou intenzitou ($\mathbf{T}\Phi_r \ll 1$) platí vztah

$$n_s = \frac{1 - e^{-\mathbf{T}\Phi_r\eta}}{\tau_d} \approx \frac{\mathbf{T}\Phi_r\eta}{\tau_d}. \quad (9.4)$$

Tento vztah platí jen pro detektor bez temných detekcí ($D \approx 0$) a se zanedbatelnou mrtvou dobou τ_d . V reálném případě musíme provést opravu na tyto jevy, abychom dostali správnou

velikost odezvy detektoru jen na dopad fotonu:

$$n_s \rightarrow n'_s = \frac{n_s}{1 - n_s \tau_d} - \frac{D}{1 - D \tau_d}. \quad (9.5)$$

Z předchozích vztahů lze potom určit kvantovou účinnost

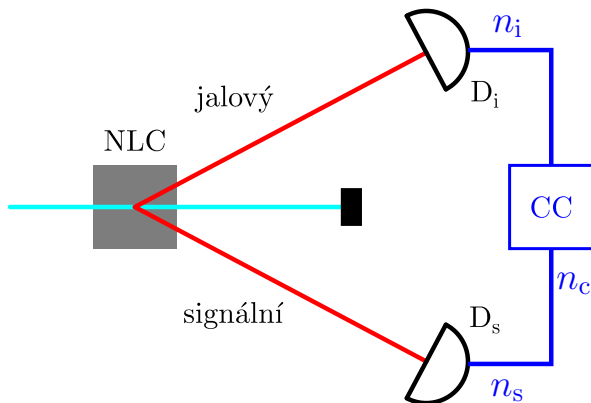
$$\eta = \frac{\tau_d}{\mathbf{T}\Phi_r} \left(\frac{n_s}{1 - n_s \tau_d} - \frac{D}{1 - D \tau_d} \right). \quad (9.6)$$

V případě pulzního zdroje o frekvenci $f \ll 1/\tau_d$ dostaneme podobný vztah

$$\eta = \frac{1}{\mathbf{T}\Phi_r f} \left(\frac{n_s}{1 - n_s \tau_d} - \frac{D}{1 - D \tau_d} \right). \quad (9.7)$$

Modifikace souvisí s tím, že v tomto případě může detektor detekovat pouze v časech odpovídajících pulzům měřeného signálu.

Pokud nemáme kalibrovaný detektor a kalibrované šedé filtry, můžeme použít metodu, která využívá korelovaných párů fotonů. V procesu spontánní sestupné frekvenční parametrické konverze v nelineárním krystalu, který je čerpaný laserovým svazkem, vznikají fotony vždy po dvou současně. Tyto časově korelované fotony z páru se označují jako signální (*signal*) a jalový (*idler*), viz obr. 9.3.



Obrázek 9.3: Určení kvantové účinnosti detektoru η_s pomocí procesu spontánní sestupné parametrické konverze v nelineárním krystalu.

Signální a jalový foton nasměrujeme každý na jeden detektor. Detektor, jehož kvantovou účinnost chceme změřit, označme D_s , a pomocný detektor D_i . Pokud je za určitý čas vygenerováno X fotonových párů, potom měřený detektor zaregistruje $n_s = \eta_s X$ detekcí a pomocný detektor $n_i = \eta_i X$ detekcí. Pomocí elektroniky zpracovávající výstupní signály z obou detektorů můžeme určit počet současných detekcí obou detektorů – CC (*Coincidence Counts*). Počet koincidencí $n_c = \eta_s \eta_i X$. Z podílu koincidencí a detekcí na pomocném detektoru určíme kvantovou účinnost měřeného detektoru nezávisle na účinnosti pomocného detektoru,

$$\frac{n_c}{n_i} = \frac{\eta_s \eta_i X}{\eta_i X} = \eta_s.$$

Nicméně je třeba si uvědomit, že tato metoda určuje kvantovou účinnost detektoru včetně celé optické soustavy vedoucí signál na detektor.

9.4 Přehled fotonových detektorů

Zařízení pro detekci světla můžeme rozdělit podle velikosti odezvy do tří skupin. První skupina má sice velkou kvantovou účinnost, vyznačuje se ale i velkým temným šumem. Detektory z této

skupiny proto nedokáží zaznamenat dopad jednotlivých fotonů. Do této skupiny patří běžně používané fotorezistory, fotodiody, fotonky i CCD.

Druhá skupina se vyznačuje dobrou kvantovou účinností, velmi nízkým temným šumem, ale velkým zesilovacím šumem. Mají sice jednofotonovou citlivost, ale nedokáží rozlišit počty fotonů v pulzu. Používají se tedy jako binární detektory. Do této skupiny patří nejpoužívanější lavinové fotodiody v Geigerově módu (APD), ale také většina fotonásobičů v zapojení pro čítání fotonů, viz sekci 6.3.1.

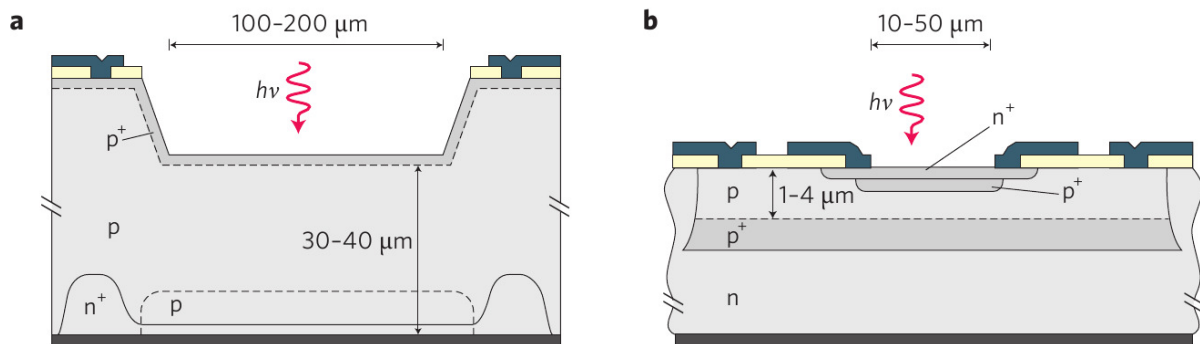
Třetí skupina zahrnuje detektory schopné rozlišit počty dopadajících fotonů v krátkém časovém okamžiku (pulzu). Tyto detektory mají takový dostatečně malý zesilovací šum, že výstupní proudový signál (resp. počet elektronů) je úměrný počtu zachycených fotonů. Tato oblast detekce se neustále vyvíjí a zařízení jsou technologicky náročná. Úplný popis je nad rámec tohoto textu. Uvedeme pouze příklady komerčně dostupných detektorů a nejnovějších experimentálních prototypů: fotonásobič, hybridní fotodetektor (HPD), fotonový čítač viditelného záření (VLPC), mikrokalorimetr na hraně supravodivosti (TES), supravodivé nanovláknko, kvantové tečky nebo defekty v krystalu.

Další možností rozlišení počtu fotonů je použití multiplexu binárních jednofotonových detektorů. Signál se rovnoměrně rozloží do prostorových či časových módů tak, aby v každém módu vedoucím na binární detektor byl maximálně jeden foton. Prakticky se osvědčily dvě metody multiplexace – časová (vláknové zpožďovací smyčky s APD) a prostorová, kam zahrnujeme matici APD (MPPC), intenzifikovanou CCD kameru (iCCD) popř. kameru s elektronovou multiplikací (EM-CCD).

9.4.1 Lavinová fotodioda v Geigerově módu

Jednofotonové lavinové fotodiody (APD) jsme krátce zmínili už v kapitole o vnitřním fotoefektu (viz sekci 4.4), teď přidáme některé další informace vzhledem k jednofotonovým aplikacím.

Obrázek 9.4a) ukazuje konstrukci křemíkové lavinové fotodiody optimalizované na maximální kvantovou účinnost. Má absorpční vrstvu tlustou několik desítek mikrometrů s průměrem vstupního okénka do 200 μm . Dosahuje maxima účinnosti 70 % na vlnové délce 650 nm ($D \sim 25$ Hz, $\tau_d = 50$ ns, $\Delta t \sim 400$ ps). Nová generace detektorů s tzv. mělkým přechodem (*shallow-junction*, obr. 9.4b)) má průměr pouze 50 μm a tloušťku v jednotkách mikrometrů. Potřebuje menší pracovní napětí a díky malým rozměrům má o řád lepší časové vlastnosti ($\Delta t < 40$ ps), ovšem za cenu menší kvantové účinnosti (49 % na 550 nm).



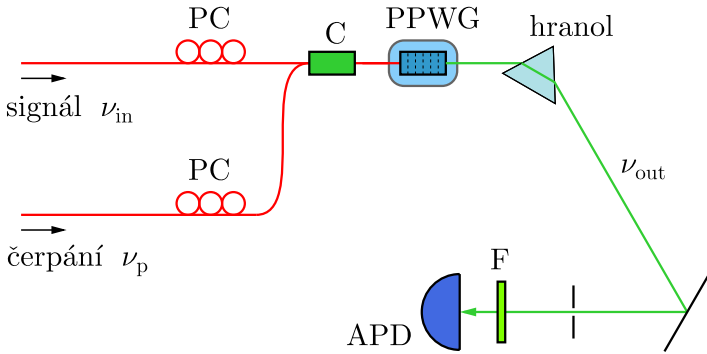
Obrázek 9.4: Průřez čipy jednofotonových lavinových fotodetektorů optimalizovaných a) na kvantovou účinnost, b) na rychlost. Převzato z ref. [31].

V oblasti vláknově telekomunikačních vlnových délek (1.3 až 1.6 μm) se používají materiály Ge a InGaAs. Ty mají ale oproti křemíkovému detektoru menší kvantovou účinnost (cca 20 %).

Používá se menší detekční plocha (cca 40 μm v průměru), aby byl šum rozumně malý. Díky chlazení až na $-80\text{ }^\circ\text{C}$ lze dosáhnout temných pulzů do 10 kHz. Mrtvá doba okolo 10 μs omezuje maximální pracovní frekvenci na 100 kHz.

9.4.2 APD s upkonverzí (*APD using up-conversion*)

Markantní rozdíl ve velikosti kvantových účinností křemíkové APD v oblasti 400 až 1 000 nm a lavinových fotodiod pro telekomunikační vlnové délky vedl ke konstrukci detektoru na principu vzestupné frekvenční konverze. Pomocí tohoto nelineárního efektu lze v nelineárním prostředí, čerpaném silným laserovým svazkem (ν_p), s velkou účinností transformovat signál z blízké infračervené (ν_{in}) do viditelné oblasti (ν_{out}), ve které je detekce účinnější [32, 33]. Schéma takového detektoru je na obr. 9.5.



Obrázek 9.5: Schéma detektoru APD s upkonverzí, červenou čarou jsou zakreslena optická vlákna, PC – polarizační kontrolér, C – vláknový slučovač, PPWG – periodicky pólovaný vlnovod s nelineární interakcí, F – spektrální filtr.

Při této konverzi musí být dodrženy zákony zachování energie a hybnosti, které se společně označují jako **podmínka fázové synchronizace**. Pokud se použije pro nelineární interakci periodicky pólovaný vlnovod (PPWG), máme možnost podle potřeby doladit podmínku fázové synchronizace a přitom zachovat kolineární geometrii interagujících optických polí. Na výstupu z vlnovodu je potřeba použít vhodný spektrální filtr, který oddělí jednotlivé frekvence a na APD dopadne pouze generovaná součtová frekvence, ale nedostane se tam laserový čerpací svazek.

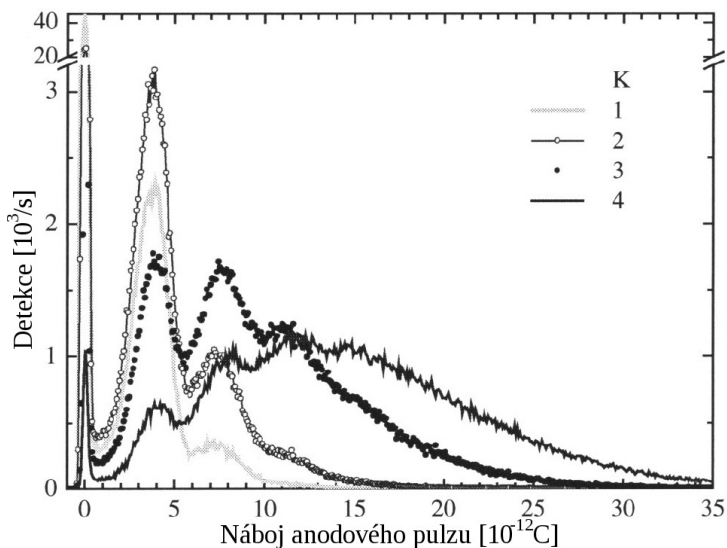
Nebudeme zacházet do konkrétních detailů geometrie nelineárního procesu a zaměříme se pouze na zákon zachování energie, který platí na úrovni fotonů. Po zkrácení Planckovy konstanty tak dostaneme vztah pro frekvence fotonů,

$$\nu_{out} = \nu_{in} + \nu_p. \quad (9.8)$$

Pokud pro čerpání použijeme Nd:YAG laser na vlnové délce 1 064 nm a vstupní signál má vlnovou délku 1 550 nm, potom výstupní signál bude mít vlnovou délku 630 nm. Účinnost konverze může být podle výkonu čerpání při použití periodicky pólovaných materiálů až 90 %. Nicméně v reálné situaci se kvantová účinnost generace součtové frekvence a detekce pomocí křemíkové APD pohybuje pod 50 %. Silné čerpání v nelineárním krystalu je navíc zdrojem šumu. Temné detekce se proto pohybují okolo 13 kHz.

9.4.3 Speciální fotonásobič

Fotonásobiče jsou nejdéle používané detektory pro jednofotonové intenzity, jednofotonová citlivost byla u nich poprvé zaznamenána roku 1949. Výhoda fotonásobičů je ve velké aktivní ploše, u některých typů je průměr aktivní plochy větší než 1 cm. Vývoj v této oblasti dále pokračuje, dnes jsou k dostání detektory vhodné pro oblast od UV po blízkou IR. Ve viditelné oblasti se používá fotokatoda z GaAsP, fotonásobič s binární odezvou má účinnost 40 % na vlnové délce 500 nm, $D = 100\text{ Hz}$, $\Delta t = 300\text{ ps}$. Pro telekomunikační oblast (1 550 nm) mají fotonásobiče

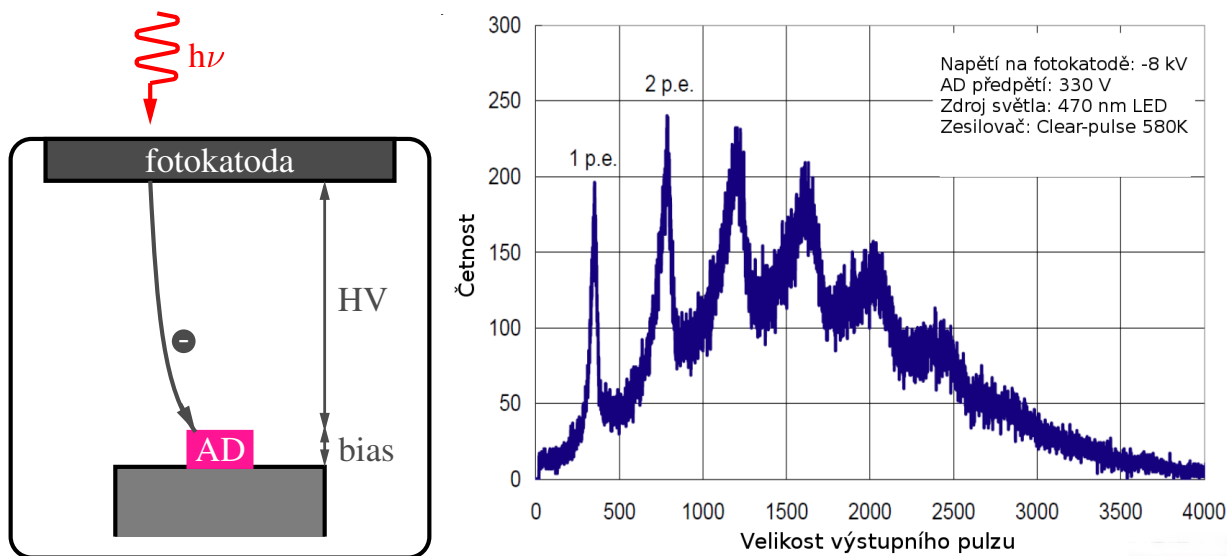


Obrázek 9.6: Rozložení velikosti pulzů ze speciálního fotonásobiče popsaného v textu odpovídající různým počtům fotonů (převzato z [34]).

fotokatodu z InP/InGaAs a tyto parametry: $\eta = 2\%$, $D = 200 \text{ kHz}$, $\Delta t = 400 \text{ ps}$. Navíc musí být detektor chlazen na teploty okolo $-80 \text{ }^\circ\text{C}$.

V roce 1968 bylo provedeno měření na fotonásobiči, jehož odezva byla různá, pokud na vstupu dynodového násobiče byl jeden, dva, anebo více fotoelektronů z fotokatody. Tento fotonásobič měl první dynodu z GaP:Cs s vysokým ziskem. Na dalších dynodách už k takovému zisku nedocházelo, proto bylo zvýšení šumu zesílením značně zredukováno. V roce 2004 provedla italská skupina z Coma [34] měření s fotonásobičem Burle 8850 (Burle Electron Tubes, Lancaster, PA). Naměřené velikosti výstupních proudových pulzů při osvětlení krátkými fotonovými pulzy kratšími než impulzní odezva fotonásobiče jsou znázorněné v grafu na obr. 9.6. Podle tohoto měření lze částečně odlišit případy, kdy na detektor dopadl 1, 2, 3, nebo 4 fotony. Kvantová účinnost fotonásobiče byla pomocí tohoto měření odhadnuta na 23 %.

9.4.4 Hybridní fotodetektor HPD

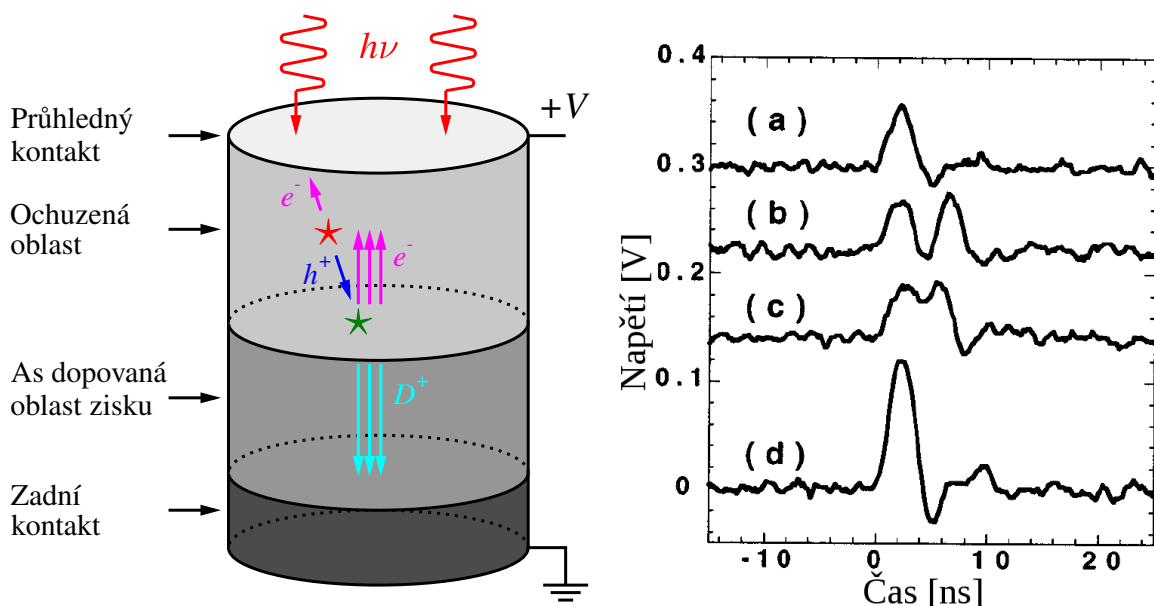


Obrázek 9.7: Vlevo – schéma hybridního fotodetektoru, vpravo – histogram výstupního napětí z HPD od výrobce Hamamatsu [3], p.e. značí počet detekovaných fotonů.

Hybridní fotodetektor je kombinací dvou předchozích detektorů – fotonásobiče a lavinové diody. Z fotonásobiče je převzata fotokatoda, kde dopad fotonu vygeneruje elektron. Ten je

vysokým napětím (HV) urychlen a dopadá na lavinovou diodu (AD), kde nárazově excituje mrak elektron-děrových párů (obr. 9.7). Lavinová dioda je jen pod relativně malým závěrným napětím (bias), dochází zde jen k cca 30násobnému zesílení. Šum zesílení díky tomuto principu je natolik malý, že lze rozlišit malé počty dopadajících fotonů. Výhodou je velká světlocitlivá plocha fotokatody, s použitím více diod lze dokonce získat prostorové rozlišení. Navíc je detektor celkem rychlý s odezvou řádově 1 ns. S těmito detektory lze dosáhnout maximální kvantové účinnosti 46 % na vlnové délce 500 nm, $D \sim 1$ kHz, $\Delta t \approx 35$ ps. Nevýhodou je potřeba zdroje vysokého napětí. Elektronika musí navíc používat nízkosumový zesilovač.

9.4.5 Fotonový čítač viditelného záření VLPC



Obrázek 9.8: Vlevo – schéma VLPC, vpravo – časové překrytí dvou jednofotonových událostí s různým zpožděním (převzato a upraveno z [35]).

VLPC (*Visible Light Photon Counter*) je podobný lavinové fotodiodě, jak ukazuje obr. 9.8). Foton je absorbován v nedotované vrstvě křemíku, kde vznikne pár nosičů náboje – elektron a díra. Ty se vlivem vnějšího napětí na kontaktech začnou pohybovat opačnými směry. Elektrony driftovaly k hornímu kontaktu, díry míří do multiplikační oblasti dotované arsenem, kde vyvolávají lavinové násobení. Excitací vzniklé díry snižují potenciál závěrného napětí, a tím zastaví rozšiřování laviny do větší oblasti.

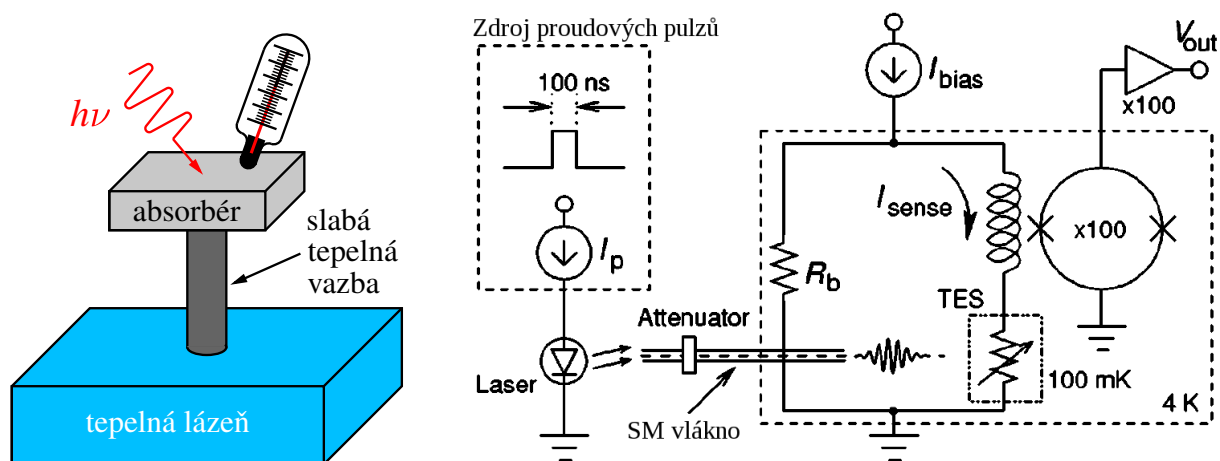
Lavinové zesílení je obdobné jako u lavinové fotodiody, rozdíl je ale v tom, že lavina ve VLPC je plošně omezená přibližně na průměr 20 μm , přičemž celý detektor má průměr 1 mm. Na detektoru může tedy proběhnout více nezávislých lavin současně. Podle sečteného napětí dokáže detektor rozlišit dopad až pěti fotonů. Nevýhodou těchto detektorů je hlavně citlivost na termální záření. Dotovaná oblast má donorový pás s malou ionizační energií uvnitř zakázaného pásu. To umožňuje detekovat infračervené záření s vlnovými délkami až do 28 μm . VLPC detektor tedy musí být používán v kryostatu při teplotě 6.9 K a musí být odstíněn od termálního záření z okolí. Četnost temných pulzů (řádově 10 kHz) roste s kvantovou účinností, tj. se závěrným napětím, a s teplotou. Teplotu je při měření nutné stabilizovat s přesností na 5 mK. Je zajímavé, že tento detektor nevykazuje žádné afterpulzy i díky relativně dlouhé mrtvé době 100 ns. Ta ale omezuje maximální opakovací frekvenci detektoru na 10 MHz.

Teoreticky dosažitelná hodnota kvantové účinnosti VLPC je 94 %. V konfiguraci optické pasti, kdy odražený optický signál z detektoru (cca 16 %) je sférickým zrcadlem nasměrován

zpět na detektor, bylo experimentálně dosaženo hodnoty 88 % [35]. Každá fotonová událost vygeneruje přibližně stejný elektronový pulz, pokud se v čase dvě události překryjí, velikost součtového pulzu je prakticky dvojnásobná, viz obr. 9.8 vpravo. Kvantová účinnost detekce dvou fotonů ale klesne na 47 %. Zesilovací proces je prakticky bezšumový ($F = 1$) i pro zisk v řádu 10^4 . To je možné díky malému napětí na detektoru (6 až 7.5 V) a dlouhé dráze mezi ionizacemi.

9.4.6 Mikrok calorimetr na hraně supravodivosti TES

V mikrok calorimetru dochází ke zvýšení teploty detektoru po dopadu fotonu (obr. 9.9 vlevo). Samotnou změnu teploty způsobenou dopadem fotonu nelze téměř změřit, neboť energie fotonu je v jednotkách elektronvoltů. TES (*Transition Edge Sensor*) zaznamenává odporové vlastnosti materiálu na hraně supravodivosti. Na začátku je absorpční materiál detektoru těsně pod teplotou supravodivosti, $T_c = 125$ mK. Detekční prvek musí mít dostatečně malou tepelnou kapacitu, aby ho dopad jednoho fotonu ohřál nad hranu supravodivosti (cca o 1 mK). Díky tomu lze pozorovat změny ve velikosti proudu při přechodu do normálního režimu vodivosti.



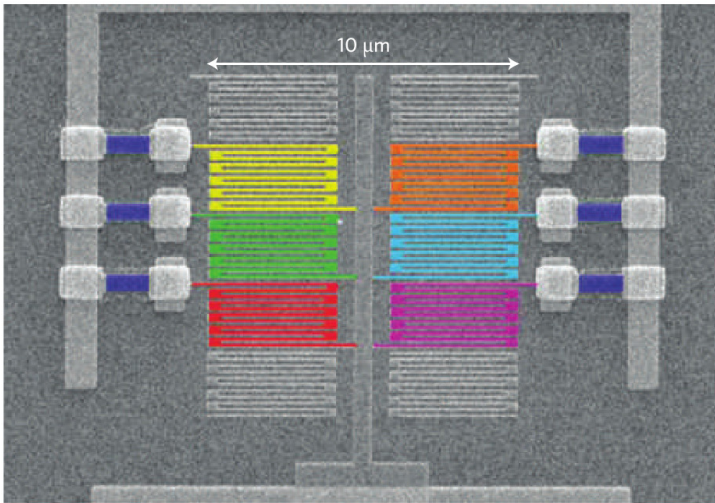
Obrázek 9.9: Mikrok calorimetr na hraně supravodivosti, vlevo – funkční schéma, vpravo – elektrické zapojení (převzato a upraveno z [36]).

Detektor se skládá z tenké wolframové vrstvy ($25 \times 25 \times 0.035 \mu\text{m}^3$) na křemíkovém substrátu s hliníkovými kontakty [36]. Hliník je supravodivý pod teplotou 1 K. V důsledku přiloženého napětí teče detektorem makroskopický proud, který je na supravodivém přechodu výrazně úměrný teplotě. Obrovskou výhodou tohoto detektoru je, že může detekovat široké spektrum vlnových délek, tedy i oblast 1 550 nm používanou pro vláknovou komunikaci. Vždy je jen třeba správně detektor zkalibrovat na energii fotonů ($E = hc/\lambda$). Proudový pulz v obvodu detektoru je úměrný změně teploty, pulz je dále zpracován zesilovacími obvody SQUID (supravodivé kvantové interferenční zařízení, obr. 9.9 vpravo) na teplotě 4 K a další elektronikou, která ale je již na pokojové teplotě.

Kvantová účinnost mikrok calorimetru by teoreticky měla dosahovat 80 %, v praxi je tato hodnota kolem 20 % (pro telekomunikační vlnové délky 1 550 a 1 310 nm), a to díky malé absorpci světla v tenkém filmu wolframu a jeho odrazivosti. V konfiguraci optické pasti nebo pomocí rezonátoru lze dosáhnout kvantové účinnosti 95 %. Nevýhodou tohoto detektoru je nízká rychlost svázaná s dlouhou mrtvou dobou. To je dané tím, že procesy vedení tepla jsou oproti rychlosti vedení náboje pomalé. Po detekci se musí detektor uvést do výchozího detekčního stavu, tedy zchladit. Důsledkem jsou velké hodnoty jitteru okolo 100 ns a mrtvé doby 2 μs . Výhodou je zanedbatelná hodnota temných detekcí (3 Hz) a schopnost rozlišení počtu fotonů až do 8. Spektrální rozsah je široký od 200 nm do 1 800 nm.

9.4.7 Supravodivá nanovláčna

Na stejném principu jako TES pracuje i supravodivé nanovláčno, to ale dosahuje lepších vlastností za cenu složitější litografické výroby. K absorpci nedochází na malé destičce, ale ve vlákně širokém 100 nm. To je litograficky vytvořeno elektronovým svazkem na ultratenkém filmu z nitridu niobátu (obr. 9.10). Větší odchylka v tloušťce vlákna by způsobila pokles citlivosti detektoru. Toto vlákno je také udržováno na supravodivé teplotě v blízkosti kritické teploty. Díky napětí tímto vláknem protéká takový proud, který ještě nezpůsobí ohřev nad kritickou teplotu. Dopad fotonu (kolmo na strukturu nanovláken) potom způsobí lokální ohřev, tedy nárůst odporu. Homogenní rozložení elektrického proudu je narušeno, což vyvolá odezvu jako rychlý napěťový pulz, který je zesílen a nakonec změřen.



Obrázek 9.10: Multiplex šesti supravodivých nanovláken. Pro názornost byl obrázek barevně upraven (převzato z [37]).

Jak kvantová účinnost, tak počet temných detekcí roste s tím, jak se teplota blíží ke kritické hodnotě teploty supravodivosti. Temné detekce rostou strměji (10–1 000 Hz). Mrtvá doba je úměrná délce vlákna, typicky 10 ns. Nanovláčno se vyrábí ve tvaru meandru, viz obr. 9.10. Pro optimalizaci na kvantovou účinnost a rychlost je plocha smyčky menší ($3 \times 3.3 \mu\text{m}^2$), pro optimalizaci navázání telekomunikačního vlákna se používá větší plocha ($20 \times 20 \mu\text{m}^2$). Pro vlnovou délku 1 550 nm bylo dosaženo kvantové účinnosti 20 % (v konfiguraci s rezonátorem až 57 %) a $\Delta t = 35 \text{ ps}$ [37].

Supravodivá nanovláčna nedokáží rozlišit počty dopadajících fotonů. Fotonového rozlišení lze dosáhnout pouze prostorovou multiplexací, kdy máme na čipu vedle sebe více nanovláken neboli pixelů schopných detekovat jednotlivé fotony.

9.4.8 Mrak atomů AV

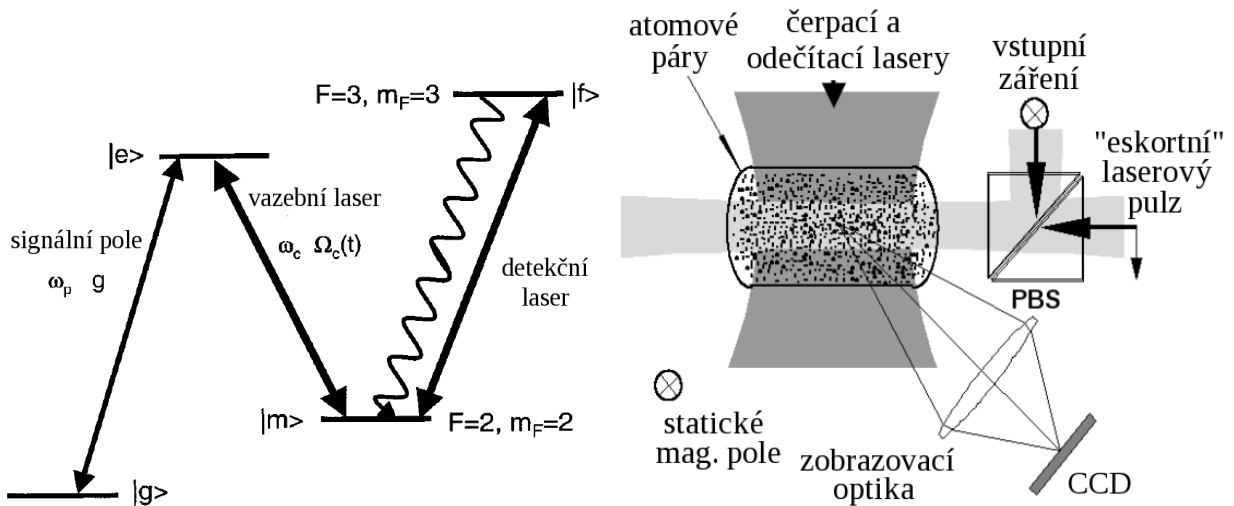
V tomto kontextu zkratka AV neznamená Akademii věd, ale *Atomic Vapour*. Jde o zařízení určené pro detekci slabých optických polí s účinností větší než 99 %, a to dokonce s rozlišením počtu fotonů. Jednotlivé atomy v mraku se pomocí excitačního laseru dostanou do specifického stavu. Absorpce signálního fotonu je potom dostane do stabilního stavu, který je následně detekován cyklickým přechodem.

Jako médium se využívá mrak volných cesiových atomů, které se používají i v atomových hodinách. Pro specifické vlnové délky signálu je potřeba zvolit jiný chemický prvek, nicméně energetické hladiny atomů lze rozštěpit magnetickým polem, čímž rozšíříme detekovatelné spektrum. Detekce probíhá ve třech krocích, viz obr. 9.11 vlevo:

1. **Reset** – pomocí vazebního (eskortního) laseru na frekvenci ω_c se všechny atomy, které se

dostaly na hladinu $|m\rangle$, excitují na hladinu $|e\rangle$, odkud rychle přejdou do základního stavu na hladině $|g\rangle$. Systém je připraven na detekci signálu.

2. **Detekce** – signální foton excituje atom ze stavu $|g\rangle$ do stavu $|e\rangle$, přičemž silný vazební (eskortní) puls stimuluje emisi s frekvencí ω_c . Proto atomy, které zachytily signální foton, skončí ve stavu $|m\rangle$. Ostatní atomy zůstanou v základním stavu $|g\rangle$.
3. **Čtení** – mrak atomů je osvětlen detekčním laserem vyladěným na přechod $|m\rangle - |f\rangle$. Atomy z hladiny $|m\rangle$ jsou opakovaně excitovány na hladinu $|f\rangle$ odkud se spontánně vracejí zářivým přechodem. Kolmo na směr detekčního laseru je zobrazovací optika a klasický detektor (CCD, obr. 9.11 vpravo). Fotony vyzářené z excitovaných atomů na frekvenci přechodu $|m\rangle - |f\rangle$ se akumulují na CCD, kde jsou zachyceny jako svítící body.



Obrázek 9.11: Vlevo – energetické hladiny atomu Cs, vpravo – schéma detektoru založeného na excitaci atomů (převzato a upraveno z [38]).

Výhodou tohoto detektoru je schopnost rozlišení až 50 signálních fotonů. Díky malému účinnému interakčnímu průřezu je pravděpodobnost, že signální foton trefí a excituje atom, zanedbatelná. Pokud je ale velká hustota atomů (10^9 cm^{-3}) a prodloužíme-li efektivní délku interakce 100 průchody vložením kvety s cesiem do rezonátoru, bude pravděpodobnost detekce již blízko 100 %. Typicky dosažitelné hodnoty jsou kolem 12 % [38].

Pokud každý z n signálních fotonů excituje nějaký atom do stavu $|m\rangle$, potom opakovaným čtením donutíme tyto atomy „svítit“ a na CCD uvidíme n světelných událostí. Nevýhodou tohoto detektoru je nutné chlazení až na 6 K, aby se zamezilo termálním excitacím ze stavu $|g\rangle$ do stavu $|m\rangle$ díky srážkám atomů. Pokud se atomy pohybují, jsou detekční události rozmazány. Tyto detektory nejsou vhodné pro kvantovou komunikaci z důvodu velkého počtu temných detekcí, řádově 50 kHz. Po roce 2010 nebyl zaznamenán žádný další vývoj této techniky. V tomto textu ji uvádíme jen jako zajímavé technické řešení.

9.4.9 Další možnosti

Další laboratorní prototypy detektorů jednotlivých fotonů jsou na bázi kvantových teček nebo defektů v krystalové struktuře. V druhém případě dochází k zachycení náboje, vzniklého po dopadu fotonu, na defektu v materiálu detektoru. Jako vhodné materiály se používají heterostruktury binárního dotovaného polovodiče v konfiguraci tzv. *flat-field tranzistoru*. Detekční událost je provázána změnou vodivosti materiálu. Naměřené kvantové účinnosti dosahují hodnot

68 % na vlnové délce 805 nm, opakovací frekvence 400 kHz a jsou schopné rozlišit počty až tří fotonů [39].

Detektory založené na kvantových tečkách (QD – *Quantum Dot*) zaznamenávají změnu tuneovací pravděpodobnosti po detekci fotonu. Detektor je tvořen rezonanční diodovou strukturou, jejíž vlastnosti se po absorpci změň. Kvantová účinnost se pohybuje kolem 12 % na vlnové délce 550 nm, $\Delta t = 150$ ns, tyto detektory vykazují zanedbatelné temné detekce ($D = 2$ mHz) [40].

Nevýhodou obou zmíněných detektorů je to, že vyžadují použití kryogenního chlazení až na 4 K. Tyto detektory by byly vynikající, pokud by se podařilo omezit jejich temný šum natolik, aby mohly pracovat i za pokojových teplot. Další nevýhodou je malá světlocitlivá plocha, světlo se musí do prostředí s velkým indexem lomu fokusovat, přičemž dochází k velkým ztrátám vlivem odrazu na rozhraní. Výhodou může být kompatibilita materiálů pro zdroje i detektory fotonů, oba mohou být umístěny na stejném polovodičovém čipu.

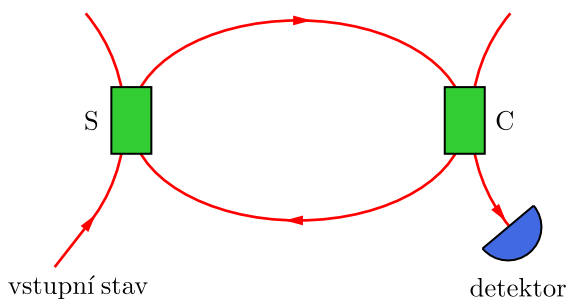
Další slibná oblast vývoje jednofotonových detektorů by mohla být uhlíková nanovlákná. Jedná se o mnohostěnné uhlíkové trubičky nanometrových rozměrů na dotovaném křemíkovém substrátu. Tyto konstrukce se za určitých podmínek chovají jako fotodiody s kvantovou účinností okolo 50 % [41].

9.5 Detektory s multiplexací

Princip multiplexace spočívá v rozdělení vstupního fotonového pulzu na mnoho binárních detektorů tak, aby na každý detektor dopadl maximálně jeden foton. Musíme mít tedy mnohem více detektorů než je předpokládaný počet fotonů v pulzu. Aby tato metoda měla nějaký přínos, musí se vyřešit dva problémy: redukovat počet binárních detektorů na rentabilní úroveň a nalézt způsob rozdělení fotonového pulzu.

9.5.1 Vlákňové zpožd'ovací smyčky

Vlákňové zpožd'ovací smyčky představují detekční sestavu z vlákňových prvků, která rozdělí měřený optický pulz na několik částí a ty nechá dopadnout na binární detektor se zpožděním větším než je mrtvá doba detektoru. Dochází tedy k multiplexaci v časové oblasti.

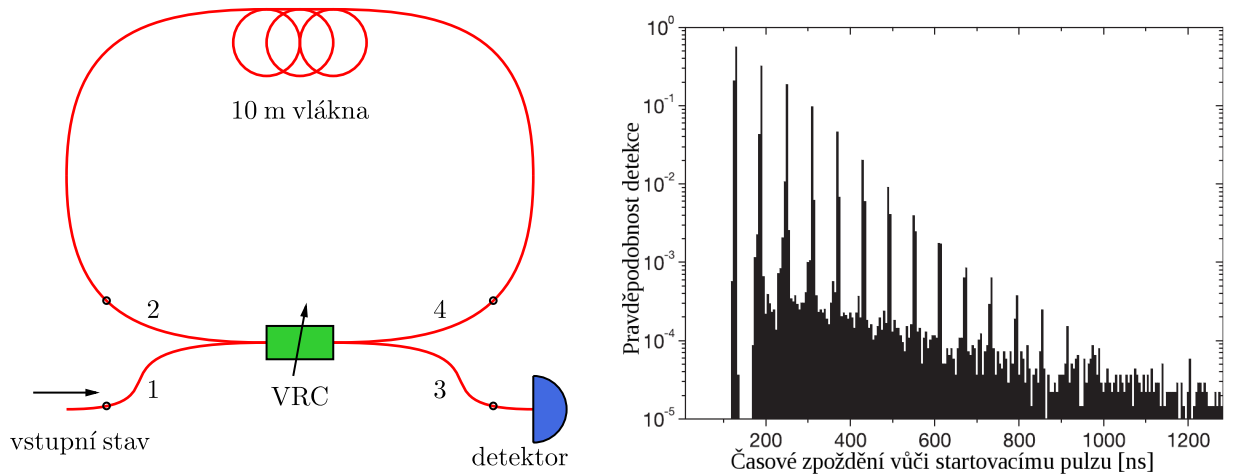


Obrázek 9.12: Schéma smyčkového detektoru, červenou čarou jsou zakreslena optická vlákna, S – optický přepínač, C – dělič optického svazku.

Na obr. 9.12 je koncepční schéma nejjednoduššího vlákňového uspořádání s jednou smyčkou. Vstupní pulz je pomocí rychlého optického přepínače S navázán do vlákňové smyčky. Ze smyčky se pulz po částech vyvažuje pomocí vlákňového děliče C s určitým fixním dělicím poměrem. Časově rozprostřený signál dopadá jen na jeden binární detektor (např. APD). Délka smyčky musí být taková, aby zavedené zpoždění mezi jednotlivými odštěpnutými částmi pulzu bylo větší než mrtvá doba detektoru.

Pro přesnou rekonstrukci počtu fotonů je nejjvýhodnější, aby jednotlivé části pulzu měly stejnou intenzitu a jejich počet byl co největší. Požadavek stejné velikosti pulzu nás nutí měnit dělicí poměr vlákňového děliče. Rozklad na velké množství pulzů navíc zmenšuje opakovací

frekvenci smyčkového detektoru. V praxi je potřeba volit dělicí poměr vláknového děliče C s ohledem na předpokládaný počet fotonů v pulzu a na opakovací frekvenci zdroje.



Obrázek 9.13: Vlevo schéma smyčkového detektoru, VRC – dělič s laditelným dělicím poměrem, vpravo histogram detekčních událostí z tohoto detektoru (převzato a upraveno z [42]).

Realizační problém schématu z obr. 9.12 je v optickém přepínači, který musí být dostatečně rychlý (cca 50 ns). Přepínač můžeme sloučit s děličem do jednoho prvku za cenu měnící se velikosti rozdělených pulzů. Ve zpozd'ovací smyčce s děličem s proměnným dělicím poměrem (VRC) projde část pulzu na detektor přímo a část jde do zpozd'ovacího vlákna (obr. 9.13 vlevo). Poté je každým oběhem zase část pulzu odštípnuta na detektor jako v předchozím případě. Pokud budeme předpokládat ideální sestavu, tj. ztráty ve vláknech a na děliči jsou nulové, intenzitní odrazivost VRC z ramena 1 do ramena 3 je \mathbf{R} , intenzitní propustnost z ramena 2 do ramena 3 je $1 - \mathbf{R}$ a kvantová účinnost detektoru η je jednotková, potom dostaneme hodnoty intenzitní propustnosti pro různá časová okna indexovaná celým číslem $k > 0$ takto:

$$\mathbf{T}_1 = \mathbf{R}, \quad \mathbf{T}_k = (1 - \mathbf{R})^2 \mathbf{R}^{k-2}, \quad \text{pro } k > 1. \quad (9.9)$$

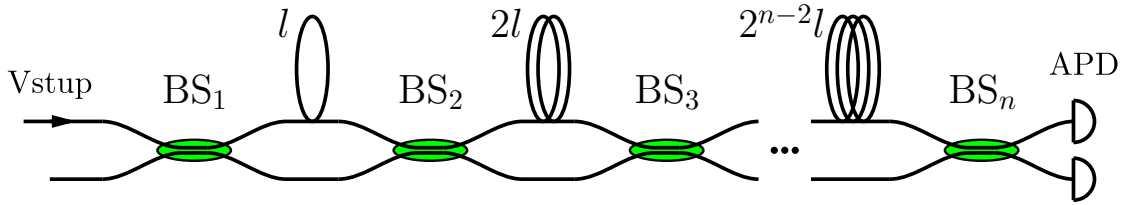
Pro nejlepší rekonstrukci fotonpulzní statistiky je ideální takové nastavení, které maximalizuje Shannonovu entropii $\sum_i \mathbf{T}_i \ln \mathbf{T}_i$. Shannonova entropie představuje množství informace, kterou lze získat o daném stavu. V ideálním případě je tato entropie maximální pro $\mathbf{R} = 1/2$, tedy vyvážený dělič. V reálném případě, kdy započítáme ztráty vláken i děliče a nejednotkovou účinnost detektoru $\eta < 1$, je potřeba provést výpočet numericky. Optimální fungování nám zajistí hodnota $\mathbf{R} < 1/2$.

Obrázek 9.13 vpravo ukazuje histogram odpovídající pravděpodobnosti detekce v daném čase. Z obrázku je patrná sestupná tendence výšek jednotlivých časových kanálů. Rekonstrukce fotonpulzní statistiky s tímto chováním musí počítat [42]. Jsme limitováni také počtem časových oken na 15, další pulzy jsou již na úrovni šumu. Navíc v prvním pulzu nesmí být takové množství fotonů, které by mohlo způsobit poškození detektoru. V případě APD tomu odpovídá limit na počet fotonů do 10.

9.5.2 Vyvážený vláknový multiplexer

Další konstrukce řeší problém s nevyváženou pravděpodobností jednotlivých kanálů. Tato konstrukce je znázorněna na obr. 9.14. Vstupní pulz je rozdělen na vyváženém děliči na poloviny do dvou výstupních módů. Dráha jednoho módu je prodloužena natolik, aby zavedené časové zpoždění bylo větší, než je mrtvá doba použitých detektorů. Následně jsou oba módy opět sloučeny na dalším vyváženém děliči, který má taktéž dva výstupy. Pulz je tedy rozdělen na dva

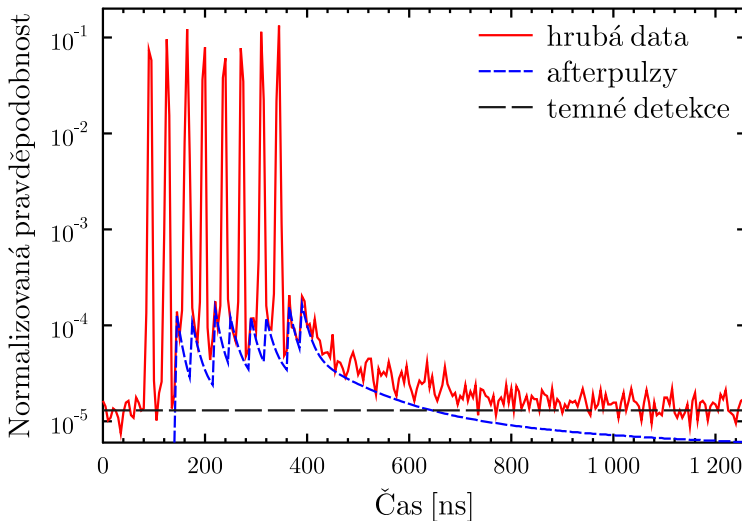
prostorové a dva časové módy. Za druhým děličem následují další, vždy je jedna dráha prodloužena o násobek l . Za n -tým děličem máme stále dva prostorové módy, ale v každém z nich je 2^{n-1} časových módů, dohromady tedy máme 2^n výstupních kanálů, které přivedeme na dva binární detektory. Pokud elektronický výstup z jednoho detektoru zpozdíme o polovinu mrtvé doby a sloučíme ho s výstupem druhého detektoru, potom můžeme zpracovat signál z obou detektorů pomocí jedné elektroniky nebo jednoho osciloskopu.



Obrázek 9.14: 2^n kanálový smyčkový detektor s n vyváženými děliči.

Ideálně mají všechny kanály stejnou pravděpodobnost, v praxi musíme vhodně volit děliče tak, abychom i po započtení různých ztrát a účinností detektorů byli tomuto stavu co nejbliže.

Reálné měření se třemi děliči je vykresleno v grafu na obr. 9.15. Na každém detektoru se objevují pulzy ve čtyřech časových oknech, signál z obou detektorů je vůči sobě posunut a sečten. Proto je na obrázku vidět osm časově oddělených píků (detekčních kanálů). Při rekonstrukci vstupního stavu lze případné rozdíly v účinnosti jednotlivých módů započítat. Počet kanálů musí být větší než počet fotonů, pro pulzy s více fotony je potřeba více děličů, tím ale opět klesá maximální použitelná opakovací frekvence vláknového multiplexeru jako celku.



Obrázek 9.15: Histogram detekčních událostí osmikanálového smyčkového detektoru se třemi vyváženými děliči.

9.5.3 Masivně multikanálový detektor

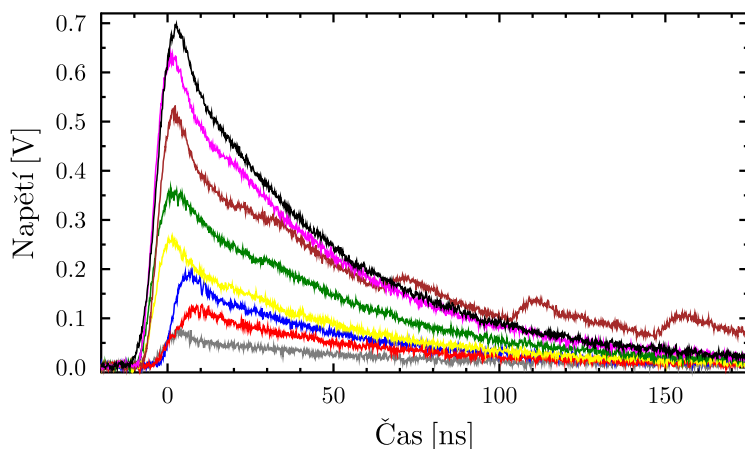
Pojmem masivně multikanálový detektor označujeme 2D matice binárních detektorů. Využívá se podobného principu jako v předchozí sekci, tj. optický svazek je prostorově rozmítnut na matici detektorů. Jelikož tyto detektory mají opět binární odezvu, je ideální, pokud na každý detektor dopadá maximálně jeden foton.

Zástupci tohoto typu detektorů jsou dnes již komerčně dostupní: matice lavinových fotodiód MPPC, CCD kamera s intenzifikátorem obrazu (iCCD) a CCD kamera s elektronovou multiplikací (EM-CCD). Poslední dva typy detektorů jsme podrobně popsali již v předchozí kapitole v sekcích 8.3 a 8.1. Proto se zde zaměříme pouze na MPPC.

9.5.4 Matice lavinových fotodiod

Detektor označovaný výrobcem Hamamatsu jako MPPC (*Multi-Pixel Photon Counter*) je vlastně maticí 10×10 křemíkových lavinových fotodiod se společnou elektronikou pro zpracování výstupního signálu. Rozměr jednoho pixelu je $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, celý čtvercový čip má tedy hranu délky jednoho milimetru. Největší kvantovou účinnost $\eta = 50\%$ dosahuje detektor na 440 nm , přičemž použitelný spektrální rozsah sahá od 320 nm do 900 nm . Existují i novější MPPC detektory, například optimalizované na blízkou infračervenou oblast s 1024 pixely a s maximální kvantovou účinností 33% .

Nyní uvedeme hodnoty, které jsme naměřili pro model C11208 se 100 pixely. Nevýhodou MPPC je velký počet temných detekcí (40 kHz) a nezanedbatelný počet přeslechů (detekce v jednom pixelu může spustit lavinu i ve vedlejším pixelu). Zatímco temné detekce lze omezit chlazením (termoelektrické na -10°C) a trigrováním, přeslechy se odstranit nedají. Výstupní signál z detektoru je přímo úměrný počtu pixelů, které byly zasaženy, viz různě barevné osciloskopické záznamy na obr. 9.16. Pro určení počtu fotonů v pulzu je potřeba ještě započítat statistiku dopadu více fotonů do jednoho pixelu.



Obrázek 9.16: Různými barvami je zakreslena velikost výstupního napětí pulzů z detektoru MPPC (Hamamatsu C11208), která je úměrná počtu zasažených pixelů a je tedy svázaná s počtem zaregistrovaných fotonů.

9.6 Porovnání jednofotonových detektorů

Je těžké říci o nějakém detektoru, že je nejlepší. Každý má své klady i zápory a je obvykle nejvhodnější pro aplikace, pro kterou byl původně vyvinut. Pokud chceme vybrat vhodný detektor pro jednofotonové intenzity, musíme nejdřív zvážit, zda potřebujeme znát počty fotonů v pulzu nebo nám stačí binární odezva. Dalším problémem může být kryogenní pracovní teplota některých detektorů, která není v podmínkách, kde se má detektor používat, vždy dosažitelná. A v neposlední řadě je limitující samozřejmě i pořizovací cena.

detektor	λ [nm]	η [%]	D [Hz]	Δt [ns]	NEE [eV $\sqrt{\text{Hz}}$]	$\log H$ [1]
APD VIS	400–1 060	70	25	0.35	0.62	7.9
APD IR	900–1 700	25	10 000	0.3	990	4.0
APD Up-C	1 550	9	13 000	0.4	120	4.2
PMT VIS	300–720	40	100	0.3	50	7.1
PMT IR	950–1 700	2	200 000	0.4	20 000	2.4
nanovlákná	1 550	57	10	0.065	5.0	8.9

Tabulka 9.1: Kvalitativní srovnání binárních fotodetektorů, popsanych v tomto textu.

Parametry detektorů se mění s každým novým experimentem, který přinese nové technologie. Typické hodnoty jsou uvedeny v následujících tabulkách, ale aktuální čísla si musí zájemce o koupi vždy dohledat v poslední dokumentaci výrobců. V tabulce 9.1 jsou shrnuty základní vlastnosti binárních detektorů zmíněných v tomto textu. Připomeňme značení: APD Up-C – lavinová fotodioda s upkonverzí, PMT – fotonásobič. Jsou uvedeny parametry včetně logaritmu hodnot energie odpovídající šumu $NEE = hc\sqrt{2D}/(\lambda\eta)$ a faktoru efektivity $H = \eta/(D\Delta t)$, které byly zavedeny v sekci 9.3.

Srovnání detektorů rozlišující počty fotonů je složitější, musíme započítat, kolik fotonů a s jakou kvantovou účinností je detektor schopen rozlišit. Parametry, včetně dopočteného logaritmu faktoru efektivity a ekvivalentního počtu kanálů $ENC = \eta N(1 - D\Delta t)$, jsou shrnuty v tab. 9.2.

detektor	λ [nm]	η [%]	n [1]	D [Hz]	Δt [ns]	$\log H$ [1]	$\log ENC$ [1]
PMT Burle 8850	270–580	23	5	100	0.3	7.6	0.06
HPD	350–700	46	6	1 k	0.035	7.9	0.44
VLPC	400–1 000	88	5	20 k	0.25	5.9	0.64
TES	200–1 800	95	8	3	100	7.4	0.88
QD	805	66	3	0.002	150	9.8	0.31
smyčkový det.	400–1 060	48	14	100	5	7.1	0.83
MPPC VIS	320–900	65	100	40 k	0.3	5.6	1.81
MPPC IR	1 064	33	1 024	160 k	0.133	7.2	2.53
EM-CCD	200–1 050	97	1 M	35 k	20 k	1.5	5.48
iCCD VIS	280–760	23	262 k	21 k	5	8.8	4.78
iCCD NIR	400–850	7	65 k	5 k	5	8.2	3.66

Tabulka 9.2: Kvalitativní srovnání fotodetektorů s rozlišením v počtu fotonů, n označuje počet rozlišených fotonů (kanálů).

Literatura

- [1] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley, Hoboken, New Jersey (2007).
- [2] George Rieke, *Detection of Light, From the Ultraviolet to the Submillimeter*, second edition, Cambridge University Press (2003).
- [3] Hamamatsu, *Photomultiplier Tubes, Basics and Applications*, edition 3a, Hamamatsu Photonics K. K. (2007).
- [4] E. Mechlová, K. Košťál a kol., *Výkladový slovník fyziky pro základní vysokoškolský kurz*, Prometheus (1999).
- [5] zdroj NASA, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Atmospheric_electromagnetic_opacity.svg (listopad 2019).
- [6] zdroj NIST, <https://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html> (listopad 2019).
- [7] J. Soubusta: *Fyzika pevných látek*, Vydavatelství UP v Olomouci (2012).
- [8] M. Razeghi, *Fundamentals of Solid State Engineering*, Springer (2009).
- [9] B. S. Henderson, *Study of Negative Electron Affinity GaAs Photocathodes*, [https://www.classe.cornell.edu/rsrc/Home/StudentOpportunities/ReuProjects2009/Soubor: Henderson_Final_Report.pdf](https://www.classe.cornell.edu/rsrc/Home/StudentOpportunities/ReuProjects2009/Soubor:Henderson_Final_Report.pdf) (srpen 2009).
- [10] zdroj Wikipedie, https://cs.wikipedia.org/wiki/Lidské_oko (listopad 2019).
- [11] autor Koenb, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Spectrale_gevoeligheidkegeltjes.png (listopad 2019).
- [12] autor Louis Daguerre, https://cs.wikipedia.org/wiki/Louis_Daguerre#/media/Soubor:Boulevard_du_Temple_by_Daguerre.jpg (listopad 2019).
- [13] zdroj IRLabs, <http://www.infraredlaboratories.com/Bolometers.shtml> (prosinec 2016).
- [14] Martin Plöschner, *Teorie homodynní detekce*, diplomová práce, PřF Masarykova univerzita v Brně (2008).
- [15] M. O. Scully, M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press (1997).
- [16] L. Mandel, E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics*, Cambridge University Press (1995).
- [17] M. Jedlička, *Fotonásobiče (1)*, Světlo – časopis pro světlo a osvětlování **6**, 51 (2009).

- [18] M. Jedlička, *Fotonásobiče (2)*, Světlo – časopis pro světlo a osvětlování **1**, 50 (2010).
- [19] zdroj Sony: *Sony Develops Noise Reduction Technologies to Enhance Image Quality of CMOS Image Sensors*,
https://www.sony.net/SonyInfo/News/Press_Archive/200002/00-007/ (únor 2000).
- [20] N. Waltham, CCD and CMOS sensors, <http://www.issibern.ch/forads/sr-009-23.pdf>
- [21] zdroj Andor: <https://andor.oxinst.com/learning/view/article/ccd-sensitivity-and-noise/>
(listopad 2019).
- [22] zdroj <https://www.gxccd.com/art?id=303&lang=405> (listopad 2019).
- [23] zdroj Andor: <https://andor.oxinst.com/>
- [24] zdroj Ocean Optics, <https://oceanoptics.com/>
- [25] zdroj Princeton Instruments, <https://www.princetoninstruments.com/>
- [26] zdroj Andor:
<https://andor.oxinst.com/learning/view/article/ccd,-emccd-and-iccd-comparisons/>
(listopad 2019).
- [27] M. A. Nielsen and I.L. Chuang, *Quantum computation and quantum information*, Cambridge University Press (2000).
- [28] C. Bennett and G. Brassard, in IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing (1984).
- [29] W. J. Witteman, *Detection and Signal Processing*, Springer (2006).
- [30] P. Seitz, A. J. P. Theuwissen, *Single-Photon Imaging*, Springer (2011).
- [31] Robert H. Hadfield, *Nat. Photonics* **3**, 696 (2009).
- [32] E. Pomarico, B. Sanguinetti, R. Thew, and H. Zbinden, *Opt. Express* **18**, 10750 (2010).
- [33] A. Sambrowski, C. E. Vollmer, C. Baune, J. Fiurášek, and R. Schnabel, *Opt. Lett.* **39**, 2979–2981 (2014).
- [34] G. Zambra *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 2762 (2004).
- [35] J. Kim *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2852 (1997); J. Kim *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 902 (1999); S. Takeuchi *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1063 (1999).
- [36] A. J. Miller *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 791 (2003).
- [37] G. N. Gol'tsman *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 705 (2001); F. Marsili *et al.*, *New J. Phys.* **11**, 045022 (2009).
- [38] A. Imamoglu, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 163602 (2002); D. F. V. James, P. G. Kwiat, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 183601 (2002).
- [39] M. A. Rowe *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 253505 (2006); B. E. Kardynal *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 181114 (2007).
- [40] J. C. Blakesley *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 067401 (2005).
- [41] M. Ambrosio *et al.*, *Nuc. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **617**, 378-380 (2010).
- [42] O. Haderka, M. Hamar, J. Peřina Jr., *Eur. Phys. J. D* **28**, 149-154 (2004).

Seznam použitých symbolů

V následujícím seznamu je uvedeno značení veličin a zkratky pojmů, které se v textu častěji používají. Velikost fyzikálních konstant je uvedena s takovým počtem platných cifer, že chyba je menší než polovina poslední cifry. Většina uvedených fyzikálních konstant je dnes definována přesně, a tato přesná hodnota slouží k zafixování vzájemného poměru fyzikálních veličin. Zdrojem konstant je seznam z webové stránky NIST (*National Institute of Standards and Technology*) [6], což je instituce, která má zajišťovat dostupnost aktuálních informací o všech fyzikálních konstantách. Na těchto stránkách je zaznamenán i historický vývoj v této oblasti.

Symbols v latince

značka	jednotky	popis
\mathcal{A}	V/m	komplexní amplituda elektrického pole
a	m/s ²	zrychlení
B	Hz	frekvenční šířka pásma (hertz)
\mathcal{B}	T	intenzita magnetického pole (tesla)
BER		chybovost na bit informace
C	F	elektrická kapacita (farad)
C_T	J/K	tepelná kapacita
c	m/s	rychlost světla ve vakuu, $c = 299\,792\,458$ m/s (přesně)
D	Hz	frekvence temných detekcí detektoru
$D_{e,h}$	cm ² /s	koeficient difuze elektronů a děr
d	m	vzdálenost, tloušťka (metr)
E	J, eV	energie, 1 eV je energie v joulech dělená elementárním nábojem
E	V/m	intenzita elektrického pole
E_c	J, eV	energie hrany vodivostního pásu polovodiče
E_F	J, eV	Fermiho hladina
E_g	J, eV	šířka zakázaného pásu polovodiče
E_k	J, eV	kinetická energie
E_p	s ⁻¹ m ⁻²	fotonová ozáření
E_r	W/m ²	ozáření
E_v	J, eV	energie hrany valenčního pásu polovodiče
E_v	lx	osvětlení (lux)
ENC		faktor ekvivalentního počtu kanálů
\mathcal{E}	V/m	amplituda elektrického pole
e	C	elementární náboj (coulomb), $e = 1.602\,176\,634 \times 10^{-19}$ C (přesně)
f	Hz	frekvence
F		faktor zvýšení šumu ziskového procesu
f_L	Hz	Larmorova cyklotronová frekvence
f_{\max}	Hz	mezní frekvence detektoru
G		zisk
G_T	W/K	tepelná vodivost

H		parametr kvality jednofotonového detektoru
H_p	m^{-2}	fotonová dávka ozáření
H_r	J/m^2	dávka ozáření
H_v	lx s	osvit
h	J s	Planckova konstanta, $h = 6.626\,075\,15 \times 10^{-34}$ J s (přesně)
\hbar	J s	redukovaná Planckova konstanta, $\hbar = h/(2\pi)$
I	A	elektrický proud (ampér)
I_d	A	temný proud
I_f	A	fotoproud
I_k	A	katodový proud fotonásobiče
I_p	$s^{-1}sr^{-1}$	fotonová zářivost
I_r	W/sr	zářivost
I_s	A	saturovaný proud p-n přechodem pod závěrným napětím
I_v	cd	svítivost (candela)
\mathcal{I}	W/m^2	intenzita elektromagnetického pole
j	A/m^2	proudová hustota
\mathcal{K}		ionizační poměr
k	1/m	vlnový vektor
k_B	J/K	Boltzmannova konstanta, $k_B = 1.380\,649 \times 10^{-23}$ J/K (přesně)
$L_{e,h}$	cm	difuzní délka elektronů a děr
L_p	$s^{-1}sr^{-1}m^{-2}$	fotonová zář
L_r	$W/(sr m^2)$	zář
L_v	nt	jas (nit)
M_p	$s^{-1}m^{-2}$	fotonové vyzařování
M_r	W/m^2	intenzita vyzařování
M_v	lm/m^2	světlení
m		počet fotoelektronů
m_0	kg	klidová hmotnost volného elektronu (kilogram), $m_0 = 0.910\,938\,370 \times 10^{-30}$ kg
$m_{e,h}$	kg	efektivní hmotnost elektronů a děr
$N_{a,d}$	cm^{-3}	koncentrace dopantů – akceptorů nebo donorů
n		počet fotonů
n_e	cm^{-3}	koncentrace elektronů
n_{opt}		index lomu
NEP	W/\sqrt{Hz}	výkon odpovídající šumu
NEE	$J\sqrt{Hz}$	energie odpovídající šumu
P_I	W	elektrický výkon (watt)
p		pravděpodobnost
Q_r	J	zářivá energie (joule)
Q_v	lm s	světelné množství
q	C	náboj
q_w	C	kapacita pixelu
R	Ω	elektrický odpor (ohm)
R		intenzitní odrazivost
\mathcal{R}	A/W, V/W	citlivost
\mathcal{R}_E	V/W	elektrická citlivost bolometru
R_g		rychlost generace
r	m	poloměr
S	m^2	plocha
S_p	cm^2	plocha pixelu
SNR		poměr signálu k šumu
SNR ₀		citlivost přijímače

T	K	teplota (kelvin)
\mathbf{T}		intenzitní propustnost
t	s	čas (sekunda)
Δt	s	jitter – časová nejistota vzniku pulzu
t_1	s	čas proudové odezvy polovodiče na dopad jednoho fotonu
t_r	s	rychlost odezvy, rozlišovací doba detektoru
TTS	s	rozšíření doby průchodu
U	V	napětí (volt)
U_b	V	předpětí, závěrné napětí
U_o	V	kontaktní napětí, difuzní potenciál p-n přechodu
v	m/rs	rychlost
W	J, eV	výstupní práce
w_r	J/m ³	hustota zářivé energie

Symbols v řecké abecedě

značka	jednotky	popis
α	1/cm	koeficient absorpce
α		sběrná účinnost z fotokatody na první anodu
$\alpha(T)$	1/K	teplotní koeficient odporu
α_S	V/K	Seebeckův koeficient
$\alpha_{e,h}$	1/cm	koeficient ionizace elektronů a děr
γ		kontrast fotografické emulze
δ		poměr sekundární emise dynody fotonásobiče
δ_0		sběrná účinnost na první dynodě fotonásobiče
ε_0	F/m	permitivita vakua, $\varepsilon_0 = 8.854\,187\,81 \times 10^{-12}$ F/m
ε_r		relativní permitivita (dielektrická konstanta)
ζ	°	zorný úhel (stupeň)
η		kvantová účinnost
θ	°	úhel, fáze
ι		pravděpodobnost rekombinace
λ	m	vlnová délka
λ_g	m	vlnová délka odpovídající šířce zakázaného pásu polovodiče
λ_m	m	mezní vlnová délka odpovídající hraně absorpce polovodiče
μ		zisk dynod fotonásobiče
$\mu_{e,h}$	m ² /(Vs)	pohyblivost elektronu a díry
ν	Hz	frekvence elektromagnetického záření
ξ		vnitřní účinnost absorpce materiálu
π		Ludolfovo číslo, $\pi = 3.141\,592\,653\,6$
ρ	m	poloměr vstupní apertury detektoru
σ	(Ωm) ⁻¹	elektrická měrná vodivost
σ^2		variance veličiny, σ značí střední kvadratickou odchylku
		σ_d^2 variance temného (termálního) šumu
		σ_r^2 variance šumového proudu
		σ_{ro}^2 variance odečítacího šumu
		σ_{cic}^2 variance šumu indukovaného přenosem náboje
σ_i		fotoionizační průřez
σ_q		parametr šumu obvodu
σ_{SB}	W/(m ² K ⁴)	Stefanova-Boltzmannova konstanta, $\sigma_{SB} = 5.670\,374\,419 \times 10^{-8}$ W/(m ² K ⁴)

τ	s	střední rekombinační doba, doba života volných nosičů náboje
τ_{col}	s	střední doba mezi srážkami
τ_{d}	s	mrtvá doba detektoru
$\tau_{\text{e,h}}$	s	střední doba transportu elektronů a děr
Φ_{p}	1/s	fotonový tok
Φ_{r}	W	zářivý tok
Φ_{vyz}	W	celkový zářivý tok vyzařovaný zdrojem do celého prostoru
Φ_{v}	lm	světelný tok (lumen)
φ		fáze elektromagnetické vlny
χ	J, eV	elektronová afinita
Ω	sr	prostorový úhel (steradián)
ω	s^{-1}	úhlová frekvence elektromagnetického záření

Mgr. Antonín Černocho, Ph.D.

doc. Jan Soubusta, Ph.D.

Detekce světla

Výkonná redaktorka Mgr. Miriam Delongová

Odpovědná redaktorka Mgr. Lucie Loutocká

Technická redakce autoři

Návrh obálky autoři

Tato publikace neprošla ve vydavatelství redakční jazykovou ani typografickou úpravou

Vydala Univerzita Palackého v Olomouci

Křížkovského 8, 771 47 Olomouc

www.vydavatelstvi.upol.cz

www.e-shop.upol.cz

vup@upol.cz

Vytiskl ExpressPrint

Botanická 606/24, 602 00 Brno

www.expressprint.cz

1. vydání

Olomouc 2020

Ediční řada – Skripta

ISBN 978-80-244-5706-2

Neprodejná publikace