

Úloha č. 7 - Experimentální demonstrace kvantových vlastností světla

1 Teoretický úvod

Demonstrace kvantové povahy světla je založena na detekci jednotlivých fotonů při interakci svazku světla s polopropustným zrcadlem (tzv. děličem svazku). Fotony jsou detekovány za děličem svazku světla při současném sledování časové koincidence příchodu fotonů do detektorů. Metoda detekce jednotlivých fotonů ukazuje diskrétní - kvantový charakter světla. Průchod fotonů děličem svazku kombinovaný s detekcí jednotlivých fotonů a časovou koincidencí indikuje nedělitelnost jednotlivých fotonů - kvant světla.

V daném experimentálním uspořádání světlo vychází ze zdroje světla a je kolimováno do svazku, který prochází děličem svazku (obr. 1). Použitý dělič svazku je založen na polopropustném zrcadle, které, klasicky intenzitně uvažováno, polovinu záření v příchozím (P) svazku propustí (P_1) a polovinu záření (P_2) odrazí ve směru kolmém na příchozí svazek. Tok světla ve svazcích vzniklých dělením primárního svazku je měřen detektory D, D_1 a D_2 . Tok světla (P) je definován jako tok světelné energie danou plochou (detektoru) za jednotku času.

V **klasickém pojetí** je tok světla uvažován jako tok elektromagnetického záření a popisován spojitou veličinou definovanou, jako tok energie elektromagnetického záření danou plochou. Tok energie je definován množstvím energie prošlým danou plochou za sekundu. Tok světla lze měřit s použitím např. polovodičového detektoru. Elektrický proud I vzniklý v detektoru je přímo úměrný toku energie světelného záření absorbovaného v detektoru při procesu zvaném vnitřní fotoelektrický jev. Měřený proud lze z praktického hlediska považovat za analogový signál, protože diskrétní příspěvky od jednotlivých elektronů ze kterých se proud skládá jsou pod rozlišovací úrovní měřících obvodů. V případě ideálního svazku, ideálního děliče svazku a ideálních detektorů by proud vzniklý měřením primárního světelného svazku (I) byl roven součtu proudů vzniklých měřením světelných svazků za děličem světla (I_1 a I_2).

$$I = I_1 + I_2. \quad (1)$$

Odpovídající toky energií jsou

$$P = P_1 + P_2. \quad (2)$$

Toky energií lze zjistit za předpokladu znalosti převodní konstanty k pro daný detektor, pro kterou platí

$$P = kI = k(I_1 + I_2). \quad (3)$$

V **kvantovém pojetí** je tok světla tokem fotonů. Každý foton nese kvantum energie $h\omega$ (h je Planckova konstanta a ω je frekvence odpovídajícího monochromatického záření). Nechť počet fotonů primárního svazku prošlých danou plochou za jednotku času je N a odpovídající počty fotonů svazků za děličem jsou N_1 a N_2 . Tok světelné energie danou plochou je dán součtem prošlých kvant energie danou plochou za jednotku času. Primární svazek je tak v případě monochromatického záření, které pro jednoduchost uvažujeme, charakterizován tokem energie P . Svazky za děličem pak toky P_1 a P_2 .

Platí

$$P = Nh\nu = (N_1 + N_2)h\nu. \quad (4)$$

Režim čítání jednotlivých fotonů se stal běžným s rozvojem fotonásobičů a lavinových detektorů. Tyto detektory umožňují zaznamenat interakci jednotlivých fotonů s aktivním prostředím detektoru. Každý interagující foton dává vzniknout jednoznačně detekovatelnému proudovému impulsu na výstupu detektoru. Předpokládáme-li, že počet interagujících fotonů je přímo úměrný počtu fotonů dopadajících na detektor (kvantová účinnost detektoru), můžeme s vypočitatelnou přesností měřit počet fotonů dopadlých na detektor za dobu měření.

Teorie detekce záření pomocí fotonásobičů v závislosti na statických vlastnostech světla je popsána v [1]. Zapakujte si kapitoly 6.1 Fotopulsní statistika a 6.2 Intenzitní interferometrie (str. 73-77). Na základě těchto kapitol si ujasněte jak vypadá fotopulsní statistika a signál detekovaný Michelsonovým interferometrem pro různé zdroje záření. Fotopulsní statistika popsána v [1] platí pro časy měření limitující k nule. Jedná se o ideální případ, který nelze v současné době aparaturou umístěnou v optickém praktiku detekovat. Uveďme proto alternativní odvození fotopulsní statistiky, které postihne i případ dlouhých měřících časů.

Fotopulzní statistika tepelného zdroje záření

Fotodetektor slouží k měření počtu fotonů, které na něho dopadnou v určitém časovém intervalu T . Zdroj záření v termodynamické rovnováze emituje záření, které není konstantní v čase ale je charakterizováno fluktuacemi. Opakovaný experiment v při stejné době detekce záření tedy nebude dávat stejné výsledky měření, ale detekovaný signál nám dá informaci statistických vlastnostech zdroje záření. Jednoduché odvození očekávané fotopulzní statistiky lze nalézt např. v [3, 4].

Energie elektromagnetického záření o frekvenci ω je dána vztahem

$$E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega, \quad (5)$$

kde n je počet fotonů a \hbar redukovaná Planckova konstanta. Ve stavu termodynamické rovnováhy při teplotě Θ je pravděpodobnost nalezení excitovaného módu o energii E_n dána Boltzmannovým rozdělením:

$$P(n) = \frac{e^{-E_n/k_B\Theta}}{\sum_n e^{-E_n/k_B\Theta}}. \quad (6)$$

Energie nultého módu $\hbar\omega/2$ z 5 se v 6 vyruší. Dosazením 5 do 6 obdržíme průměrný počet fotonů $\langle n \rangle$

$$\langle n \rangle = \sum_n nP(n) = \frac{\sum_n n(e^{-\hbar\omega/k_B\Theta})^n}{\sum_n (e^{-\hbar\omega/k_B\Theta})^n} = \frac{1}{e^{\hbar\omega/k_B\Theta} - 1}. \quad (7)$$

Rovnice 7 udává průměrný počet fotonů v dutině v termodynamické rovnováze. Pokud vynásobíme 7 energií fotonu a hustotou módů v dutině, obdržíme Planckův vztah pro vyzařování černého tělesa [3, 4]. Z rovnic 6 a 7 můžeme vyjádřit pravděpodobnost $P(n)$ pomocí průměrného počtu fotonů $\langle n \rangle$

$$P(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{(1 + \langle n \rangle)^{1+n}}. \quad (8)$$

Provedeme-li tedy opakované měření počtu fotonů, můžeme určit pravděpodobnost $P(n)$ z průměrné hodnoty počtu fotonů.

V praxi měříme počet fotonů v určitém časovém intervalu T . Při opakovaném měření provádíme měření v tomto intervalu s tím, že měření začíná v různých časech t a předpokládáme, že zdroj záření je stacionární. Měřené fluktuace se v experimentu projeví jako fluktuace výkonu světelného zdroje.

Doposud jsme diskutovali případ jednoho módu elektromagnetického pole. Tento předpoklad vyžaduje zdroj záření, který lze považovat v průběhu měření za monochromatický, protože koherenční doba je nepřímo úměrná šířce spektra zdroje. Tedy, že interval T je mnohem menší než koherenční doba zdroje T_c

$$T \ll T_c. \quad (9)$$

Multimódový He-Ne laser má typickou koherenční délku 20 cm ($T_c = 6.5 \times 10^{-10}$ s). Jednomódové He-Ne Lasery a pevnolátkové lasery mají koherenční délku typicky 100 m ($T_c = 3.3 \times 10^{-7}$ s) a vláknové lasery mohou dosáhnout koherenční délky až 100 km ($T_c = 3.3 \times 10^{-4}$ s)[5]. Při použití jednomódového laseru musí být tedy doba měření řádu desítek ns! Tepelné zdroje záření jsou nekoherentní a dosahují koherenční délky 10 – 100 nm ($T_c = 3 \times 10^{-16}$ s). Bez úprav tepelného zdroje a zvýšení jeho koherenční doby není tedy možné měření vůbec realizovat [6].

Pokud do 8 explicitně dosadíme čas, pak pravděpodobnost detekce n fotonů v intervalu T bude pro jednomódové pole termálního zdroje dána vztahem

$$P_n(T) = \frac{\langle n \rangle_T^n}{(1 + \langle n \rangle_T)^{1+n}} (T \ll T_c). \quad (10)$$

Na problém můžeme nahlížet také jinak. Intenzita zdroje záření fluktuuje náhodně v čase, který je srovnatelný s T_c a pole je při měření vzorkováno v intervalu T , který je menší než doba trvání fluktuací. V průběhu intervalu T můžeme tedy výkon záření považovat za konstantní, ale fluktuace se projeví při opakovaném měření. Fotony detekované v intervalu T budou tedy korelovány a nebudou tedy statisticky nezávislé. Pokud tedy foton detekujeme v intervalu Δt uvnitř intervalu T je pravděpodobné, že další fotony budou detekovány v intervalech Δt v okolích intervalech v rámci T .

V případě absence fluktuací by detekce fotonů měla být nekorelovaná. Tedy pokud detekujeme foton v intervalu Δt neměla by být ovlivněna pravděpodobnost detekce fotonu ve vedlejším intervalu Δt .

Pravděpodobnost detekce fotonu v intervalu Δt je úměrná pouze Δt a nezávislá na detekci fotonů v jiných intervalech Δt . V tomto případě je pravděpodobnost detekce n fotonů v intervalu T dána Poissonovým rozdělením

$$P_n(T) = \frac{\langle n \rangle_T^n}{n!} e^{-\langle n \rangle_T}. \quad (11)$$

U tepelného zdroje záření dochází při čase delších než T_c ke ztrátě korelací čítání fotonů. Ke ztrátě korelací dochází, protože v čase T dochází mnoha fluktuacím. Neměříme proto přímo fluktuace, ale průměr přes mnoho fluktuací. Čím delší je interval T , tím více se měřená hodnota blíží střední hodnotě. V důsledku toho se měřená statistika blíží nekorelovanému Poissonovu rozdělení 11.

Dále můžeme na tento problém pohlížet přes monochromaticnost zdroje záření. Pro čas $T \gg T_c$ nemůžeme zdroj záření považovat za monochromatický a pro popis pole potřebujeme tedy mnoho módů. Fotony v jednom módu jsou korelovány Bose-Einsteinovou distribucí 8, ale fotony z různých módů jsou nekorelovány. Pokud tedy čítáme fotony v dlouhém časovém intervalu detekujeme fotony z různých módů a korelace jsou ztraceny.

2 Uspořádání experimentu

Experiment je sestaven z bloků popsaných níže. Z důvodu extrémní citlivosti detektorů na světlo je experiment sestaven na desce, která je uzavřena ve světlotěsné přístrojové krabici. Blokové schéma experimentálního uspořádání jsou na Obr. 1. Jednotlivé bloky důležité pro pochopení studovaných dějů a klíčových funkcí zařízení jsou:

1. Zdroj světla
2. Polopropustné zrcadlo - dělič svazku
3. 2x detekční jednotka s fotonásobičem
4. 2x zesilovač
5. 2x okénkový komparátor s nastavitelnou dolní a horní komparační úrovní
6. 2x čítač s nulováním pro okénkové komparátory
7. 1x koincidenční obvod
8. 1x čítač pro koincidenční obvod.

Elektronické schéma vyhodnocovacího obvodu je uvedeno na obr. 2. Toto schéma nemusíte v domácí přípravě studovat.

3 Zadání úlohy

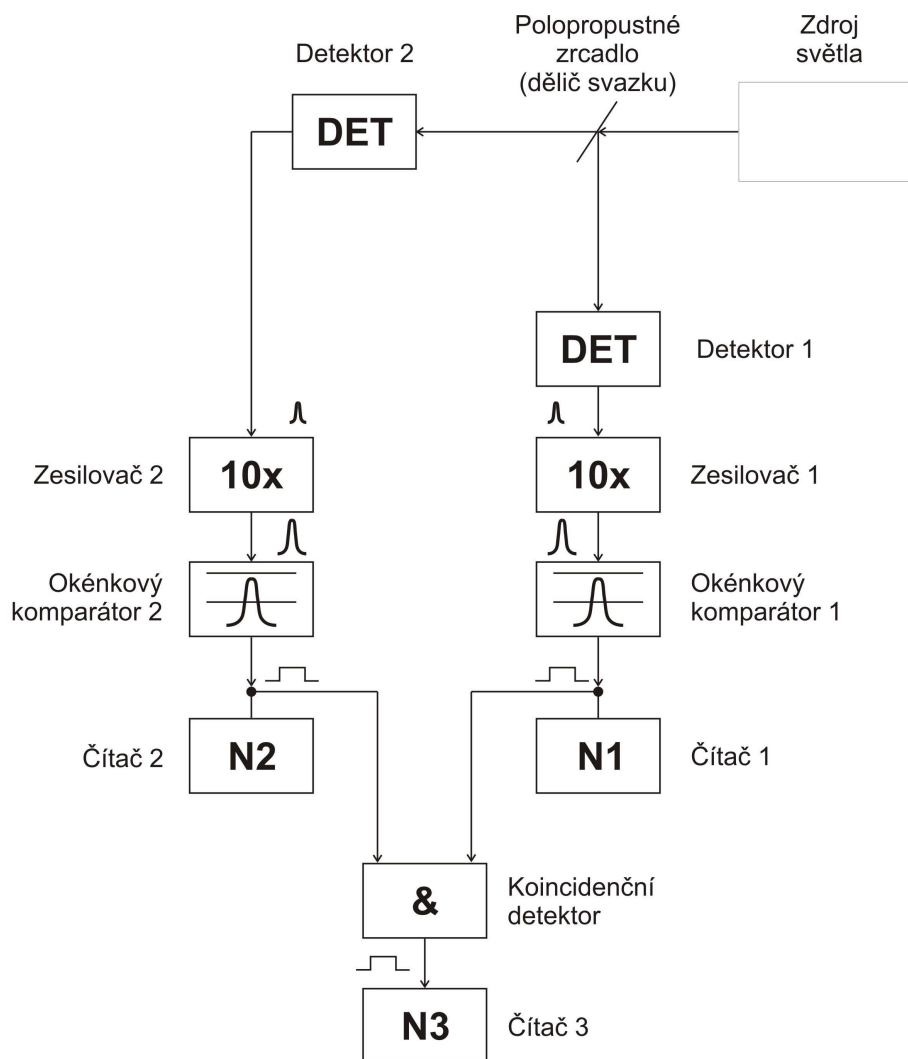
Cíle úlohy

Cílem úlohy:

1. pozorování kvantového charakteru světla a nedělitelnosti fotonu - kvanta elektromagnetického záření.
2. změření statistického rozložení počtu detekovaných fotonů pro daný časový interval a srovnání naměřeného rozložení s Poissonovým rozdělením.

Postup při měření

1. Seznamte se s experimentální aparaturou (blokové schéma, ovládací prvky a konektory).
2. Nastavte napájecí napětí fotonásobiče na maximum.
3. Zajistěte, že zdroj světla je vypnut.
4. Prohlédněte si osciloskopem tvar, velikost a četnost impulsů za fotonásobičem a zesilovačem při nulové intenzitě světla dopadajícího na fotonásobič (šum fotonásobiče při vypnutém zdroji světla).



Obrázek 1: Blokové schéma experimentu.

5. Zapněte zdroj světla.
6. Prohlédněte si osciloskopem tvar, velikost a četnost impulsů za fotonásobičem, zesilovačem a okénkovým komparátorem v každé ze dvou větví aparatury za děličem svazku.
7. Proveďte měření detekce fotonů současně v obou větvích za děličem záření a na koincidenčním detektoru. Na základě měření potvrďte, že fotony jsou nedělitelné.
8. Pro další část měření si zvolte jednu větev a další měření provádějte jen na ní.
9. Nastavte horní komparační úroveň na maximum.
10. Pomocí osciloskopu nastavte dolní komparační úroveň dostatečně vysoko nad nízkourovňový šum fotonásobiče (selektce impulsů vhodných pro čítání fotonů).
11. Pozorujte osciloskopem impulsy za zesilovačem a závislost jejich tvaru, délky a četnosti na intenzitě světla ze zdroje.
12. Intenzitu světla ze zdroje nastavte na maximum.
13. Měřte čítačem pokusně počet detekovaných fotonů za zkusmo zvolený časový interval (jednotky až desítky sekund).
14. Najděte časový interval měření takový, aby střední hodnota počtu detekovaných fotonů ležela v intervalu $\langle 20,30 \rangle$.

15. Pomocí čítače změřte více, než 60x počet detekovaných fotonů za daný interval.
16. Vyneste výsledky měření do grafu (histogramu), kde na ose x bude počet naměřených fotonů (událostí) a na ose y bude počet výskytu dané hodnoty v souboru naměřených dat (četnost výskytu).
17. Zjistěte x odpovídající y_{\max} .
18. Vyneste do grafu Poissonovo rozdělení se stejným y_{\max} .

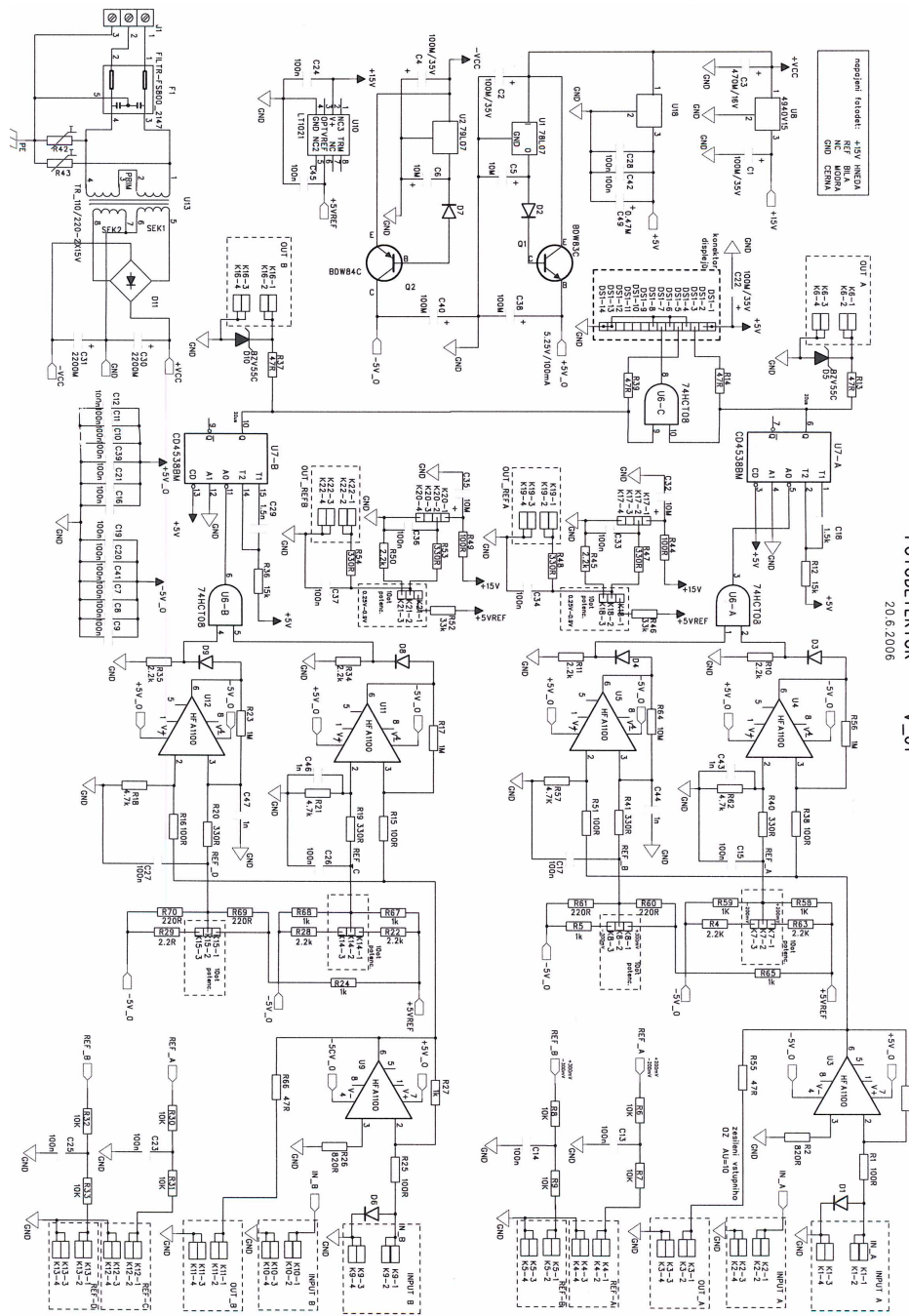
Požadované výsledky

1. Zformulujte důvody pro tvrzení, že světlo má kvantový charakter.
2. Vyneste naměřenou fotopulsní statistiku do grafu. Proložte data Poissonovým rozdělením.

Reference

- [1] Miroslava Vrbová, Kvantová teorie koherence. ČVUT. Praha 1997. online: http://optics.fjfi.cvut.cz/files/pdf/PPOP_07_Vrbova.pdf
- [2] M. L. Martínez Ricci, J. Mazzaferri, A. V. Bragas and O. E. Martínez *Photon counting statistics using a digital oscilloscope* online: <http://arxiv.org/pdf/physics/0611062>
- [3] Richard Phillips Feynman, Robert B Leighton, and Matthew Sands, *Feynman Lectures on Physics . Quantum mechanics*. (Addison-Wesley Publishing Company, Massachusetts, 1965), Vol. 3, Chap. 4.
- [4] Rodney Loudon, *The quantum theory of light*, 3rd ed. (Oxford U.P., New York, 2000), p.117.
- [5] Wikipedia, the free encyclopedia: *Coherence length*. http://en.wikipedia.org/wiki/Coherence_length
- [6] Jean-Jacques Greffet, Rémi Carminati, Karl Joulain, Jean-Philippe Mulet, Stéphane Mainguy, Yong Chen. Coherent emission of light by thermal sources. *Nature* 416, 61-64 (7 March 2002)

A Elektronické schéma komparačního obvodu



ot_V01.sch-1 - Wed Jun 21 08:11:02 2006

FOTODETEKTOR V_01
20.6.2006

Obrázek 2: Elektronické schéma