

Třetí přednáška na téma axiom jednoty

Co popisují Maxwellovy rovnice?

Ph.M. Kanarev

E-mail: kanphil@mail.ru

<http://Kanarev.innoplaza.net>

1. Úvod

Maxwellovy rovnice jsou považovány za základ elektrodynamiky. Byly jím postulovány v roce 1865. Analýza elektromagnetických procesů a emisí je hlavním polem jejich aplikace [1], [2], [3], [4]. Napišme je v diferenciální formě

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{J}, \quad (45)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (46)$$

$$\operatorname{div} \bar{D} = \bar{r}, \quad (47)$$

$$\operatorname{div} \bar{B} = 0. \quad (48)$$

Zde:

$\bar{E} = \bar{E}(\bar{r}, t)$ je intenzita elektrického pole;

$\bar{H} = \bar{H}(\bar{r}, t)$ je intenzita magnetického pole;

$\bar{D} = \bar{D}(\bar{r}, t)$ je elektrostatická indukce;

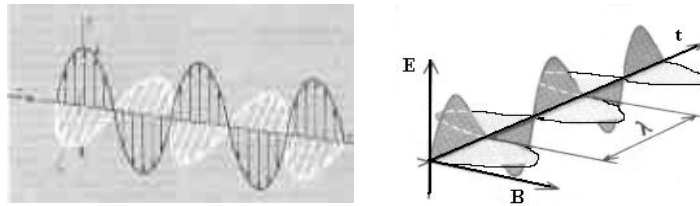
$\bar{B} = \bar{B}(\bar{r}, t)$ je magnetická indukce.

Protože Maxwellovy rovnice byly postulovány a nemají žádný analytický závěr, mělo by se s nimi zacházet opatrně. Jak vidíme, jsou to parciální diferenciální rovnice. To znamená, že automaticky jsou v rozporu s axiomem jednoty prostoru, hmoty a času. Vysvětlíme si podstatu tohoto rozporu.

Intenzita elektrického pole a intenzita magnetického pole se ve skutečnosti mění synchronně. Kromě toho, čas plyne synchronně se změnami intenzit obou polí. To znamená, že procesy změn intenzit elektrického a magnetického pole jsou funkcemi času. Je dokázáno, že intensity elektrického a magnetického pole se mění současně; proto souřadnice bodů v prostoru, kde se mění intenzita pole by, měly být funkcemi času. V Maxwellových rovnicích (45)-(48) jsou \bar{r} a t nezávislé proměnné. Tudíž popis změny šíření elektromagnetického pole pomocí Maxwellových rovnic neodpovídá procesům změny šíření těchto polí, které probíhají ve skutečnosti.

Maxwellovy rovnice ignorují realitu a popisují změnu intensity elektrického pole a změnu intensity magnetického pole odděleně. Tento nedostatek je zhoršen nezávislostí souřadnic \bar{r} na čase t . Takový popis je v rozporu s axiomem jednoty. Z toho vyplývá rozsah aplikací těchto rovnic. Mohou být použity v případech, kdy závislost souřadnic na čase nemrzáčí výsledek. Zjevně je to oblast elektrického inženýrství. Měli bychom poznamenat, že informace získaná takovým způsobem poskytne přibližný popis studovaného fenoménu a ten

je někdy zkreslený. Například se to děje během popisu elektromagnetických emisí, což je jejich hlavní aplikační pole. Analyzujme tento proces podrobně.



Obr. 6. Nákres Maxwellovy elektromagnetické vlny

Především se předpokládá, že intenzity elektrických složek E elektromagnetické vlny jsou kolmé na intenzity elektromagnetických složek B elektromagnetického pole. Ty se mění synchronně. Často je elektromagnetická vlna znázorňována jako dvě vzájemně kolmé sinusové vlny, které se šíří přímočaře (obr. 6).

Vlnová délka a frekvence elektromagnetického záření, popisovaného Maxwellovými rovnicemi, se mění v rozsazích, daných v tabulce 11.

Tabulka 11. Rozsahy elektromagnetického záření

Ranges	Wavelength, m	Oscillation frequency, c^{-1}
1. Low-frequency range	$l \approx 3 \cdot 10^6 \dots 3 \cdot 10^4$	$n \approx 10^1 \dots 10^4$
2. Broadcast range	$l \approx 3 \cdot 10^4 \dots 3 \cdot 10^{-1}$	$n \approx 10^4 \dots 10^9$
3. Microwave range	$l \approx 3 \cdot 10^{-1} \dots 3 \cdot 10^{-4}$	$n \approx 10^9 \dots 10^{12}$
4. Relic range (max)	$l \approx 1 \cdot 10^{-3}$	$n \approx 3 \cdot 10^{11}$
5. Infrared range	$l \approx 3 \cdot 10^{-4} \dots 7.7 \cdot 10^{-7}$	$n \approx 10^{12} \dots 3.9 \cdot 10^{14}$
6. Light range	$l \approx 7.7 \cdot 10^{-7} \dots 3.8 \cdot 10^{-7}$	$n \approx 3.9 \cdot 10^{14} \dots 7.9 \cdot 10^{14}$
7. Ultraviolet range	$l \approx 3.8 \cdot 10^{-7} \dots 3 \cdot 10^{-9}$	$n \approx 7.9 \cdot 10^{14} \dots 1 \cdot 10^{17}$
8. Roentgen range	$l \approx 3 \cdot 10^{-9} \dots 3 \cdot 10^{-12}$	$n \approx 10^{17} \dots 10^{20}$
9. Gamma range	$l \approx 3 \cdot 10^{-12} \dots 3 \cdot 10^{-18}$	$n \approx 10^{20} \dots 10^{24}$

Model elektromagnetické vlny daný obrázkem 6 neumožňuje zodpovědět mnoho otázek, spojených s jeho parametry a chováním.

Je možné vytvořit seznam otázek, týkajících se chování tzv. elektromagnetického záření a chování fotonů, které mají původ v množství experimentálních dat a na které není v rámci Maxwellových rovnic odpověď. Ale mimo rámec těchto rovnic již byly odpovědi na tyto otázky nalezeny [1], [2]. Část z těchto odpovědí zde uvedeme.

Vytvořme seznam otázek, který zdaleka nebude úplný. Odpovědi na tyto otázky můžete najít v mé knize [1], [2], ale Maxwellovy rovnice (45)-(48) odpovědi na tyto otázky neposkytují.

1. Jak je elektromagnetické záření ve formě vzájemně kolmých sinusovek (obr. 6) umístěno v prostoru při změně svých hlavních parametrů (vlnová délka $l = 3 \cdot 10^6 \dots 1 \cdot 10^{-18} m$ a frekvence $n = 1 \cdot 10^1 \dots 1 \cdot 10^{24} s^{-1}$) v tak širokém rozsahu (Tabulka 11)?

Je známo, že elektrony atomů a molekul emitují a absorbují fotony během energetických skoků. Nabízí se otázka:

2. Jsou fotony a elektromagnetické vlny (Obr. 6) to samé, nebo se jedná o různé elektromagnetické formace?

3. Kolik konstant popisuje elektromagnetickou strukturu fotonu?

4. Které síly určují umístění fotonů v prostoru?

5. Proč elektromagnetické emise mění svou vlnovou délku a frekvenci v tak širokém rozsahu (tabulka 12), ale zachovávají rychlost šíření rovnající se rychlosti světla?

6. Proč se snižuje frekvence elektromagnetické emise s rostoucí vlnovou délkou?

7. Proč se permeabilita fotonů zvyšuje se snižováním vlnové délky a zvyšováním frekvence emisí?

8. Je známo, že elektrony atomů emitují během vybuzení fotony. Proč by měly tyto elektrony emitovat (vedle fotonů) elektromagnetické pole, jehož struktura je dosud neznámá?

9. Proč jsou energie fotonů v celém rozsahu elektromagnetických emisí určeny součinem Planckovy konstanty a frekvence emise?

10. Který zákon řídí neměnnost Planckovy konstanty?

11. Proč má Planckova konstanta, která určuje energii fotonu, rozměr momentu hybnosti a je vektorovou veličinou?

12. Který zákon určuje umístění fotonu v prostoru?

13. Který zákon určuje neměnnost rychlosti pohybu fotonů?

14. Má foton skryté parametry, jejichž neznalost znemožňuje analyticky odvodit všechny matematické modely popisující jeho chování?

15. Mění se hmotnost elektronu během absorpce a emise fotonů?

16. Proč lidské oko registruje emise pouze ve světelném rozsahu?

17. Proč fotony neexistují v klidu?

18. Proč mají fotony vlastnosti vlny a současně částice?

19. Proč se fotony pohybují přímočaře?

20. Proč jsou fotony polarizovány?

21. Proč fotony nemají náboj?

22. Proč se úhel dopadu rovná úhlu odrazu bez ohledu na polarizační rovinu fotonu?

23. Má foton rychlost světla ihned po odrazu nebo vzniku nebo se nejdříve pohybuje se zrychlením?

24. Ztrácí foton energii při přechodu?

25. Proč světelné monochromatické paprsky s různou kruhovou polarizací, které spolu přicházejí do styku, odcházejí s podobnou kruhovou polarizací?

26. Proč vnitřní difrakční (ohybové) okraje, tvořené fotony interagujícími s opačnými hranami překážek, tvoří difrakční vzory?

27. Proč vnější difrakční okraje, tvořené fotony pohybujícími se z bodového zdroje světla a odrážené od hran překážek tvoří difrakční vzory?

28. Proč se za dvěma štěrbinami nebo dírami tvoří anomální difrakční vzory?

29. Jsou energie jednotlivých fotonů a jednotlivých elektronů vektorové veličiny?

30. Když elektrony absorbují a emitují fotony, měly by se jejich energie, jež jsou vektorovými hodnotami, sčítat a odčítat podle pravidel vektorové algebry. Proč výsledky neodpovídají Maxwellovým rovnicím?

31. Jaké je nasměrování spinu fotonu ve vztahu k dráze jeho pohybu?

32. Jaké je nasměrování spinu fotonu ve vztahu k ose jeho rotace?

33. Proč se energie elektronu skládá ze dvou složek: potenciální a kinetické složky?

34. Proč je Comptonův jev pozorován pouze v případě použití rentgenových paprsků?

35. Jaký je původ vysílacího rozsahu škály elektromagnetické emise?

36. Proč se dosah povrchového vysílání zvyšuje s jeho rostoucí vlnovou délkou?

37. Jak se vysílaná vlna o délce několika kilometrů přenáší do pole přijímače, jehož rozměry nepřekročí několik centimetrů?

38. Jaký je původ reliktního záření?

39. Proč má reliktní záření největší intenzitu v milimetrovém rozsahu?

40. Které elektromagnetické emise mají blízko k reliktnímu záření?

41. Proč všechny elementární částice tvoří difrakční vzory, které jsou podobné difrakčním vzorům vlny, která interaguje s překážkami?

42. Je možné vytvářet shluky elementárních částic (fotonů, elektronů, protonů, atd.)?

Maxwellovy rovnice nedokážou na tyto otázky odpovědět. Hlavní příčina takové situace je následující: ve skutečnosti foton a další elementární částice existují v rámci axiomu jednoty, kdežto Maxwellovy rovnice fungují mimo něj. Abychom našli strukturu elektromagnetického záření a elektromagnetický model fotonu, je třeba hledat takové teorie a takové matematické modely, které nejsou v rozporu s výše zmíněným axiomem [1], [2].

Je již známo, že škála elektromagnetických emisí je tvořena fotony emitovanými elektrony atomů, molekul a jader [1], [2]. Pokud je tomu tak, elektromagnetický model fotonu by měl vycházet z Maxwellových rovnic. Ukážeme, že je to nemožné, protože ve skutečnosti se foton podřizuje rámci axiomu jednoty, zatímco Maxwellovy rovnice fungují mimo tuto jednotu, jak jsme již ukázali.

Matematické vztahy, které se používají pro výpočet energie fotonu, jsou nejbezpečnější. Obvykle je nazýváme jako korpuskulární matematické vztahy, protože popisují korpuskulární vlastnosti fotonů. Ve světle výše zmíněných faktů je zřejmé, že experiment a matematické vztahy, popisující foton jako částici, slouží jako hlavní zdroj informací [1], [2], [7], [8].

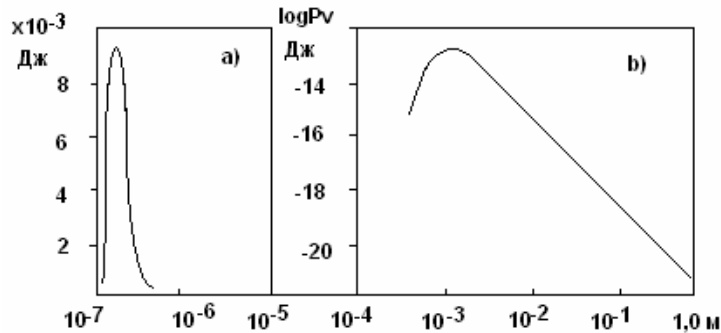
Je známo, že elektromagnetické záření se šíří rychlostí světla $C \approx 300000 \text{ km/s}$. Jeho vlnová délka λ se mění v rozsahu $l \approx (10^6 \dots 10^{-18}) \text{ m}$ a frekvence se mění v rozsahu $n \approx (10^1 \dots 10^{24}), \text{ s}^{-1}$. Celá elektromagnetická škála je konvenčně rozdělena do rozsahů (tabulky 11, 12, 13).

Table 12. Change ranges of wavelength l and energy E of electromagnetic emissions

Ranges	Wavelength l , m	Energy E , eV
1. Low-frequency range	$l \approx 3 \cdot 10^6 \dots 3 \cdot 10^4$	$E \approx 4 \cdot 10^{-15} \dots 4 \cdot 10^{-11}$
2. Broadcast range	$l \approx 3 \cdot 10^4 \dots 3 \cdot 10^{-1}$	$E \approx 4 \cdot 10^{-11} \dots 4 \cdot 10^{-6}$
3. Microwave range	$l \approx 3 \cdot 10^{-1} \dots 3 \cdot 10^{-4}$	$E \approx 4 \cdot 10^{-6} \dots 4 \cdot 10^{-3}$
4. Relic range (max)	$l \approx 1 \cdot 10^{-3}$	$E \approx 1.2 \cdot 10^{-3}$
5. Infrared range	$l \approx 3 \cdot 10^{-4} \dots 7,7 \cdot 10^{-7}$	$E \approx 4 \cdot 10^{-3} \dots 1,60$
6. Light range	$l \approx 7,7 \cdot 10^{-7} \dots 3,8 \cdot 10^{-7}$	$E \approx 1,60 \dots 3,27$
7. Ultraviolet range	$l \approx 3,8 \cdot 10^{-7} \dots 3 \cdot 10^{-9}$	$E \approx 3,27 \dots 4 \cdot 10^2$
8. Roentgen range	$l \approx 3 \cdot 10^{-9} \dots 3 \cdot 10^{-12}$	$E \approx 4 \cdot 10^2 \dots 4 \cdot 10^5$
9. Gamma range	$l \approx 3 \cdot 10^{-12} \dots 3 \cdot 10^{-18}$	$E \approx 4 \cdot 10^5 \dots 4 \cdot 10^{11}$

Radiační vrchol celého vesmíru (Obr. 7, b) je téměř jeden milimetr (reliktní rozsah) [1], [2]. Tvar změny této intenzity (v závislosti na vlnové délce) se rovná tvaru změny

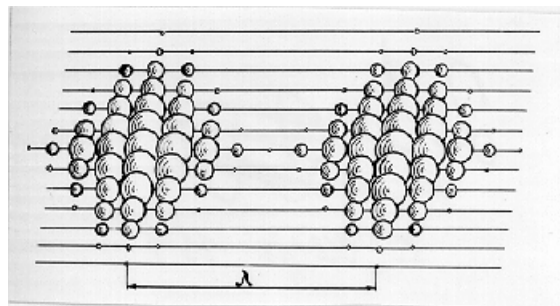
intensity záření černého tělesa (Obr. 7, a); to je důvod vzniku teorie ochlazování vesmíru od jeho vzniku při tak zvaném “Velkém třesku” [1], [2], [5].



Obr. 7. Intenzita záření v závislosti na vlnové délce
a) černého tělesa; b) reliktního záření

Všimněte si skutečnosti, že intenzita reliktního záření je zobrazena (Obr. 7, b) v logaritmickém měřítku. Kdyby byla vyjádřena v přirozeném měřítku jako intenzita záření černého tělesa (Obr. 7, a), zmenšila by se o 11 řádů a blížila by se k nule. Reliktní záření je velmi slabé záření vesmíru. Již bylo prokázáno, že jednoatomový vodík, který se nachází ve hvězdách v celém vesmíru, je hlavním zdrojem tohoto záření [2]. Ale hlavní věcí je, že reliktní rozsah je limitem pro jednotlivé fotony, jak uvidíme. Fotony o vlnové délce přesahující vlnovou délku reliktního záření v přírodě neexistují [2].

Vzpomeňme si na myšlenku, již vyslovil Bose, indický vědec, který v roce 1924 předpokládal, že elektromagnetické pole je souborem fotonů, které nazýval ideální fotonový plyn [1]. Albertu Einsteinovi se tato myšlenka velmi líbila a jeho článek přeložil z angličtiny do němčiny a poslal ho do fyzikálního časopisu [1]. Na obrázku dole (Obr. 8) je zachycena idea Allana Holdena, týkající se elektromagnetické vlny, tvořené fotonovým plynem [1], [2], [6].



Obr. 8. Nákres elektromagnetické vlny o délce λ podle Allana Holdena [6]

Tento obrázek je pozoruhodný tím, že elektromagnetická vlna je tvořena pulzy jednotlivých fotonů, které jsou autorem představovány jako koule o různých velikostech. Vzdálenost mezi pulzy fotonů (koulí) se rovná vlnové délce elektromagnetické radiace. Vlnová délka každého jednotlivého fotonu je mnohem menší. Ta určuje oblast jeho umístění v prostoru. Nabízí se otázka: jak vlnová délka fotonu závisí na jeho velikosti? Později ukážeme, že vlnová délka λ jednoho fotonu se rovná poloměru r jeho rotace.

Maximální vlnová délka jednotlivých fotonů odpovídá reliktnímu rozsahu a minimální vlnová délka odpovídá rozsahu gama záření (tabulka 11). Od reliktního záření ke gama záření se vlnová délka fotonu sníží o 15 řádů a podobně se zvýší frekvence. Protože se fotony na všech rozsazích pohybují stejnou rychlostí C a tvoří elektromagnetické vlny (Obr. 6), je rychlost elektromagnetické radiace na všech rozsazích stejná [1], [2].

Navrhovaná hypotéza tedy rozděluje škálu elektromagnetické radiace na dvě třídy: třídu fotonů a třídu vln. Fotony jsou jednotlivé elektromagnetické formace, emitované elektrony atomů. Shluky fotonů, emitované elektrony atomů tvoří pole, které se nazývá elektromagnetické pole. To může být spojitě nebo pulzní (Obr. 8). Pulzy fotonů tvoří vlny, které údajně popisují Maxwellovy rovnice. Podívejme se, je-li je tomu tak.

Začátek odpovědi na tuto otázku je spojen s odhalením elektromagnetické struktury fotonů, emitovaných elektrony atomů a molekul.

Pokusy objevit strukturu fotonů pomocí Maxwellových rovnic, které navrhl v roce 1865, nejsou úspěšné, protože ve skutečnosti foton existuje v rámci axiomu jednoty, kdežto Maxwellovy rovnice fungují mimo tento rámec [1], [2]. Pokusíme se najít jiný přístup k řešení tohoto úkolu. Začneme od existujících matematických modelů, které popisují chování fotonu [1].

Protože model fotonu zůstal neznámý, matematické vztahy popisující jeho chování nebyly vyvinuty, byly postulovány. Nalezení matematických vztahů, které by mohly popisovat chování fotonu v případě úplné absence informací, týkajících se jeho modelu, je podstatným výdobytkem teoretické fyziky. Tyto vztahy jsou následující [1], [2], [7], [8]:

energetické vztahy

$$E_{ph} = m \cdot C^2 = hn, \quad (49)$$

rychlost

$$C = ln, \quad (50)$$

impuls

$$P = m \cdot C = \frac{h}{l}, \quad (51)$$

Planckova konstanta

$$h = ml^2n = mr^2n, \quad (52)$$

Heisenbergova nerovnost

$$\Delta P_x \cdot \Delta x \geq h, \quad (53)$$

vztah mezi lineární a úhlovou frekvencí

$$w = 2pn. \quad (54)$$

Louis de Broglieho rovnice, která popisuje vlnové vlastnosti fotonu, je k těmto vztahům přidána

$$y = A \sin 2p(nt - x/l). \quad (55)$$

Schroedingerova rovnice také popisuje nějaká experimentální data, která registrují určité rysy chování fotonu; to je důvod, proč bychom tuto rovnici měli zahrnout mezi rovnice popisující chování fotonu

$$\frac{h^2}{8p^2m} \cdot \frac{d^2y}{dx^2} + (E_e - E_0)y = 0. \quad (56)$$

Takže elektromagnetický model fotonu by měl být takový, aby všechny matematické vztahy (49-56), popisující jeho chování, mohly být odvozeny z analýzy jeho pohybu.

2. Struktura modelu fotonu

Protože foton má při pohybu hmotnost m , je přirozené, že má moment setrvačnosti, tj. takový bod, do něhož je možné soustředit celou hmotnost fotonu a pohyb tohoto bodu bude charakterizovat pohyb celého fotonu. Vlnové vlastnosti fotonu demonstrují, že tento bod (těžiště) popisuje dráhu vlny. Konstantní rychlost šíření fotonů všech rozsahů ukazuje, že dráhy pohybů těžišť fotonů všech frekvencí jsou stejné. O jakou strukturu se jedná?

Odpověď na tuto otázku spočívá v matematických modelech, které popisují chování fotonu (49-56) a ve fyzikálním smyslu fundamentálních konstant. Fyzikální smysl Planckovy konstanty v novém tvaru $h = mr^2n = kg \cdot m^2 / s = const$ je moment hybnosti nebo úhlový impuls nebo úhlová hybnost prstence. Zvolíme pojem „úhlová hybnost“ [9], [10].

Je známo, že Zákon zachování úhlové hybnosti určuje neměnnost úhlové hybnosti [11]. Zní: Pokud součet vnějších silových dvojic, působících na rotující těleso, je roven nule, úhlová hybnost \bar{h} tohoto tělesa zůstane konstantní, co do velikosti a směru [11].

Je snadné vidět, že třetí konstanta $mr = const$ automaticky vyplývá ze dvou konstant $C = l \cdot n = r \cdot n = const$ a $h = mr^2n = mr \cdot rn = const$. Její rozměr je $ML = kg \cdot m$. V soustavě SI taková veličina neexistuje, proto je třeba zavést jméno nové konstanty [12]. Nazvěme ji umístění fotonu v prostoru a označme $k_0 = mr = const$.

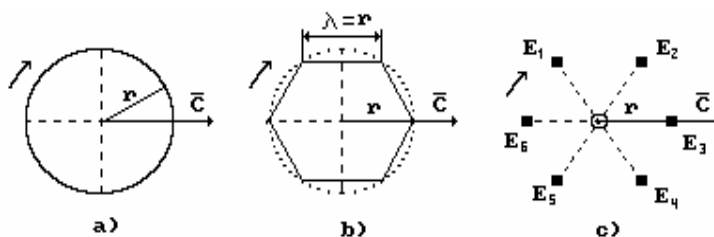
V soustavě SI je velikost nové konstanty rovna [1]

$$k_0 = mr = \frac{h}{C} = \frac{6.626176 \cdot 10^{-34}}{2.997925 \cdot 10^8} = 2.166916 \cdot 10^{-42} \text{ kg} \cdot \text{m} \quad (57)$$

Jaká elektromagnetická struktura by měla patřit fotonu, aby poskytovala takovou pozoruhodnou kombinaci parametrů m, r a n , které se mění v tak širokém rozsahu takovým způsobem, že najednou zachovává neměnnost tří konstant h, C a k_0 ?

Z konstanty $h = mr^2n = const$ vyplývá, že foton má tvar rotujícího prstence (Obr. 9, a), který se pohybuje konstantní rychlostí $C = ln = rn = const$.

Konstanta $k_0 = mr = const$ je ovládána zákonem, který určuje polohu fotonu v prostoru. Ten funguje následovně: když se hmotnost m fotonu zvětší, jeho poloměr se úměrně zmenší a naopak, nebo součin hmotnosti fotonu a poloměru jeho prstence je konstantní hodnota.



Obr. 9. Odhalení struktury fotonu

Z rovnosti $I = r$ vyplývá, že prstenec je rozdělen na šest stejných částí (Obr. 9, b). Máme všechny důvody předpokládat, že foton se skládá ze šesti elektromagnetických polí, z nichž každé má těžiště E (Obr. 9, c).

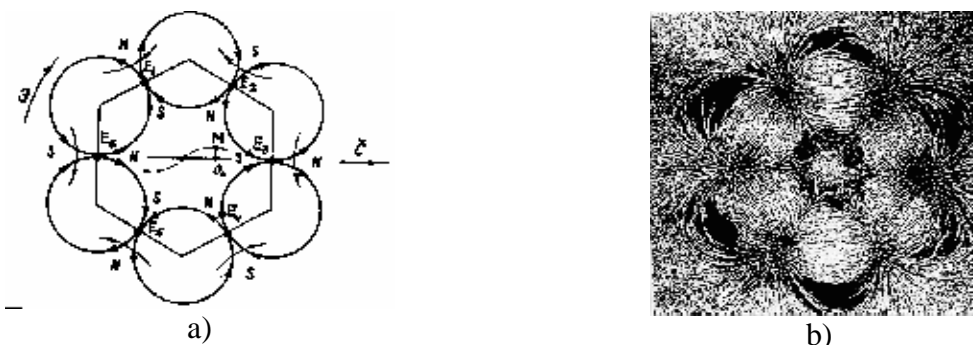
Protože foton má hmotnost a je elektromagnetické povahy, máme jedinou možnost: domnívat se, že hmotnost fotonu je tvořena šesti elektromagnetickými poli. Rovnice elektromagnetických sil, generovaných pohybujícími se elektromagnetickými poli, a Newtonových sil, ovlivňujících těžiště E těchto polí, by měla zajistit neměnnost všech tří konstant h , C a k_0 .

Elektromagnetická povaha fotonu předurčuje přítomnost elektromagnetických sil a přítomnost rotujících hmot předurčuje přítomnost setrvačných odstředivých sil. Z toho vyplývá, že umístění fotonu v prostoru je zajištěno elektromagnetickými a setrvačnými odstředivými silami, které se vzájemně vyvažují.

Protože setrvačné odstředivé síly mají radiální směr od středu rotace, magnetická složka elektromagnetických sil by měla mít radiální směr také, ale směrem do středu rotace.

Magnetické síly by měly radiálně směřovat do středu, aby stlačovaly fotony. To je možné tehdy, když magnetická pole jsou podobná magnetickým polím tyčových magnetů, které jsou k sobě nasměrovány rozdílnými magnetickými póly.

Z těchto úvah vyplývá elektromagnetický model fotonu, který je zobrazen na obr. 10. Stejný model nasimuloval německý fyzik Walter Krauser pomocí permanentních magnetů (Obr. 10, b) [13].



Obr. 10. Náčrtek elektromagnetického modelu fotonu:
a) teoretický model, b) simulovaný model

Z obr. 10 je zřejmé, že model fotonu se skládá ze šesti vzájemně uzavřených magnetických polí, která jsou obklopena elektrickými poli, jež jsou přeměněna na elektromagnetická pole, když se model pohybuje. Magnetická pole fotonu se podobají

magnetickým polím tyčových magnetů. Vektory těchto magnetických polí se střídají takovým způsobem, že v protilehlých polích mají směr podél průměru a stlačují foton. Protože se foton pohybuje konstantní rychlostí, jsou magnetické síly stlačující foton vyrovnávány odstředivými silami, které ovlivňují těžiště E elektromagnetických polí (Obr. 9, c).

Tento model je komplikovaný, ale pouze tento model dává fyzikální smysl všem třem konstantám h , C a k_0 a je také realizován zákon zachování úhlové hybnosti.

Je známo, že když se hmotnost m (energie) fotonu zvětší, jeho vlnová délka ($l = r$) se zmenší (tabulky 11, 12, 13). Tato zákonitost pramení z lokalizační konstanty fotonu $k_0 = mr = const$. Vyplývá to rovněž ze zákona zachování úhlové hybnosti $h = mr^2 n = konst$. Když se hmotnost m fotonu zvýší, zvýší se také hustota jeho elektromagnetického pole (Obr. 9); z toho důvodu se zvýší i elektromagnetické síly stlačující foton; tyto síly jsou vždy vyvažovány odstředivými silami setrvačnosti, které ovlivňují těžiště těchto polí. Výsledkem je zmenšení poloměru rotace r , jenž je vždy roven vlnové délce l . Protože poloměr r je ve výrazu pro Planckovu konstantu v druhé mocnině, oscilační frekvence ν fotonu by se měla zvýšit, aby byla zachována neměnnost Planckovy konstanty. Díky tomu malá změna hmotnosti fotonu automaticky způsobí změnu poloměru r rotace a frekvence n fotonu takovým způsobem, aby velikost úhlové hybnosti (Planckova konstanta) zůstala zachována. Takže zachování elektromagnetické struktury fotonu na všech frekvencích má za následek změnu hmotnosti, frekvence a vlnové délky takovým způsobem, že $h = mr^2 n = konst$. To znamená, že tento princip změny je řízen zákonem zachování úhlové hybnosti.

Jasnou odpověď dostaneme i na následující fundamentální otázku: Proč se fotony na všech frekvencích pohybují ve vakuu podobnou rychlostí?

Je tomu tak proto, že zákon lokalizace fotonu v prostoru $k_0 = mr = const$ ovládá hmotnost m fotonu a jeho poloměr r . Z toho vyplývá, že když se hmotnost m fotonu zvětší, jeho poloměr r se úměrně zmenší a naopak. Pro zachování Planckovy konstanty $h = m r n = konst$. (když $mr = konst$.) by hodnota rn měla být také konstantní. Výsledkem je $C = l n = rn = konst$.

Nová konstanta $k_0 = mr = const$ umožňuje přidat do tabulek 11 a 12 údaje o hmotnosti fotonu (tabulka 13).

Table 13. Change ranges of wavelength l , mass m and energy E of electromagnetic emissions

Ranges	Wavelength, m	Mass, kg
1. Low-frequency range	$l \approx 3 \cdot 10^6 \dots 3 \cdot 10^4$	$m \approx 0.7 \cdot 10^{-48} \dots 0.7 \cdot 10^{-46}$
2. Broadcast range	$l \approx 3 \cdot 10^4 \dots 3 \cdot 10^{-1}$	$m \approx 0.7 \cdot 10^{-46} \dots 0.7 \cdot 10^{-41}$
3. Microwave range	$l \approx 3 \cdot 10^{-1} \dots 3 \cdot 10^{-4}$	$m \approx 0.7 \cdot 10^{-41} \dots 0.7 \cdot 10^{-38}$
4. Relic range (max)	$l \approx 1 \cdot 10^{-3}$	$m \approx 2.2 \cdot 10^{-39}$
5. Infrared range	$l \approx 3 \cdot 10^{-4} \dots 7.7 \cdot 10^{-7}$	$m \approx 0.7 \cdot 10^{-38} \dots 0.3 \cdot 10^{-35}$
6. Light range	$l \approx 7.7 \cdot 10^{-7} \dots 3.8 \cdot 10^{-7}$	$m \approx 0.3 \cdot 10^{-35} \dots 0.6 \cdot 10^{-35}$
7. Ultraviolet range	$l \approx 3.8 \cdot 10^{-7} \dots 3 \cdot 10^{-9}$	$m \approx 0.6 \cdot 10^{-35} \dots 0.7 \cdot 10^{-33}$
8. Roentgen range	$l \approx 3 \cdot 10^{-9} \dots 3 \cdot 10^{-12}$	$m \approx 0.7 \cdot 10^{-33} \dots 0.7 \cdot 10^{-30}$

9. Gamma range	$I \approx 3 \cdot 10^{-12} \dots 3 \cdot 10^{-18}$	$m \approx 0.7 \cdot 10^{-30} \dots 0.7 \cdot 10^{-24}$
----------------	---	---

Protože struktura elektromagnetické radiace je neznámá, foton odpovídající maximální vlnové délce $r \approx 3 \cdot 10^6 m$ této radiace (tabulka 13) by měl mít následující hmotnost

$$m = \frac{k_0}{I} = \frac{2.210254 \cdot 10^{-42}}{3 \cdot 10^6} = 0.7367513 \cdot 10^{-48} kg . \quad (58)$$

Potom foton odpovídající rozsahu gama bude mít hmotnost

$$m = \frac{k_0}{I} = \frac{2.210254 \cdot 10^{-42}}{3 \cdot 10^{-18}} = 0.7367513 \cdot 10^{-24} kg \quad (59)$$

Nyní je jasné, že maximální permeabilita gama fotonu je při minimální velikosti (poloměr $r \approx 3 \cdot 10^{-18} m$) a maximální hmotnosti $m \approx 0,7 \cdot 10^{-24} kg$. Pokud jde o foton s maximální vlnovou délkou $I \approx 3 \cdot 10^6 m$ a minimální hmotností $m \approx 0.7 \cdot 10^{-48} kg$, absolutní nejistota zůstává. Je těžké si představit foton o poloměru $r \approx 3 \cdot 10^6 m$ pohybující se rychlostí světla. Plocha omezená poloměrem $r \approx 3 \cdot 10^6 m$ se bude rovnat $S = \pi r^2 = 9,42 \cdot 10^{12} m^2$. Specifická hustota fotonu bude

$$r = \frac{m}{S} = \frac{0,7 \cdot 10^{-48}}{9,42 \cdot 10^{12}} = 0,74 \cdot 10^{-61} kg / m^2 \quad (60)$$

Ale taková malá hustota hmotnosti fotonu je pro vytvoření newtonovských a elektromagnetických sil poněkud pochybná. To je důvod, proč by měl existovat limit pro maximální poloměr r_{max} a minimální hmotnost m_{min} fotonu. Naším dalším úkolem bude tento limit najít.

Nyní věnujme pozornost významnému experimentálnímu faktu. Šířka spektrální čáry může sloužit jako nepřímý důkaz faktu, že velikost fotonu světelné oblasti nemůže přesáhnout tloušťku spektrální čáry. Protože tato čára je tvořena nespočetným množstvím fotonů, skutečná velikost fotonu je mnohem menší než šířka spektrální čáry. Dvě jasné spektrální čáry atomu vodíku jsou zobrazeny na obr. 11.



Obr. 11. Spektrální čáry atomu vodíku

Je známo, že fotony tvořící spektrální čáry emitují elektrony během energetických přechodů v atomu. Z toho vyplývá, že tvoří elektromagnetické vlny. Jak to dělají? Odpověď na tuto otázku dává hypotéza Allana Holdena. Tato hypotéza je ilustrována na obr. 8.

Z obr. 8 je zřejmé, že elektromagnetická vlna je tvořena pulzy jednotlivých fotonů, které jsou představovány jako množiny koulí, kde koule představují jednotlivé fotony.

Vzdálenost mezi dvěma impulzy fotonů se rovná vlnové délce elektromagnetického záření. Vlnová délka každého jednotlivého fotonu je mnohem menší a určuje plochu, kterou foton zaujímá v prostoru. Pokud je to pravda, hodnota maximálního poloměru r_{\max} a tudíž minimální hmotnosti m_{\min} fotonu může být odvozena z analýzy spektra atomu.

V tabulce 14 je dáno spektrum atomu vodíku, včetně 105. úrovně. Moderní věda neví, kolik energetických hladin má elektron atomu vodíku a elektrony ostatních atomů. Proto se to pokusíme zjistit.

Table 14. Hydrogen atom spectrum

Energy level number	Excitation energy (eV)	Binding energy of the electron with the nucleus (eV)
1	-0.00000000000000075	13.5980000000000000
2	10.1984999999999872	3.3995000000000000
3	12.0871111111111168	1.5108888888888896
4	12.7481250000000000	0.8498750000000000
5	13.0540800000000000	0.5439199999999992
6	13.2202777777777664	0.3777222222222224
7	13.32048979591836672	0.27751020408163264
8	13.3855312500000000	0.2124687500000000
9	13.43012345679012352	0.16787654320987654
10	13.4620200000000000	0.1359799999999998
11	13.48561983471074304	0.11238016528925620
12	13.50356944444444416	0.09443055555555556
13	13.51753846153846016	0.08046153846153846
14	13.52862244897959168	0.06937755102040816
15	13.53756444444444416	0.06043555555555555
16	13.54488281249999872	0.05311718750000000
17	13.55094809688581376	0.04705190311418685
18	13.55603086419753216	0.04196913580246914
19	13.56033240997229824	0.03766759002770083
20	13.56400500000000000	0.03399500000000000
-	-	-
30	13.5828911111111168	0.01510888888888889
31	13.58385015608740864	0.01414984391259105
32	13.58472070312499968	0.01327929687500000
33	13.58551331496785920	0.01248668503213958
34	13.58623702422145280	0.01176297577854671
35	13.58689959183673600	0.01110040816326531
40	13.58950125000000000	0.00849875000000000
41	13.58991076740035584	0.00808923259964307
-	-	-

99	13.59661259055198464	0.00138740944801551
100	13.59664020000000000	0.00135980000000000
101	13.59666699343201536	0.00133300656798353
102	13.59669300269127424	0.00130699730872741
103	13.59671825808275968	0.00128174191724008
104	13.59674278846153984	0.00125721153846154
105	13.59676662131519232	0.00123337868480726
106	13.59678978284086784	0.00121021715913136
107	13.59681229801729536	0.00118770198270591
108	13.59683419067215360	0.00116580932784636
109	13.59685548354515456	0.00114451645484387
110	13.59687619834710784	0.00112380165289256

Který faktor určuje mezní energetickou úroveň elektronu atomu vodíku? Abychom našli odpověď na tuto otázku, věnujme pozornost reliktnímu rozsahu (tabulky 11-13). V tomto rozsahu je maximální intenzita radiace celého vesmíru. Vlnová délka tohoto záření je téměř jeden milimetr.

Je jasné, že podle $\lambda = r$ nejmenší foton má gama záření a největší je infračervený foton reliktního rozsahu.

Dolní hranice poloměru fotonu odpovídající gama fotonu je daná. Abychom našli horní hranici poloměru fotonu, je nutné najít poslední energetickou hladinu elektronu atomu vodíku. Potom je třeba odečíst energii poslední energetické hladiny. Pokud získaný energetický rozdíl odpovídá energii fotonu reliktního rozsahu, bude to platný důkaz, že je to horní limit pro jednotlivé fotony. V tabulce 13 má foton odpovídající maximální energii reliktního záření energii $E \approx 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$.

Nyní určíme přesnější hodnotu energie fotonu, jehož vlnová délka se rovná maximální vlnové délce ($\lambda = 0.001 \text{ m}$) reliktního záření (obr. 7)

$$E_{ph} = \frac{c \cdot h}{\lambda} = \frac{2,998 \cdot 10^8 \cdot 6,626 \cdot 10^{-34}}{1,0 \cdot 10^{-3} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19}} = 0,00123999 \text{ eV} \quad (61)$$

Z tabulky 14 je jasné, že tato energie se podobá vazební energii (0.00123337 eV) elektronu atomu vodíku, když je na 105. úrovni. Fyzikální smysl této energie spočívá ve faktu, že se rovná energii fotonu, který by měl emitovat elektron, když je spojen s protonem z volného stavu. Hodnotu vazební energie elektronu atomu vodíku s protonem, když je vytvářen atom vodíku, lze získat pomocí dvou metod.

První metoda: odečíst excitační energii odpovídající 105. energetické hladině (Tabulka 14) (13.5967662 eV) od ionizační energie (13.59800000 eV).

$$13.598000000 \text{ eV} - 13.5967662 \text{ eV} = 0.0012338 \text{ eV} \quad (62)$$

Druhá metoda: podle vzorce určujícího zákon změny vazební energie elektronu s jádrem atomu.

$$E_b = \frac{E_1}{n^2} = \frac{13,598}{(105)^2} = 0,0012333eV \quad (63)$$

Získali jsme tedy výsledky pocházející z experimentální spektroskopie a potvrdili naši hypotézu: reliktní rozsah je limitem existence infračervených (velkých) fotonů.

Získaný důkaz bude posílen, když najdeme hodnotu energie fotonu, odpovídající nikoli maximální intenzitě reliktního rozsahu, ale maximální vlnové délce I_{\max} tohoto záření (Obr. 7). Pro tento účel odečtíme excitační energii odpovídající 104. energetické hladině (tabulka 14) od excitační energie 105. energetické hladiny. Dostaneme následující výsledek

$$13.596766621 - 13.596742788 = 0.000024 \text{ eV.} \quad (64)$$

Tato energie odpovídá maximální možné vlnové délce fotonu.

$$l = r = \frac{C \cdot h}{E_{ph}} = \frac{2,998 \cdot 10^8 \cdot 6,626 \cdot 10^{-34}}{2,4 \cdot 10^{-5} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19}} = 5,2 \cdot 10^{-2} \text{ m.} \quad (65)$$

Jestliže začátek reliktního rozsahu elektromagnetického záření odpovídá maximální možné vlnové délce fotonu, která je rovna 0,05 m, elektron atomu vodíku bude emitovat takový foton při přechodu ze 105. energetické hladiny na 104. hladinu (tabulka 14).

Pokud elektron emituje fotony během každého následného skoku, počínaje 105. hladinou, vlnová délka takových fotonů se bude krok za krokem zvyšovat, protože rozdíly mezi energetickými hladinami se postupně zmenšují. Energie fotonu emitovaná elektronem během skoku z 28. energetické hladiny na 27. hladinu bude rovna

$$E_{28-27} = 0,018652949 - 0,0173443877 = 0,0013086eV . \quad (66)$$

Později uvidíme, že nevybuzené atomy a molekuly mají elektrony na nižších energetických hladinách (2, 3, 4, 5.); když uvažujeme, jak elektrony přecházejí z vyšších energetických hladin na nižší hladiny bez vynechání nějakého kroku, objeví se další hypotéza o povaze reliktního záření. Potom existence maxima reliktního záření je důkazem mladosti vesmíru.

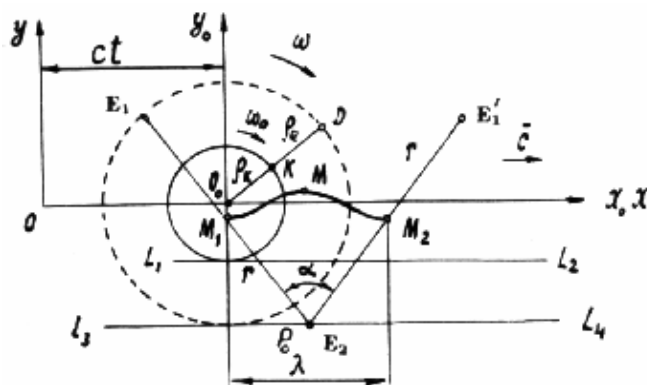
Není snadné rozplést tajemství stvoření. V současné době tři hypotézy prohlašují, že znají řešení tajemství reliktního záření. Existuje hypotéza o ochlazování vesmíru po Velkém třesku a dvě naše hypotézy: hypotéza přežitých fotonů a hypotéza mladého vesmíru. Která je blíž skutečnosti? Tato otázka není jednoduchá, ale množství nashromážděných do dnešní doby umožňuje spolehnout se na stručnou odpověď na tuto otázku.

Maximální vlnová délka jednotlivých fotonů tedy odpovídá reliktnímu rozsahu a minimální vlnová délka odpovídá rozsahu gama (tabulky 11-14). Od reliktního rozsahu do rozsahu gama se vlnová délka fotonu zmenší o 15 řádů a frekvence se ve stejném poměru zvýší. Protože se fotony všech rozsahů pohybují stejnou rychlostí a tvoří vlny, které se chybne

nazývají elektromagnetické záření (obr. 8), rychlost fotonové emise je na všech rozsazích stejná.

Takže navrhovaná hypotéza rozděluje škálu emisí na dvě třídy: třídu fotonů a třídu vln. Fotony jsou jednoduché elektromagnetické formace, které jsou emitovány elektrony atomů. Shluky fotonů emitované elektrony atomů tvoří pole, které se nesprávně nazývá elektromagnetické. Může být spojitě nebo pulzní (obr. 8).

Pokud jsou naše tvrzení správná, můžeme analyticky odvodit všechny vztahy (49)-(56), které popisují jeho chování, z analýzy pohybu modelu fotonu. Proto bychom měli vystopovat vlnový pohyb těžiště M celého fotonu a těžiště E_1 jednotlivých elektromagnetických polí (obr. 12).



Obr. 12. Schéma pohybu těžiště M fotonu a těžiště E_1 jednoho z elektromagnetických polí

Na obrázku 12 je zobrazena dráha těžiště M fotonu a těžiště E_1 jednoho z elektromagnetických polí v intervalu vlnové délky l [1], [2].

Pohyb těžiště M fotonu je simulován bodem M , který je umístěn ve vzdálenosti $r_M = O_0M_1$ od podmíněného obvodu o poloměru $r_k = O_0K$ nebo geometrického středu O_0 fotonu.

Pohyb těžiště E_1 jednoho elektromagnetického pole fotonu je simulován bodem E_1 umístěným ve vzdálenosti $M_1E_1 = r = l$ od těžiště fotonu [1], [2].

3. Odvození matematického modelu popisujícího chování fotonu

Někteří badatelé [7], [14], [15] si všimli, že foton má skryté parametry. Kdyby bylo možné je najít, všechny matematické vztahy (49-56), popisující jeho chování, by byly odvozeny analyticky. Pokusme se tyto parametry najít.

Protože je model fotonu poněkud složitý (Obr. 10), je obtížné vztahy (49-56) najít. Ale vezmeme-li v úvahu, že foton má polarizační rovinu, pohyb jeho těžiště M v této rovině, stejně tak pohyby těžišť E_1 jeho šesti magnetických polí mohou být doprovázeny valením

konvenčních obvodů (kruhů), jejichž parametry kinetické energie budou rovny odpovídajícím parametrům fotonu. Těžiště M fotonu provádí úplnou oscilaci M_1MM_2 v intervalu délky jeho vlny l (obr. 12); proto poloměr $r_k = O_0K$ (první neznámý parametr) konvenčního obvodu, který popisuje pohyb tohoto středu v intervalu vlnové délky, bude určen pomocí vzorce (obr. 12) [1], [2]

$$r_k = \frac{l}{2p} = \frac{r}{2p}. \quad (67)$$

Druhým konvenčním ohraničením bude kinematický ekvivalent skupinového pohybu těžišť šesti elektromagnetických polí fotonu. Jejich poloměr $r_e = O_0D$ (druhý neznámý parametr) je určen z podmínky otočení každého elektromagnetického pole fotonu o úhel $\alpha = 60^\circ$ (v následujícím vzorci je zřejmě úhel α vyjádřen v radiánech: $\alpha = \pi/3 = 1,04719\dots$, pp) v intervalu každé jeho vlnové délky (Obr. 12).

$$r_e = \frac{l}{a} = \frac{r}{a}. \quad (68)$$

Pokud úhlová rychlost konvenčního obvodu, která popisuje pohyb těžiště M fotonu ve vztahu k jeho geometrickému středu O_0 , je w_0 (třetí neznámý parametr) a úhlová rychlost konvenčního obvodu, která popisuje pohyb těžišť každého elektromagnetického pole, je w (čtvrtý neznámý parametr) a lineární frekvence je n , perioda oscilací těžiště fotonu bude určena vzorcem (Obr. 12):

$$T = \frac{1}{n} = \frac{2p}{w_0} = \frac{a}{w}. \quad (69)$$

Odtud dostaneme:

$$w_0 = 2pn; \quad (70)$$

$$w = an. \quad (71)$$

Vztah mezi vlnovou délkou l , která je popsána těžištěm M fotonu, a poloměrem r vypadá jednoduše (Obr. 12)

$$l = 2r \sin \frac{a}{2} = r \rightarrow \sin \frac{a}{2} = \frac{1}{2} \rightarrow a = \frac{p}{3} = 60^\circ. \quad (72)$$

Kinematická ekvivalence mezi pohybem složité elektromagnetické struktury fotonu a konvenčních obvodů o poloměrech r_k a r_e dává možnost odvodit postulované matematické vztahy (49-56), které popisují jeho chování. Skryté nepozorované parametry fotonu se vyskytují v přechodných matematických konverzích a z konečných vzorců zmizí.

Protože malý konvenční obvod o poloměru r_k se pohybuje v rovině rotace fotonu bez klouzání, rychlost každého jeho bodu se bude rovnat rychlosti jeho středu O_o a skupinové rychlosti fotonu. Použitím vztahů (67) a (70) máme:

$$C = w_o r_k = l n = r n, \quad (73)$$

což odpovídá vztahu (50).

Stejný výsledek je dán vztahy (68) a (71) druhého konvenčního obvodu o poloměru r_e .

$$C = w r_e = l n = r n. \quad (74)$$

Nyní vidíme, že odvození vztahu (50) souhlasí nejen s modelem fotonu (obr. 10) a mechanikou jeho pohybu (obr. 12), ale také vysvětluje korpuskulární a vlnové vlastnosti fotonu.

Když odvozujeme vztahy (49), věnujme pozornost faktu, že kinetická energie pohybu fotonu o hmotnosti m je ekvivalentní kinetické energii valení konvenčního obvodu (kruhu) o stejné hmotnosti m , která je po tomto obvodu rovnoměrně rozložena. Absolutní kinetická energie konvenčního obvodu bude rovna součtu kinetických energií jeho posuvného pohybu a rotačního pohybu kolem geometrického středu O_o .

$$E = \frac{mC^2}{2} + \frac{mw_o^2 r_k^2}{2} = mC^2. \quad (75)$$

Stejného výsledku dosáhneme, když použijeme druhého konvenčního obvodu o poloměru r_e

$$E = \frac{mC^2}{2} + \frac{mw^2 r_e^2}{2} = mC^2. \quad (76)$$

Rovnici (75) redukuje na (49):

$$E = \frac{mC^2}{2} + \frac{mw_o^2 r_k^2}{2} = mr^2 n^2 = hn = mC^2, \quad (77)$$

zde

$$h = mr^2 n. \quad (78)$$

Vezmeme-li v úvahu korelace (49) a (70), dostaneme vzorec

$$E_{ph} = hn = \frac{1}{2p} \cdot h \cdot w_o. \quad (79)$$

Jak vidíme, skryté parametry umožňují odvodit hlavní matematické vztahy kvantové mechaniky, které popisují chování fotonu, ze zákonů klasické mechaniky. Konvenční obvody umožňují rovněž určit skupinový impuls fotonu

$$P = mw_o r_k = mrn = mC, \quad (80)$$

nebo

$$P = mWr_e = mC. \quad (81)$$

Z toho je snadné získat korpuskulární verzi Louis de Broglieho vztahu

$$P = mC = \frac{mr^2 n}{r} = \frac{h}{r} = \frac{h}{l}. \quad (82)$$

Přepíšeme jej jako:

$$P \cdot l = h. \quad (83)$$

Na levé straně rovnice (83) máme součin impulzu P fotonu a jeho vlnové délky l a na pravé straně je Planckova konstanta h . Heisenbergova nerovnost má tento tvar:

$$\Delta P_x \cdot \Delta x \geq h. \quad (84)$$

Tuto nerovnost přepíšeme do rozšířeného tvaru

$$m \frac{\Delta x}{\Delta t} \cdot \Delta x \geq mr^2 n. \quad (85)$$

Protože foton zobrazuje svůj impuls v intervalu každé vlnové délky a jeho rozměr je větší než dvě vlnové délky (obr. 10), hodnoty Δx a Δt v nerovnosti (85) budou každá větší než 2. Předpokládáme-li, že $\Delta x \approx 2.3r$ a $1/\Delta t \approx 2.3n$ a tyto hodnoty dosadíme do nerovnosti (85), máme

$$12,17 > 1. \quad (86)$$

Nerovnost principu neurčitosti se obvykle píše jako:

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq \frac{h}{4p}, \quad (87)$$

nebo

$$m \frac{\Delta x}{\Delta t} \cdot \Delta x \geq \frac{mr^2 n}{4p}. \quad (88)$$

Pokud předpokládáme, že $\Delta x = l$ a $1/\Delta t = n$, dostaneme

$$4p > 1 \quad \text{nebo} \quad 12,56 > 1. \quad (89)$$

Takže model fotonu omezuje přesnost experimentální informace získané s jeho pomocí [1], [2]. To je vysvětleno faktem, že rozměry fotonu jsou o něco větší než dvě délky jeho vlny. To znamená, že foton nemůže přenášet geometrickou informaci, která je menší než dvě délky jeho vlny nebo dva poloměry rotace, jak vyplývá z Heisenbergovy nerovnosti.

Když zkoumáme nějaký objekt pomocí fotonu o určité vlnové délce, nemůžeme získat geometrickou informaci, týkající se tohoto objektu, která by byla rovna nebo menší než vlnová délka použitého fotonu. Pokud pro získání informací použijeme foton o kratší vlnové délce, přesnost geometrické informace se zvýší. To značně omezuje fyzikální smysl Heisenbergovy nerovnosti. Pokud tato nerovnost odkazuje na experimentální informaci získanou pomocí fotonu, je to pouze v rámci jedné délky jeho vlny nebo poloměru rotace.

4. Kinematika fotonu

Začněme odvozením rovnic pohybu těžiště M fotonu. Protože se těžiště fotonu pohybuje v polarizační rovině a v rámci axiomu jednoty prostoru, hmoty a času, je nutné mít dvě parametrické rovnice, abychom mohli popsat jeho pohyb po dráze vlny.

Protože se těžiště M fotonu pohybuje vzhledem k pozorovateli a vzhledem ke geometrickému středu O_0 modelu, pro úplný popis takového pohybu je nutné mít dva vztažné systémy (obr. 12): stacionární systém XOY a pohybující se systém $X_0O_0Y_0$.

Amplituda A oscilací těžiště M fotonu bude rovna poloměru $r_M = O_0M_1$ jeho rotace vzhledem ke geometrickému středu O_0 fotonu. Z obr. 12 máme [1], [2]

$$A = r_M = \frac{r}{2} (1 - \cos \frac{a}{2}) = 0,067r. \quad (90)$$

Věnujme pozornost malé hodnotě amplitudy oscilací těžiště fotonu, vyjádřené v poměru k délce vlny nebo poloměru rotace $A = 0.067r$.

Rovnice pohybu těžiště M fotonu vzhledem k vztažné soustavě $X_0O_0Y_0$ mají tvar:

$$x_0 = A \sin w_0 t ; \quad (91)$$

$$y_0 = A \cos w_0 t . \quad (92)$$

Pokud se foton pohybuje vzhledem ke stacionární vztažné soustavě rychlostí C , rovnice takového pohybu budou mít tvar [1]:

$$x = Ct + A \sin w_0 t ; \quad (93)$$

$$y = A \cos w_0 t . \quad (94)$$

Hlavní vlastností rovnic (93) a (94), které popisují pohyb těžiště fotonu je fakt, že popisují tento pohyb v rámci axiomu jednoty prostoru, hmoty a času. Měli bychom si všimnout, že Louis de Broglieho rovnice (55) a Schroedingerova rovnice (56) takovou vlastnost nemají. Vezmeme-li v úvahu vztahy (69) a (70), dostaneme [1], [2]:

$$x = Ct + 0,067r \sin 6wt; \quad (95)$$

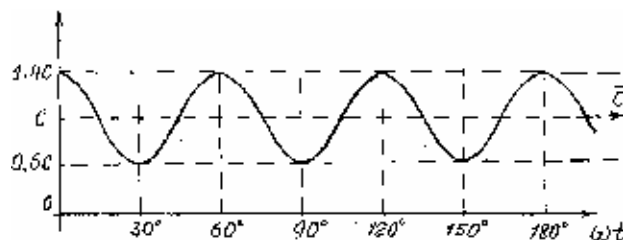
$$y = 0,067r \cos 6wt, \quad (96)$$

kde $w = a \cdot n = 60^0 \cdot n$.

Z tohoto výrazu vyplývá pravidelná změna rychlosti těžiště fotonu, do něhož lze snadno zavést elektrickou konstantu e_0 a magnetickou konstantu m_0 [1], [2].

$$V = \sqrt{(dx/dt)^2 + (dy/dt)^2} = \sqrt{C^2 + 0,84C^2 \cos 6\omega t + 0,177C^2} = \sqrt{\frac{1,18 + 0,84 \cos 6\omega t}{e_0 \cdot m_0}}. \quad (97)$$

Graf rychlosti (97) těžiště fotonu je zobrazen na obr. 13. Je zřejmé, že rychlost těžiště M fotonu se mění v intervalu vlnové délky nebo periody oscilací takovým způsobem, že střední hodnota zůstává konstantní a rovna C .



Obr. 13. Graf rychlosti těžiště fotonu

Rovnice pohybu těžiště E_1 jednoho z elektromagnetických polí fotonu vzhledem pohybuující se vztážné soustavě $x_0o_0y_0$ (obr. 12) budou mít tvar:

$$x_{oe} = r \sin \omega t + A \sin \omega_0 t; \quad (98)$$

$$y_{oe} = r \cos \omega t + A \cos \omega_0 t. \quad (99)$$

Rovnice absolutního pohybu těžiště jednoho z elektromagnetických polí fotonu, tj. pohybu vzhledem k pevné vztážné soustavě XOY, nabývají tvaru

$$x_e = C \cdot t + r \sin \omega t + A \sin \omega_0 t; \quad (100)$$

$$y_e = r \cos \omega t + A \cos \omega_0 t. \quad (101)$$

Tyto rovnice umožňují určit všechny kinematické charakteristiky těžišť elektromagnetických polí fotonu [1], [2].

Dostali jsme tedy rovnice (95) a (96), které popisují pohyb fotonu přesněji než Louis de Broglieho rovnice (55) a Schroedingerova rovnice (56). Ale když pro popis chování nějakých objektů máme k dispozici přesnější matematické vztahy, ty by měly obsahovat méně přesné vztahy a být jejich zdokonalením. Rovnice (95) a (96), popisující pohyb těžiště fotonu, by tento požadavek měly splňovat.

Poznámka překladatele: Následující výklad se týká provedení důkazu tvrzení uvedeného v předchozím odstavci. Podle mého názoru následující text již nepřináší mnoho důležitých informací, proto bude ponechán nepřeložen. Případní zájemci jistě budou schopni si jej přečíst v originále. Český překlad bude pokračovat až za nadpisem "Závěr".

In order to get the wave equation (55), it is necessary to move the process of the description of motion of the centre of masses of the photon outside the space - matter - time

unity axiom. For this purpose, it is necessary to take one of the equations (95), (96) for example, the equation (96). We'd like to draw the attention of the reader to the fact that this operation automatically takes the process of the description of motion of the centre of masses of the photon outside the space - matter- time unity axiom.

$$y = A \cos 6\omega t . \quad (102)$$

In order to reduce this equation to the form (55), it is necessary to introduce the coordinate x into this equation using the phase difference for this purpose.

$$y = A \cos(6\omega t - \omega_0 t) . \quad (103)$$

Taking into account that $\omega = \mathbf{an} = 60^\circ n$ and $\omega_0 = 2pn$, we have:

$$y = A \cos 2p(nt - nt) .$$

Let us designate

$$n = \frac{V}{l}; \quad Vt = x,$$

therefore

$$y = A \cos 2p(nt - x/l) . \quad (104)$$

Now it is clear that the main reason for the theoretical spreading of the de Broglie wave packet is explained by the independence of coordinate x from time t and the lack of correspondence of de Broglie's equation with the space - matter - time unity axiom. The equations (95) and (96) have no such disadvantage.

It is not difficult to show that equation (104) is reduced easily to Schroedinger's equation (56) [1], [2]. For this purpose, let us get frequency ν and wavelength l from the formulas (49), (83).

$$n = \frac{E_{ph}}{h} = \frac{E}{h} , \quad (105)$$

$$l = \frac{h}{P} . \quad (106)$$

Let us introduce a new designation of the function (104) and substitute the values (105) and (106) into it.

$$y = \mathbf{y} = A \sin \frac{2p}{h} (Et - Px) \quad (107)$$

When x is fixed, bias $\mathbf{y}(x,t)$ is a harmonic function of time; when t is fixed, it is a function of coordinate x .

If we differentiate the equation (107) twice according to x , we'll find

$$\frac{d^2 \mathbf{y}}{dx^2} = -\frac{4p^2 P^2}{h^2} A \sin \frac{2p}{h} (Et - Px) = -\frac{4p^2 P^2}{h^2} \cdot \mathbf{y} \quad (108)$$

If behaviour of the electron in the atom is described with the help of the relation (108), it should be taken into consideration that its kinetic energy E_k and pulse P are connected with the relation

$$E_k = \frac{mV^2}{2} = \frac{P^2}{2m}. \quad (109)$$

Hence

$$P = \sqrt{2mE_k}. \quad (110)$$

If we substitute the result (110) into the equation (108), we'll have

$$\frac{d^2\mathbf{y}}{dx^2} = -\frac{8p^2m}{h} \cdot E_k\mathbf{y}. \quad (111)$$

It is known that full energy of the electron E_e is equal to the sum of kinetic energy E_k and potential energy E_0 , i.e.

$$E_e = E_k + E_0. \quad (112)$$

If we take it into consideration, the equation (111) takes on a form of Schroedinger's differential equation (56)

$$\frac{d^2\mathbf{y}}{dx^2} = -\frac{8p^2m}{h^2}(E_e - E_0)\mathbf{y} \quad (113)$$

It appears from the above-mentioned facts that the result of the solution of the equation (113) is a function (104) operating outside the framework of the space-matter-time unity axiom.

Thus, we have derived all the basic mathematical models of quantum mechanics postulated earlier and describing behaviour of the photon. We have shown that Louis de Broglie's equation (104) and Schroedinger's equation (113) operate outside the framework of the space-matter-time unity axiom.

Thus, we let all mathematical formulas alone, which are used for the photon behaviour description for a long time. In this sense, we have nothing new, we have only confirmed trustworthiness of these formulas and supplemented them with the equations (95) and (96), which describe centroidal motion of the photon within the framework of the space-matter-time unity axiom.

We have every reason to call an electromagnetic formation, which is localized in space, a photon. From this formation, photon radiation carrying energy and information in space is formed, not electromagnetic one [1], [2]. That's why we have every reason to consider the photon an elementary carrier of information and energy.

Závěr

Nakonec si odpovíme na hlavní otázku: Vysvětlují Maxwellovy rovnice teoretické a experimentální problémy týkající se fotonu a elektromagnetického záření? Jistěže ne. Žádné elektromagnetické pole, které je popisováno Maxwellovými rovnicemi, neexistuje; proto není

žádný důvod toto pole nazývat elektromagnetickým. Je to pole pohybujících se fotonů a my jsme povinni nazývat jej fotonové pole. Toto fotonové pole nese energii a informaci, nikoli nějaké mystické elektromagnetické pole, které chybně vymysleli fyzikové.

Vážení hledači pravdy!

Nyní končí třetí přednáška na téma axiom jednoty. Chápu, že máte mnoho otázek. Odpovědi na mnohé z nich najdete v šestém vydání knihy "The Foundations of Physchemistry of Microworld" [2], kterou lze nalézt na internetu. Hlavním charakteristickým rysem této knihy je, že je psána v rámci axiomu jednoty. Je to proto, že autor této knihy byl prvním, kdo si všiml existence a významu tohoto axiomu.

Reference

1. Ph. M. Kanarev. The Foundations of Physchemistry of Microworld. The fifth addition. Krasnodar. 2004. 400 pages
2. Ph. M. Kanarev. The Foundations of Physchemistry of Microworld. The sixth addition. 500 pages. Being redacted.
3. S.R. Groot, L.G. Sattorp. Electrodynamics. M. "Nauka". 1982. 560 pages
4. V.V. Nikolsky, T.I. Nikolskaya. Electrodynamics and radio-wave propagation. M. "Nauka". 1989. 543 pages
5. V.S. Edelman. Near the absolute zero. M. "Nauka". 1983. 174 pages
6. Allan Holden. What is SSP. M. "Mir". 1979
7. E. Vikhman. Quantum physics. M. "Nauka". 1977. 415 pages
8. R. Spole. Modern physics. Quantum physics of the solid-body atoms and the nuclei. M. "Nauka". 1974. 591 pages
9. Collection of the terms being recommended. Edition 90. Theoretical mechanics. Terminology. M. "Nauka". 1977. 45 pages
10. Collection of the terms on classical mechanics. In five languages. Warsaw, 1965. 192 pages
11. Ph.M. Kanarev, I.I. Artyomov, S.A. Zelensky. Summary of lectures on theoretical mechanics. Krasnodar, 2001. 265 pages
12. G.D. Burdun. Reference book on the international Si-system. Standards publishing house. M. 1977.
13. Walter Kranzer. So interesant Physic. Berlin 1990. 364 pages
14. A.I. Panchenko. Logical-epistemological problems of quantum physics. M. "Nauka". 1981
15. Von Neumann. Mathematical foundations of quantum mechanics. M. "Nauka". 1964.

Překlad: Ladislav Kopecký