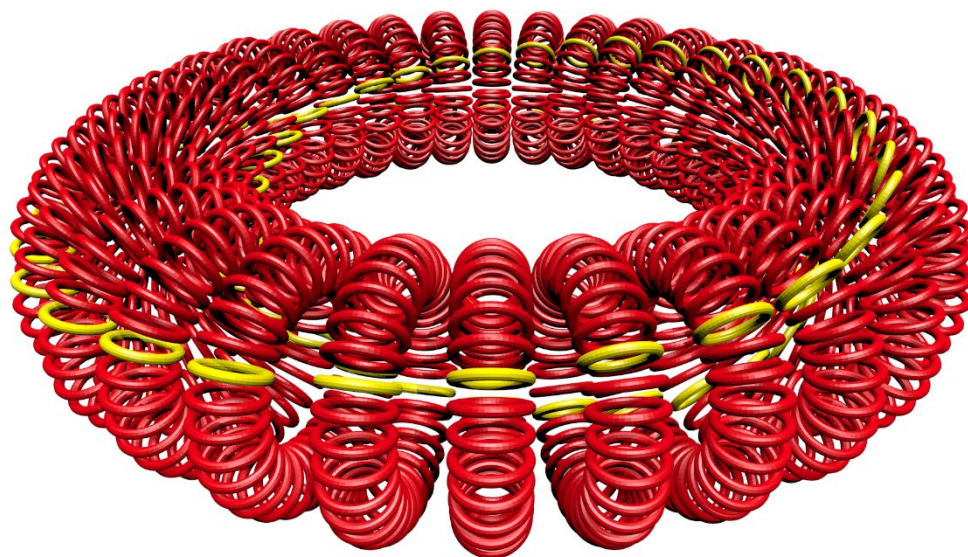


Vysoké učení technické v Brně, UTEE FEKT VUT v Brně

APLIKACE MODELOVÁNÍ PRSTENCOVÉ STRUKTURY ČÁSTIC HMOTY

VÍCEÚROVŇOVÁ STRUKTURA, NÁVRH MODELŮ



© Pavel Werner, 2019, (pwerner@volny.cz)

ISBN 978-80-87342-21-3

1 OBSAH

1	Úvod	6
2	Elektron v homogenním magnetickém poli.....	7
3	Foton, elektron, kvark, neutron.....	11
3.1	Úvod	11
3.2	Foton.....	11
3.3	Elektron	19
3.4	Model RT – Elektron – Foton	22
3.5	Excitovaný elektron.....	24
3.6	RT Model Kvarků	31
3.7	RT Model Neutronu	32
4	Model atomu Helia	34
5	Stern-Gerlachův experiment, spin	44
5.1	Úvod.....	44
5.2	Možné objasnění experimentu podle Prstencové teorie (RT)	45
5.3	Závěr.....	51
6	Štěpení spektrálních čar	52
6.1	Úvod	52
6.2	Typy štěpení spektrálních čar.....	52
6.3	Hyper jemné štěpení spektrální čáry neutrálního atomu vodíku na vlnové délce 21 cm....	52
6.4	Jemné štěpení spektrálních čar atomů bez přítomnosti vnějšího EMG pole.....	60
6.5	Závěr.....	68
7	Diamagnetismus	69
7.1	Diamagnetismus a gravitace.....	74
8	Feromagnetismus.....	79
8.1	Úvod	79
8.2	Model struktury jader atomů	79
8.3	Model struktury jádra atomu železa	82
8.4	Model struktury atomu Fe-železa.....	83
8.5	Tvorba magnetických domén - vyšší struktury hmoty.....	84
8.6	Model atomů a krystalové mřížky kobaltu.....	87
8.7	Model atomů a krystalové mřížky niklu.....	88
8.8	Mangan, chrom, vanad	90
9	Vodíková vazba mezi molekulami vody	91
9.1	Úvod	91

9.2	Model atomu vodíku	91
9.2.1	Vyjádření parametrů RT modelu atomu vodíku [1.4].....	93
9.3	Model atomu kyslíku O.....	95
9.3.1	Vyjádření vzdálenosti elektronu v atomu kyslíku.....	96
9.4	Kovalentní vazba.....	97
9.5	Model molekuly H ₂ O	98
9.5.1	Vyjádření vzdáleností pro osamocenou molekulu vody.....	98
9.6	Model vodíkové vazby	100
9.7	Ortho-voda, para-voda.....	102
9.7.1	Vyjádření vodíkové vazby u formy para – H ₂ O	107
9.8	Npravá vodíková vazba	112
10	Tvar molekul podle RT	114
10.1	Úvod.....	114
10.2	Struktura a tvar molekul s jedním centrálním atomem podle RT	115
10.2.1	Model struktury jader atomů a jejich elektronový obal podle RT	115
10.2.2	Kovalentní vazba.....	116
10.3	Základní tvary molekul podle metody VSEPR.....	117
10.4	Tvary molekul podle navržené toroidální struktury - RT.....	117
10.5	Závěr.....	126
11	Závěr	127
11.1	Poděkování	127
12	Literatura.....	128
12.1	Úvod.....	128
12.2	Elektron v homogenním magnetickém poli	129
12.3	Foton, elektron, kvark, neutron	129
12.4	Model atomu Helia.....	129
12.5	Stern-Gerlachův experiment, spin.....	130
12.6	Štěpení spektrálních čar.....	130
12.7	Diamagnetismus	131
12.8	Feromagnetismus.....	131
12.9	Vodíková vazba mezi molekulami vody.....	131
12.10	Tvar molekul podle RT.....	132

PRSTENCOVÁ TEORIE STRUKTURY HMOTY

Abstrakt

Standardní model vesmíru, jeho vzniku a stavby hmoty (makro/mikro svět) se utvářel v průběhu minulého století [1], [2], ale zůstalo v něm zachováno ještě dědictví antických filosofů v podobě představy elementárních stavebních částic jako nedělitelných sférických elementů [3] jako stavebních prvků tzv. atomové struktury jak v jádru atomů, tak v obalu obíhajících elektronů. Takto prezentované složení atomů z elementárních částic, dále rozvíjené na základě silových účinků a newtonovské mechaniky formulované v kvantově-mechanickém modelu [4], [5] však není schopno dostatečně přesně vysvětlit mnoho experimentem prokázaných jevů, se kterými se setkává jak současná fyzika, tak i chemie v kontextu s možnostmi měřicí a zobrazovací techniky poplatné 21. století [6], [7].

V historii vědy jsme se mnohokrát přesvědčili, že s neustálým posouváním hranice poznání se vyvíjejí nebo upravují i hypotézy formulující principy, zákony, zákonitosti atd. Pouze jedno století nás dělí od poznání a zavedení atomů a možnosti jejich dalšího dělení na jádro a elektrony, rozdělení jádra na protony a neutrony jako prvků složení hmoty. Půl století říkáme, že protony se skládají z kvarků a pracujeme i s dalšími elementárními částicemi. V tento okamžik s dispozicemi měřicí techniky jsme ale narazili na hranici našeho současného poznání a technických možností zkoumat, zdali částice, o kterých dnes tvrdíme, že jsou „elementární“ skutečně elementární jsou, nebo jen nejsme schopni se experimentem přesvědčit a zjistit, co se nachází mezi kvarkem o velikosti 10^{-18} m a nejmenší teoretickou velikostí Planckovy délky 10^{-35} m.

Mnohdy však stačí k pochopení nebo objasnění málo. Stačí připustit, že struktura elektronu i kvarku, jako dříve stanovené hypotézy, je dále dělitelná a složená z menších podstruktur [8], [9]. Stačí sférický objekt nebo bod zaměnit za jinou elementární geometrii například prstenec a najednou se otevře další směr možného strukturálního pojetí hmoty. Nabízí se jiná hypotéza stavby hmoty, která jádro atomů staví se strukturou, která je rozhodující a určující pro vlastnosti a podobu atomů, že elektrony se nepohybují v pravděpodobnostních orbitalech, ale odpovídající elektrický náboj má explicitní pozici určenou navrženou strukturou jádra a rovnováhou elektromagnetických dynamických sil. Díky tomuto jinému pohledu na topologické uspořádání a strukturu hmoty, která nepotřebuje ke svému základnímu popisu nijak komplikovaný a složitý matematický aparát s respektováním všech dosud provedených experimentů a pozorování, se tak stává struktura hmoty jednoduše uchopitelná a lze s ní i snadněji pracovat jako s modelem a to vždy při respektování všech doposud provedených experimentů. Matematické a numerické modely hmoty a jejich interpretace se tak stanou jednoduššími a jejich analýzy časově méně náročnými. Díky navrženému novému pohledu na strukturu a topologii elementárních částic hmoty jsme schopni vysvětlit snadno bez komplikací jevy, dosud standardním kvantově-mechanickým modelem obtížně nebo zcela nevysvětlitelné, a ve svém důsledku nacházet nová elegantní vysvětlení fyzikálních i chemických jevů a procesů.

Navržený přístup a prstencový model hmoty slouží jak ke strukturálnímu popisu hmoty, tak se snaží dosáhnout pokroku v popisu a uchopení některých dosud, v současnosti obtížně objasnitelných jevů, týkajících se fyziky mikro/nano světa, elementárních částic a atomové struktury. Navržený přístup nám dává do rukou nástroj, který pomůže modelově nastavit vysvětlení těchto jevů. Také umožňuje z jiného pohledu objasnit základní chemické a fyzikální důvody pro stabilitu i reaktivitu atomů a molekul [10], [11] a poznat nové vazby v zákonitostech, jevech a procesech, které doposud současné stochasticky chápané hypotézy a modely stavby hmoty neumožňovaly.

1 ÚVOD

Navržený strukturální přístup hypotézy prstencové stavby modelu hmoty pracuje se základním stavebním elementem – toroidálním objektem (prstencem) [1.5] a jeho geometrickou podmnožinou se strukturálním seskupením. Základy této teorie modelu byly zformulovány prof. Pavlem Ošmerou a kolektivem [1.1], [1.2], [1.3]. V dalším textu ji budeme označovat jako „Prstencovou teorii“ (Ring theory – RT). Tento přístup může lépe z jiného pohledu ukázat na přirozenou a snadno objasnitelnou evoluci neživé přírody. S použitím prstencových podstruktur, známé Maxwellem formulované teorie elektromagnetického pole dále rozpracované například v práci [1.6], vírových polí a víceúrovňových struktur lze snadno popsat a formulovat současnými hypotézami používané modely, a to od struktur kvantové pěny, přes foton, kvarky, elektron, proton a neutron, atomy, molekuly, až po struktury složitých organických sloučenin.

Následující text navazuje na „*Základy modelování prstencové struktury elementárních částic hmoty*“ [1.4] a na několika příkladech ukazuje možnost použití základů modelování struktury při řešení některých fyzikálních a chemických úloh.

Základy Prstencové teorie byly položeny, ale nebyly více hlouběji rozpracovány. Následující příklady a aplikace mají sloužit jako možná řešení některých nejasných míst standardně používaných modelů, mají umožnit podívat se na základy fyziky mikrosvěta a elementárních částic z jiného úhlu pohledu než nám umožňuje již téměř sto let dosud užívaná hypotéza pro popis stavby hmoty.

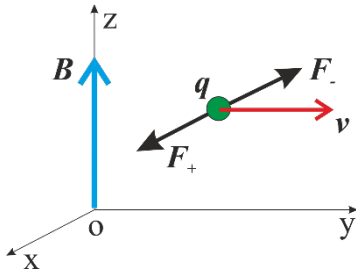
Stejně tak je snahou tohoto textu ukázat, že není třeba používat robustní nástroje stochastického přístupu kvantové teorie stavby hmoty a spokojit se s tvrzením, že jiné vysvětlení některých jevů není možné bez dosud zavedené hypotézy kvantově mechanického pohledu, a že kvantový svět používá jinou fyziku, než jsme doposud znali. Stačí například zvolit jiný model hypotézy stavby elementárních částic a aplikovat elektromagnetické síly pohybujících se elektrických nábojů (které například kvantově mechanické pojetí zcela přehlíží) a mohou se pak modelovat jevy velmi jednoduchými, známými prostředky a metodami, které jsou jednoznačně prokazatelné.

2 ELEKTRON V HOMOGENNÍM MAGNETICKÉM POLI

V následujícím textu se pokusím objasnit význam prstencové struktury elektricky nabitě částice modelované podle RT na změnu směru rychlosti částice pohybující se v homogenním magnetickém poli [1.6].

K vyjádření a popisu vzniku magnetického pole se používá elektricky nabitý hmotný bod o elektrickém náboji q pohybující se střední rychlostí \mathbf{v} . Z experimentů (Maxwellova teorie elektromagnetického pole [11]) můžeme doložit následující chování:

1. Velikost magnetické síly \mathbf{F}_B působící na elektrický náboj q je přímo úměrná velikosti náboje q a střední rychlosti \mathbf{v} .
2. Velikost a směr vektoru síly \mathbf{F}_B závisí na velikostech a směrech střední rychlosti \mathbf{v} a plošné hustotě magnetického toku \mathbf{B} .
3. Na elektrický náboj q nepůsobí žádná síla, pokud jsou vektory \mathbf{v} a \mathbf{B} rovnoběžné, pokud však svírají úhel θ , vektor \mathbf{F}_B je na oba vektory kolmý a jeho velikost je úměrná $\sin \theta$.
4. Pokud se otočí znaménko elektrického náboje, otočí se i směr síly \mathbf{F}_B .



Obr. 2.1 Směr magnetické síly \mathbf{F} , plošné hustoty magnetického toku \mathbf{B} , směr pohybu částice se střední rychlostí \mathbf{v} .

Na letící elektricky nabitou částici v magnetickém poli působí magnetická část Lorentzovy síly [11], [1.6], která je dána vztahem

$$\mathbf{F} = q \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

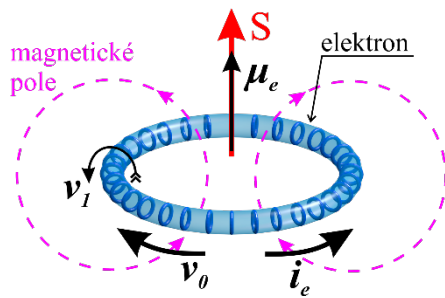
kde q je elektrický náboj bodu/částice, \mathbf{v} je vektor její střední rychlosti, \mathbf{B} je vektor plošné hustoty magnetického toku a θ je úhel sevřený vektory \mathbf{v} a \mathbf{B} , obr. 2.1. Velikost síly F_B je dána vztahem

$$|\mathbf{F}| = |q \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{B} \cdot \sin \theta|, \quad (2)$$

Pokud vektor \mathbf{F} je kolmý na vektory \mathbf{v} a \mathbf{B} , pak nemění velikost rychlosti \mathbf{v} , ani kinetickou energii částice ale mění směr rychlosti \mathbf{v} .

Vznik této síly můžeme aplikovat při použití modelu elektronu podle Prstencové teorie (RT), který je modelován jako víceúrovňový toroidální objekt. Na tento model elektronu můžeme pohlížet jako na kruhovou proudovou smyčku o poloměru r_e , kterou protéká elektrický proud i_e a vytváří její magnetický moment je μ_e (obr. 2.2).

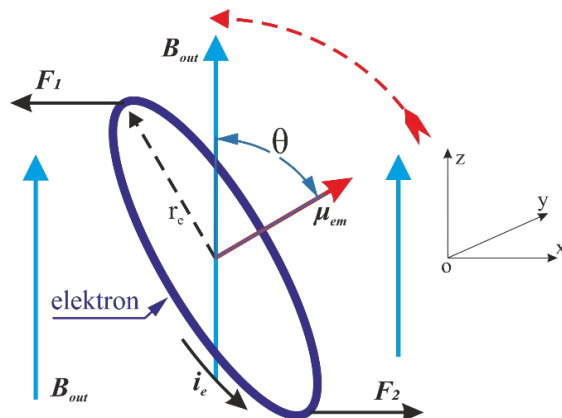
$$i_e = \frac{dq_e}{dt}. \quad (3)$$



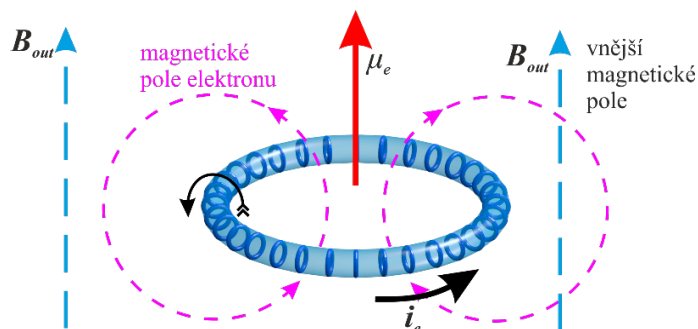
Obr. 2.2 Model elektronu podle RT.

Na takto modelovaný elektron, obr.2.2, po vložení do zvoleného vnějšího homogenního magnetického pole, bude působit výsledná síla F , která je v případě uzavřené proudové smyčky, obr.2.2, za uvažovaných okolností, nulová (obr. 2.3). Přestože je celková síla působící na uzavřenou smyčku F nulová, vytváří na opačných koncích smyčky magnetický moment μ_{em} , který způsobuje změnu polohy smyčky, a to rotační kolem osy y . Tento moment μ_{em} natočí trajektorii pohybujícího se elektrického náboje v modelu elektronu tak, že rovina toroidu uvažovaného modelu elektronu bude kolmá k vnějšímu magnetickému poli kvantifikovaného vektorem měrného magnetického toku B_{out} , a vektor magnetického momentu modelu elektronu μ_{em} bude mít paralelní směr s vektorem vnějšího magnetického pole s vektorem B_{out} . Síla vyvolaná pohybem elektrického náboje po toroidální ploše ve vnějším magnetickém poli je označena jako F_1 a je funkcí $\sin\theta$, kde θ je úhel mezi směrem vektoru vnějšího magnetického pole s hustotou B_{out} a osou prstence, obr.2.3. Jde prakticky o aplikaci Faradayova indukčního zákona [1.6], [2.1] a platí

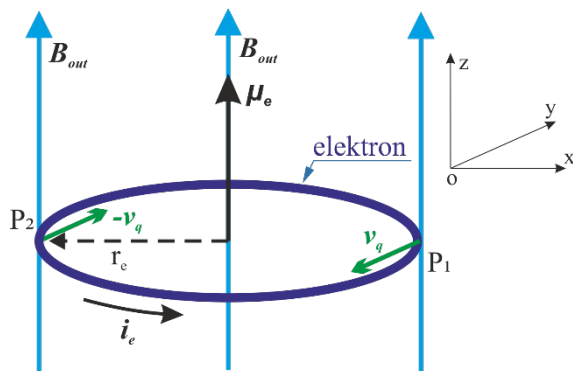
$$F_1 = -F_2 \quad . \quad (4)$$



Obr. 2.3 Natočení do stabilní polohy proudové smyčky modelu elektronu v magnetickém poli B_{out} .



Obr. 2.4 Stav pro rovnovážnou/stabilní polohu modelu elektronu vůči vnějšímu magnetickému poli.



Obr. 2.5 Pohyb elektrického náboje q v modelu elektronu v magnetickém poli B_{out} se střední rychlostí pohybu elektrického náboje v_q .

Model elektronu (obr.2.4), který se nachází ve vnějším homogenním magnetickém poli, se uvažuje z pohledu výsledných sil v rovnovážné stabilní poloze (obr. 2.5), když vektory μ_e a B_{out} jsou rovnoběžné a míří shodným směrem.

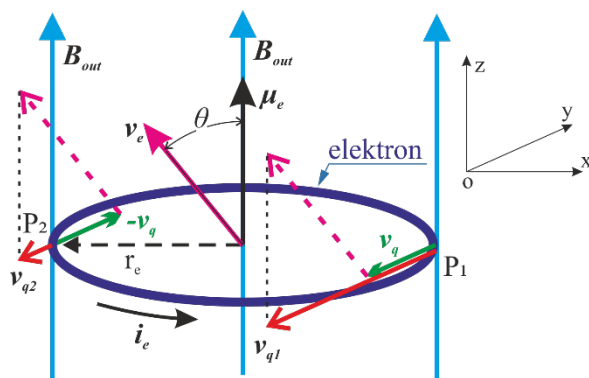
Pokud se bude model volného elektronu pohybovat ve vnějším homogenním magnetickém poli B_{out} se střední rychlostí v_e (obr.2.6), jejíž vektor bude svírat s vektorem vnějšího magnetického pole B_{out} úhel θ (obr. 2.6), elektrický náboj q_e modelu elektronu, který vytváří elektrický proud i_e , se bude pohybovat nerovnoměrně vůči vnějšímu magnetickému poli a to tak, že na jedné straně v bodě P_1 , obr.2.6, jeho střední rychlost v_1 je vyjádřena jako

$$v_1 = v_e + v_q, \quad (5)$$

bude vždy větší než rychlost v_2 v bodě P_2 , obr. 2.6

$$v_2 = v_e - v_q \quad (6)$$

a to na protější straně toroidu. Pohyb elektrického náboje q_e v prostoru modelovaného elektronu vytváří křivku, která se nazývá cykloida. Tvar této křivky [1.5] je dán poměrem rychlostí pohybu v_q elektrického náboje q_e smyčky modelu elektronu a rychlostí pohybu v_e modelu elektronu v uvažovaném vnějším magnetickém poli s měrnou hustotou toku B_{out} , obr. 2.6.



Obr. 2.6 Rozdílné rychlosti pohybujícího se modelu elektronu v místě P_1 a P_2 .

Takto vyhodnocená rozdílná střední rychlost pohybu elektrického náboje q_e na protějších stranách modelu elektronu v bodech P_1 a P_2 bude vytvářet:

- rozdílnou velikost elektrického proudu i_e
- rozdílnou velikost plošné hustoty magnetického pole B_e
- rozdílné velikosti výsledné síly působící na protilehlých částech oblasti toroidu (bod P_1 , P_2),

kolmo ke směru rychlosti i směru výsledné plošné hustoty toku \mathbf{B} , obr. 2.6.

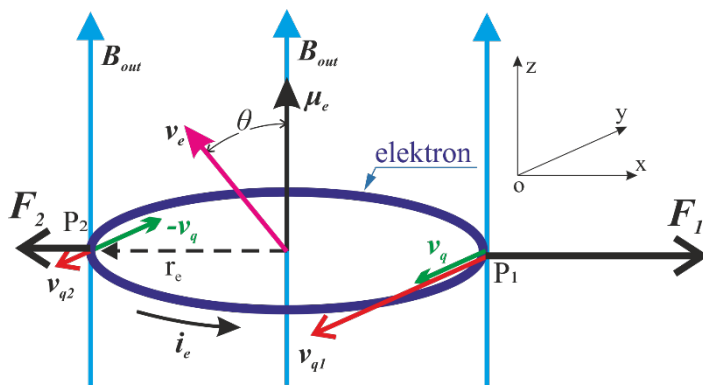
$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{out}} + \mathbf{B}_{\text{el}} \quad (7)$$

$$\mathbf{F}_1|_{P_1} = q \cdot (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}) \quad (8)$$

$$\mathbf{F}_2|_{P_2} = q \cdot (\mathbf{v}_2 \times \mathbf{B}) \quad (9)$$

Výsledná síla \mathbf{F} , působící na navržený model elektronu, nacházejícího se v magnetickém poli, za výše uvedených podmínek, je dána rozdílem sil \mathbf{F}_1 a \mathbf{F}_2 , obr. 2.7.

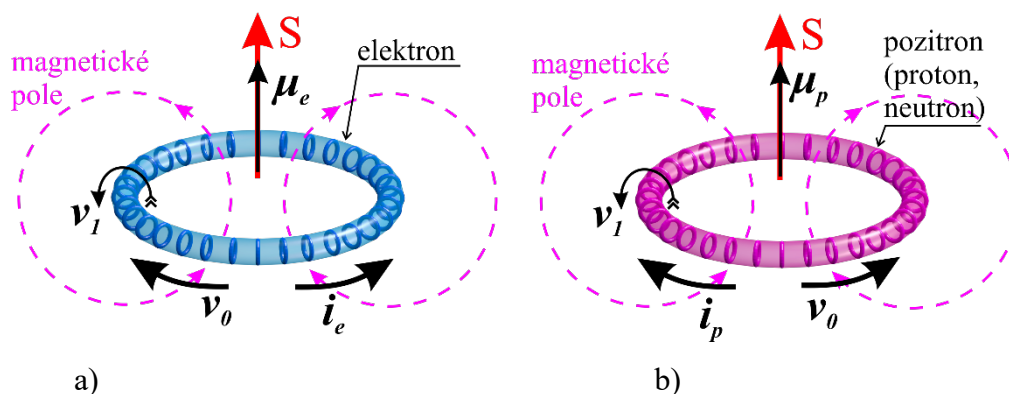
$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 - \mathbf{F}_2 \quad (10)$$



Obr. 2.7 Síla působící na pohybující se model elektronu rychlostí \mathbf{v} v magnetickém poli \mathbf{B}_{out} .

Z výše uvedených úvah lze pak vyvodit, že pozice/pohyb navrženého modelu elektronu v homogenním magnetickém poli není dán výhradně vlastností vnějšího magnetického pole, ale je závislý na struktuře a podstruktuře uvažovaného modelu elektronu, tedy koncipovaného podle RT.

Při pohybu elektricky kladně nabitého elementu ve vnějším homogenním magnetickém poli bude na tento element působit výsledná síla \mathbf{F} v opačném směru, nežž bylo výše ukázáno pro záporný elektrický náboj q . Je to proto, že prstencový model, například pozitronu nebo protonu, modelovaný podle RT, má vůči směru proudu \mathbf{i}_p opačně orientovaný spin a magnetický moment μ_p , obr. 2.8.



Obr. 2.8 Orientace elektrických proudů a magnetického momentu pro a) záporný elektrický náboj q , b) kladný elektrický náboj q .

3 FOTON, ELEKTRON, KVARK, NEUTRON

3.1 ÚVOD

Pokud vyjdeme z historie formulování hypotéz mikroskopického popisu struktury hmoty, vidíme, že rozměry velikosti „elementárních“ částic se neustále zmenšovaly. V současné době jsme schopni pomocí urychlovačů a energií kolem $W=13$ TeV zkoumat „částice“ hmoty o velikosti přibližně 10^{-18} m, o nichž se zatím tvrdí, že už pravděpodobně nejsou dále dělitelné. Z teoretických modelů a analogií se ale může předpokládat, že existuje úroveň struktury mnohem menší, nejméně po velikost Planckovy délky, která je označována jako fyzikální konstanta délky, a je přibližně rovná 1.6×10^{-35} metrů. Tento rozdíl velikostí v 17 řádech je obrazně takový jako rozdíl mezi člověkem a kvarkem, mezi nimiž se nachází také několik úrovní struktur a podstruktur hmoty.

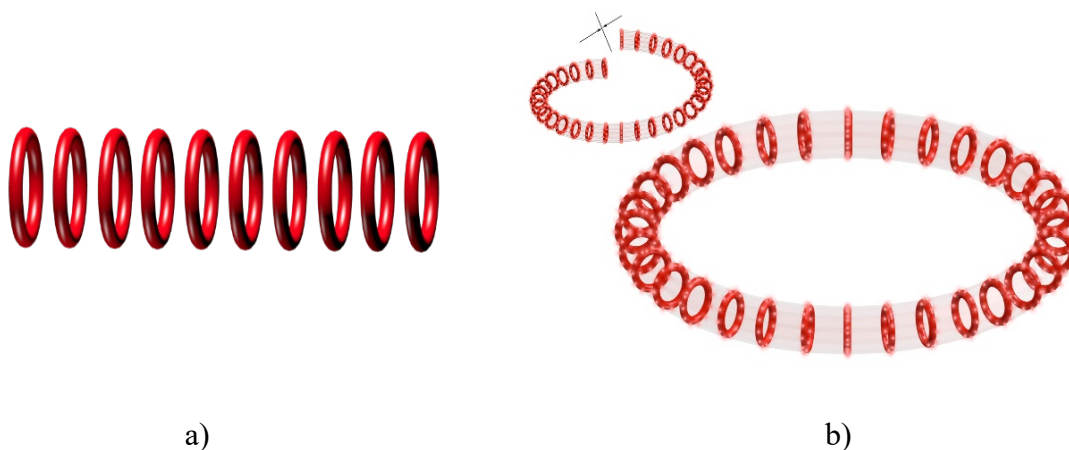
A tak je na místě zcela legitimní otázka, zda námi doposud používané hypotézy „elementární“ částice hmoty nejsou také dále tvořeny podstrukturami, o kterých zatím nemáme, fyzikálním experimentem, provedený důkaz, a tedy zároveň nejsme schopni současnými dostupnými prostředky technických nástrojů struktury objevit – prokázat tyto podstrukturny a pohybujeme se na rovině hypotézy.

Jinou možností je budovat teoretickou rovinu strukturální koncepce hmoty s modely a také pomocí dosud provedených experimentů prokázat validitu hypotézou takto stanovených modelů konceptu struktury (například podle RT). Jednu z teoretických možností zkoumání chování těchto podstruktur nám dává modelování elementárních částic podle Prstencové teorie [1.3], [1.4]. Modely elementárních částic jsou tvořeny víceúrovňovými prstencovými strukturami, které jsou navzájem vázány pomocí elektromagnetických sil na základě dosud platných zákonitostí Maxwellových formulací elektromagnetického pole [11], [1.6].

Pokud připustíme možnost návrhu výše uvedených úvah, stanovené hypotézou a konceptuální navržením modelů prstencových podstruktur, pak můžeme použít podobný strukturální základ pro modely fotonu, elektronu, pozitronu, kvarku, neutronu i protonu.

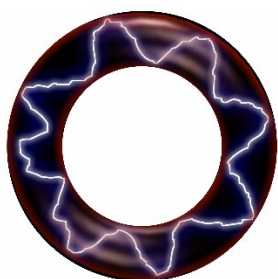
3.2 FOTON

Prstencová teorie, RT, je založena na myšlence, že řetězce podstruktur tvořící otevřené struktury vnímáme jako elektromagnetickou vlnu (okamžitá poloha elektrického náboje q vzhledem k ostatním elektricky nabitým objektům) a podstrukturny složené do uzavřených struktur (prstenců) vnímáme díky silovým (elektromagnetické síly) vazbám jako hmotu, obr. 3.1. Prostor označených prstenců je oblast opakovaného výskytu elektrického náboje (časový interval pozorovatele $t_w \gg dt_q$ kde dt_q je elementární změna polohy sledovaného elektrického náboje q).

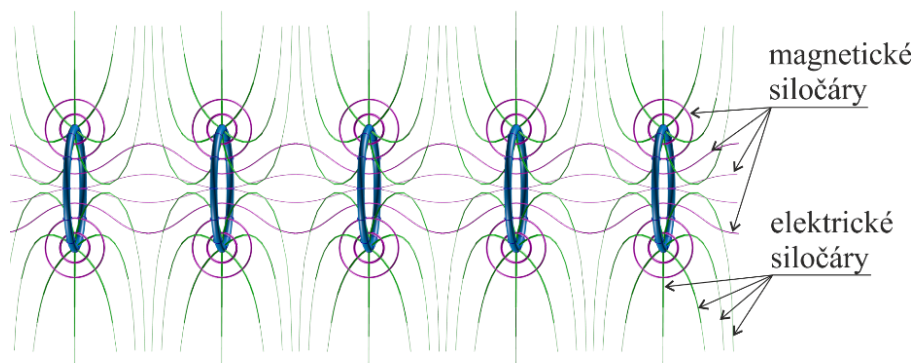


Obr. 3.1. a) otevřená struktura, b) uzavřená struktura.

Základní jednotkou pro tvorbu vyšších struktur by mohla být podle strunové teorie kmitající struna v uzavřeném toroidálním prostoru. [3.7]

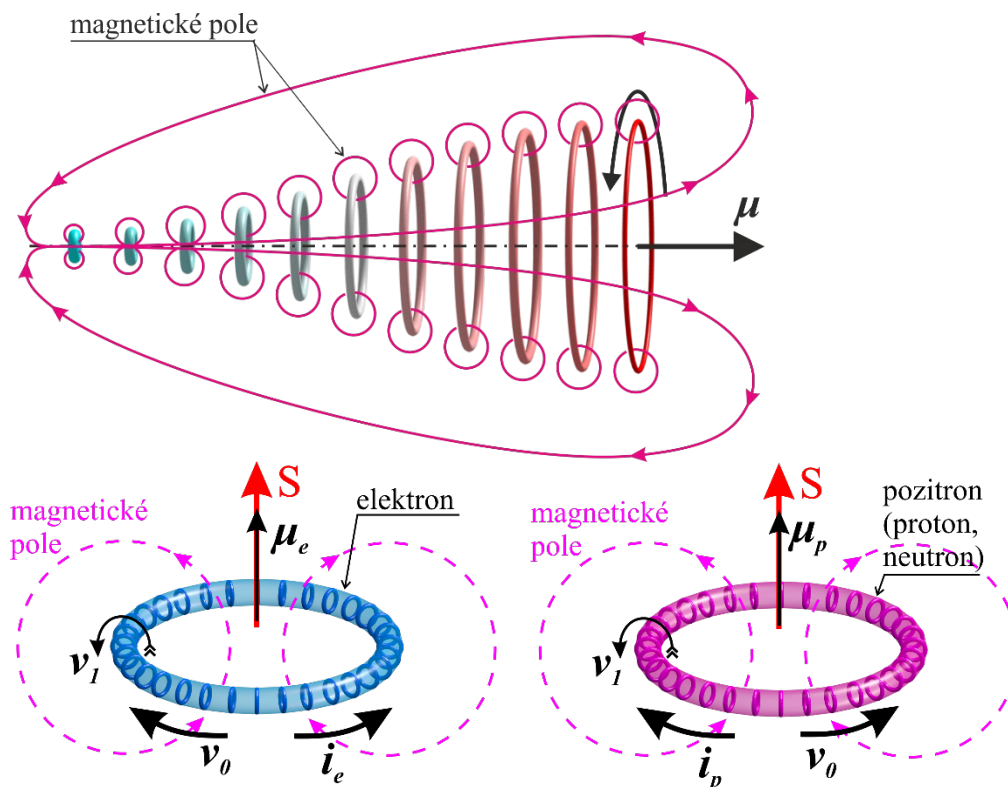


Obr. 3.2. Model kmitající struny v toroidálním prostoru.



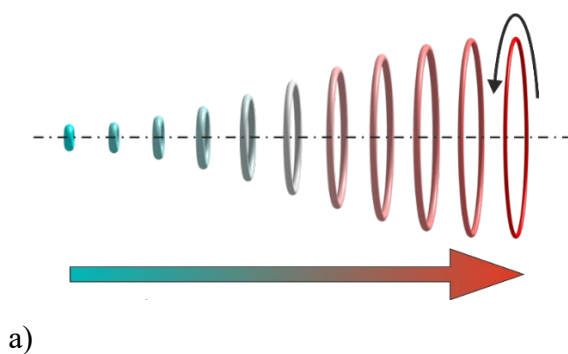
Obr. 3.3. Svázání prstencových podstruktur EMG poli.

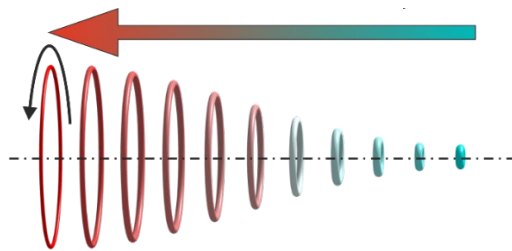
Prstencové struktury jsou navzájem vázány vlastnostmi elektromagnetického pole [11], [1.6], například obr. 3.3. Elektrická složka EMG pole mezi strukturou prstenců působí odpudivou silou, kdežto magnetická složka EMG pole působí přitažlivou silou [1.4]. Struktura složená z těchto prstenců pak přibližně silově působí jako solenoid v elektromagnetickém poli. U takto svázané struktury můžeme určit vektor magnetického toku, magnetického momentu a další veličiny EMG pole. Vektor magnetického momentu můžeme uvažovat jako shodný s vektorem spinu, obr. 3.4.



Obr. 3.4. Svázání prstencových podstruktur fotonu magnetickým polem.

Model fotonu můžeme modelovat jako otevřenou strukturu složenou z kmitajících prstencových podstruktur. Kmitání podstruktur je tvořeno stojatým kmitáním se shodnou amplitudou, ale různou fází elektromagnetické vlny odpovídajícího prstence tvořeného pohybem elektrického náboje q . Se zvětšujícím se poloměrem prstencové podstruktur R_1 se zvětšuje i menší poloměr prstence R_2 , a zároveň dochází ke zvětšování vzdálenosti mezi sousedními podstrukturami. Fázový posun kmitajících podstruktur vytváří postupné vlnění s volnými konci, na kterých dochází k odrazu vlny se stejnou fází. Fáze se šíří rychlostí, která se označuje jako fázová rychlost v_f . S pohybem postupné vlny dochází ke změně „těžiště“ modelu fotonu i ke změně rychlosti pohybu toku výkonu (Poyntingův vektor \mathbf{II}) vůči konstantní rychlosti pohybu celého modelu fotonu. Takto modelovaná struktura fotonu je půlvlnou, obr. 3.5.

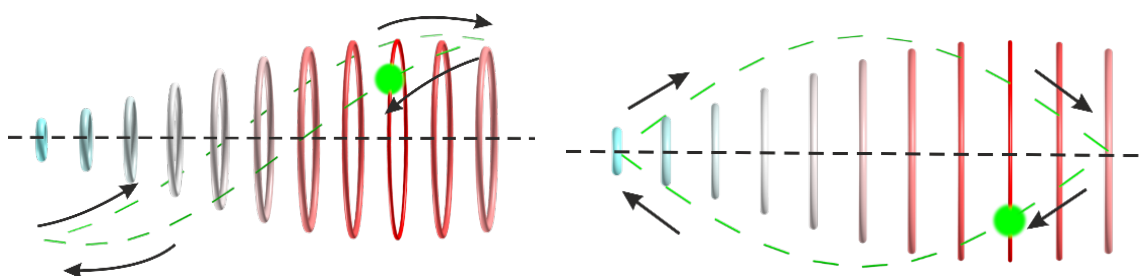




b)

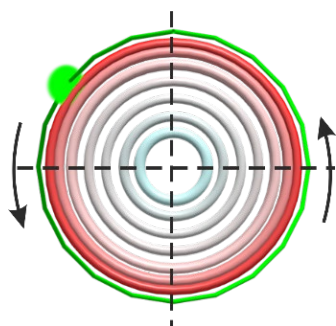
Obr. 3.5. Postupná elektromagnetická vlna se na volném konci odráží se stejnou fází.

Postupným vlněním se „přenáší výkon“ ve struktuře (vyhodnocení Poyntigova vektoru z okamžitých složek intenzit elektrického a magnetického pole \mathbf{E} , \mathbf{H}). Je plněna podmínka výkonové rovnováhy, a tedy Poyntingův vektor \mathbf{I} s okamžitou hodnotou $\mathbf{I}(t)$ lze vyhodnotit a zobrazit, z interpretace hodnot se jeví jak „kmitá zepředu dozadu“ a zároveň rotuje kolem podélné osy fotonu, obr. 3.6.



a)

b)

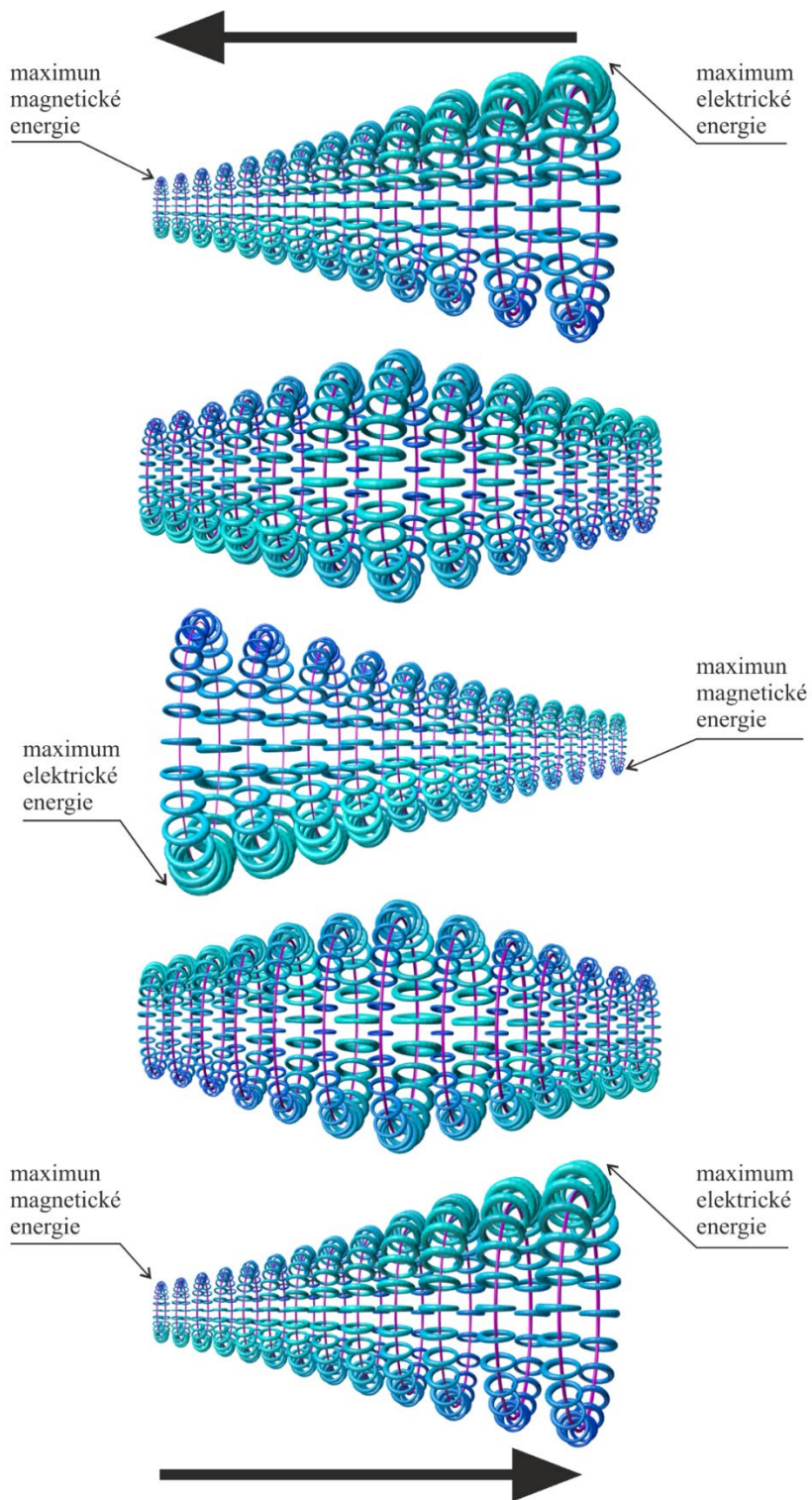


c)

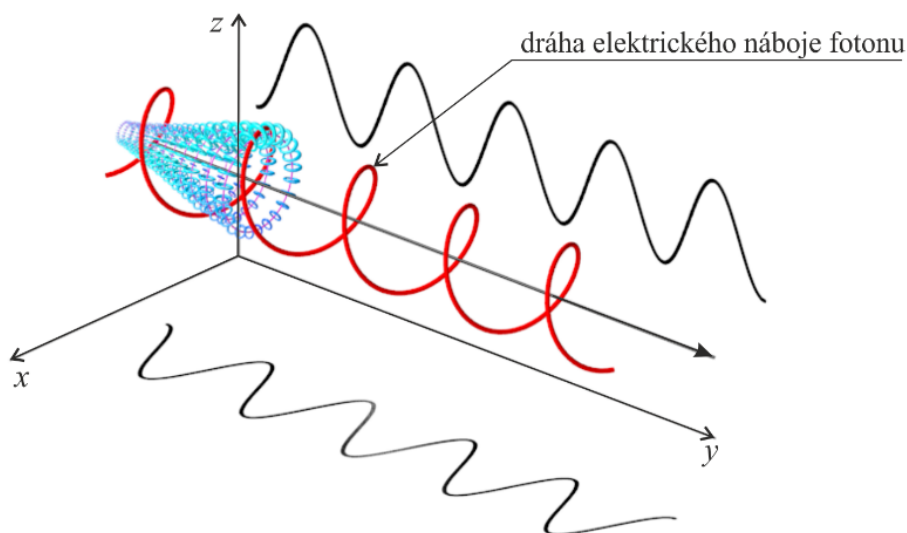
Obr. 3.6. Fázový posun kmitání a pohyb toku výkonu \mathbf{I} v ose a kolem osy modelu fotonu a) pohled z boku, b) pohled shora, c) pohled zepředu.

U takto modelovaného fotonu můžeme určit směr pohybu shodný se směrem magnetického momentu μ_{ph} i rovinu kruhové polarizace, které je ke směru pohybu fotonu kolmá, (obr. 3.8).

Intenzita okamžitých hodnot elektrického pole $\mathbf{E}(t)$ a magnetického pole $\mathbf{H}(t)$ se mění spojitě. Kromě toho uvažujeme, že čas t plyne synchronně se změnami intenzit složek pole. To znamená, že uvažované procesy změn intenzit elektrického a magnetického pole jsou funkcemi času. Je známo, že intenzity elektrického a magnetického pole se mění současně; proto souřadnice bodů v prostoru, ve kterých se mění intenzity pole $\mathbf{E}(x,y,z,t)$, $\mathbf{H}(x,y,z,t)$, by měly být funkcemi času, (obr. 3.7).



Obr. 3.7. Detailní schéma fází kmitání a rotace podstruktur modelu fotonu.



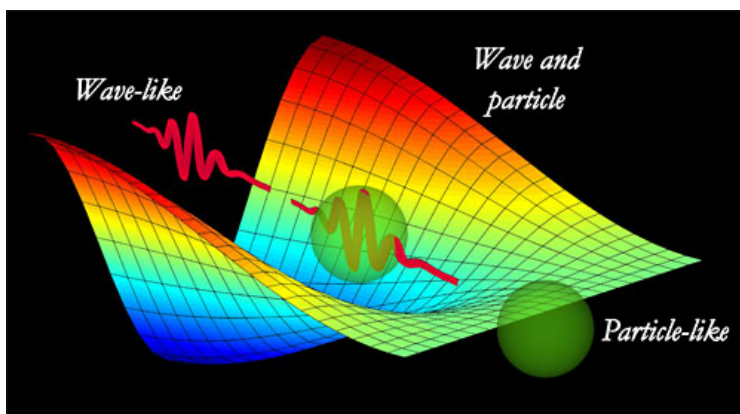
Obr. 3.8. Schéma dráhy elektrického náboje modelu fotonu a její průmět do roviny xy a yz .

Můžeme předpokládat, že součástí struktury modelu fotonu jsou v současné hypotéze známé a označované prvky neutrino a antineutrino. Tyto elementy lze pomocí RT modelovat, neutrino jako levotočivé struktury a antineutrino jako pravotočivá varianta struktury. Pokud jedna taková částice působí v jednom směru přenosu energie a druhá v opačném směru pohybu energie po fotonu, pak jsou v symetrické rovnováze. Proto také v modelu s RT neexistuje obrácená „rotace“ neutrin a antineutrin.

Kmitání podstruktur a kmitání složek elektromagnetického pole po povrchu modelu fotonu způsobuje díky silovým účinkům prostorovou deformaci celé počáteční struktury fotonu, obr. 3.9. V průběhu jedné půlvlny se jeho podélná osa strukturálního seskupení ohýbá, rotuje a vytváří neuzavřený prsteneček, který se opět otevírá a přechází do rovné struktury. V druhé půlvlně se děj opakuje na opačné straně. Střídáním otevřené přímé struktury a téměř uzavřené prstencové struktury se periodicky mění výsledný elektrodynamický charakter modelu fotonu. Ten z pohledu rovnovážného stavu okamžitých elektrodynamických sil, může být vnímán jednou jako vlnový nebo jako pevně-částicové seskupení. Takto foton vnímá i současná hypotéza popisu hmoty, obr. 3.10 [3.1].

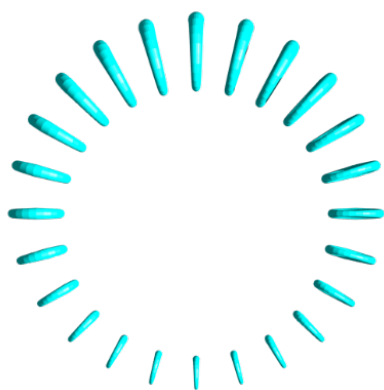


Obr. 3.9. Schéma kmitání fotonu v prostoru.



Obr. 3.10. Vlnově částicové vlastnosti fotonu [3.1].

Při shodné orientaci rotace podstruktur se postupná elektromagnetická vlna (z nastalých podmínek je schopná přenášet elektrický výkon $p(t)$) pohybuje v jedné půlvlně jedním směrem/orientací (můžeme ho nazvat kladným, obr. 3.5a) a po odrazu na konci modelu fotonu se vrací v druhé půlvlně směrem/orientací opačným (můžeme jej nazvat záporným, obr. 3.5b). V důsledku působení vnějšího elektromagnetického pole může dojít při prostorovém kmitání elektromagnetického pole v modelu fotonu k uzavření jeho konců a vytvoření struktury toroidálního tvaru, obr. 3.11.

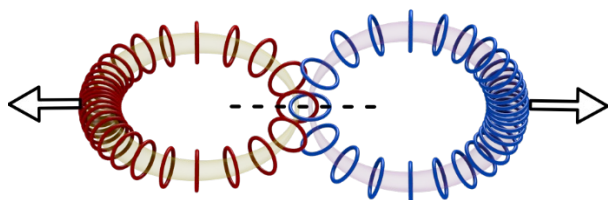


Obr. 3.11. Uzavření podstruktur modelu fotonu do prstencové struktury.

Pokud dojde k uzavření struktury modelu fotonu ve fázi směru podélného vlnění podle obr. 3.5a, můžeme hovořit o vzniku „hmotné částice“ s kladným elektrickým nábojem, tedy pozitronu. Při tomto procesu dojde ke tvarování a „uvolnění“ jisté části elektromagnetické vlny a můžeme jej srovnat s doposud zavedenou hypotézou jako částice antineutrino, ale neutrino zůstává součástí uzavřené struktury modelu pozitronu. Pokud se uzavře prsteneček modelu fotonu při stavu šíření podélné elektromagnetické vlny podle obr. 3.5b, můžeme hovořit o vzniku hmotné částice se záporným elektrickým nábojem, tedy elektronu. Při této fázi tvarování struktury modelu elektronu se „uvolní“ jisté části elektromagnetické vlny a můžeme jej srovnat s doposud zavedenou hypotézou jako částice neutrino a antineutrino zůstává součástí struktury modelu elektronu. Rozdíl mezi oběma částicemi spočívá v rozdílném směru pohybu elektromagnetické vlny na vnitřní struktuře – podélné vlny při zachování shodné orientace a směru pohybu kmitajících podstruktur.

Pokud se bude uvažovat modelový stav přiblížení modelu struktury elektronu s pozitronem, dojde v navržené RT modelové situaci u obou struktur v „nejslabším místě“ (vytvořeny minimální elektrodynamické síly na strukturálním modelu) ke změně dynamického uspořádání elektrického náboje q a tedy šíření elektromagnetické vlny, který se může hodnotit jako „rozpojení“ prstencové

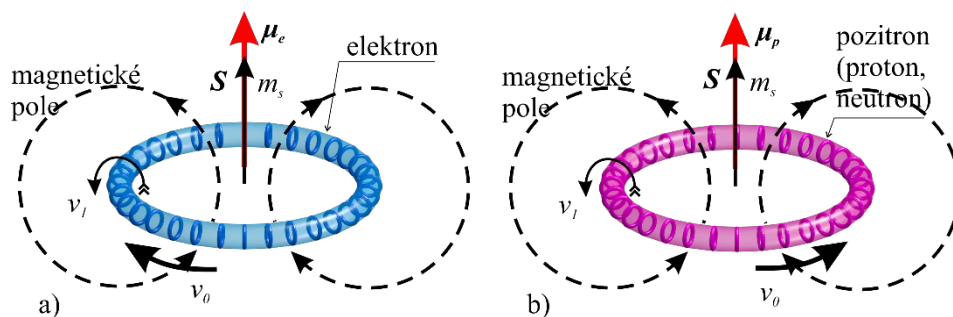
uzavřené struktury a tvarování vlny, hodnocené jako vznik dvou otevřených struktur dvojice parametricky shodných fotonů v oblasti frekvence elektromagnetické vlny, hodnocené jako záření gama o měřitelné energii (0.5 MeV). Tyto nové uspořádání – fotony, se šíří z místa svého formování/vzniku vzájemně opačnými směry, obr. 3.12. Tento proces se v dosud používané hypotéze popisu hmoty kvantově-mechanické nazývá anihilací, při které v případě setkání částic s opačným výsledným elektrickým nábojem dochází ke strukturální změně uzavřené hmotné struktury fermionů na otevřenou strukturu bosonů s tzv. nulovou klidovou hmotností $m_b=0$. O anihilaci se ve stávající hypotéze popisu hmoty hovoří jako o úplné přeměně hmoty v energii. Tuto situaci lze ale z pohledu RT interpretovat jako změnu/formaci uzavřené struktury do struktury otevřené.



Obr. 3.12. Schéma anihilace modelů pozitronu a elektronu podle RT, jejich rozdělení a směr pohybu vzniklých modelovaných fotonů.

K podobnému jevu, dedukovaného z experimentů již publikovaných [3.8], může docházet v rentgenové lampě. Podle současné hypotézy stavby hmoty elektrony emitované/urychlené vysokým elektrickým napětím s velkou kinetickou energií dopadají na terčík (wolfram). V místě dopadu dojde, podle RT, k rozpojení uzavřené struktury elektronu a z rentgenové lampy se uvolňují „fotony rentgenového záření“.

Při opačném procesu, podle modelu RT, zvaném kreace, dojde při setkání dvou fotonů s otevřenou strukturou k uzavření struktury obou fotonů do prstence. Protože spolu interagují dva fotony „v opačné fázi“, podle modelu RT, jejich pohybu EMG vlny a okamžitého toku výkonu, vznikne jeden elektron a jeden pozitron, obr. 3.13, [1.4]. Pro vytvoření páru elektron pozitron, podle RT, musí být vyčíslená energie fotonů alespoň $2 \times 0.511 \text{ MeV} = 1.022 \text{ MeV}$, což je energie odpovídající páru fotonů měkkého gama záření. Po uzavření jedné „půlvlny původní struktury fotonu“ a zrušení odrazů na volném konci struktury fotonu se změní délka půlvlny na celou vlnu o shodné vlnové délce.

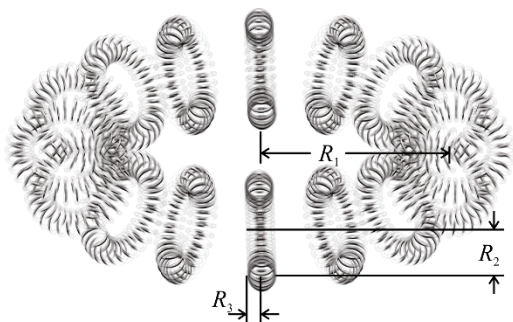


Obr. 3.13. Schéma směru pohybu maxima vzniku okamžitého měrného výkonu EMG vlny v_e u modelu a) elektronu, b) pozitronu [3.2].

Vzhledem k existenci odpovídající konfigurace a parametrů magnetického pole [1.4] se mohou fotony podle modelů RT sdružovat do skupin.

3.3 ELEKTRON

Elektron je podle RT a odpovídajících modelů struktura, kterou lze kvalifikovat jako uzavřený foton.



Obr. 3.14. Základní struktura modelu elektronu a jeho parametry [3.2].

Poloměr r_e modelu struktury vázaného elektronu atomu vodíku na základní energetické hladině vychází z „Termů“ jednotlivých sérií spektrálních čar [3.2]. „Termem“ nazýváme hranu posloupnosti série spektrálních čar, vznikajících přechodem mezi první (n -tou) energetickou hladinou a vyššími hladinami atomu neutrálního vodíku, odpovídá disociační energii elektronu od jádra.

- série Lymanova (ultrafialová část spektra)

$$T_L = 91.2324 \cdot 10^{-9} m \quad (11)$$

- série Balmerova (viditelná část spektra)

$$T_B = 364.6 \cdot 10^{-9} m \quad (12)$$

- série Paschenova (infračervená část spektra)

$$T_P = 820.4 \cdot 10^{-9} m \quad (13)$$

Poloměr elektronu na základní hladině vypočítáme podle vzorce [1.4]:

$$r_{e1} = \frac{T_n \cdot \alpha}{4 \cdot 2\pi \cdot n^2}, \quad (14)$$

kde T_n je term série spektrálních čar atomu z n -té energetické hladiny, α je konstanta jemné struktury, n je hlavní kvantové číslo. Čtyřka ve jmenovateli (14) je proto, že velikost (délka) modelu fotonu je tvořena pouze polovinou vlnové délky „Termu“. Po uzavření konců modelu fotonu do toroidální struktury se jeho základní vlnová délka EMG vlny (pohybujících se elektrických nábojů q) zmenší opět na polovinu.

Po dosazení hodnot můžeme ze vztahu (14) vyčíslit velikost poloměru modelu elektronu vodíku r_e na první energetické hladině:

$$r_{e1} = \frac{91.2324 \cdot 10^{-9}}{4 \cdot 2\pi \cdot 137 \cdot 1} = 2.65099 \cdot 10^{-11} m. \quad (15)$$

Pokud bychom uvažovali, že model elektronu na základní hladině je tvořen uzavřenou strukturou fotonu, pak vlnová délka λ_e EMG vlny produkovaná touto strukturou modelu fotonu by se rovnala dvojnásobku obvodu o_e modelu struktury elektronu:

$$o_e = 2\pi \cdot r_e,$$

$$o_e = 1.6648 \cdot 10^{-10} \text{ m} . \quad (16)$$

Protože místo s maximem modulu měrného výkonu II EMG vlny po obvodu modelu elektronu vykonává pohyb 137x pomaleji než rychlost světla c [3], a model struktury fotonu je tvořen pouze polovinou EMG vlny, pak přepočítaná vlnová délka EMG vlny modelu elektronu λ_e činí

$$\lambda_e = \frac{2\pi \cdot r_e}{\alpha},$$

$$\lambda_e = 22.808 \cdot 10^{-9} \text{ m} . \quad (17)$$

Maximální amplituda měrného výkonu II , a pak i okamžité hodnotě energie podle kvantově mechanického modelu v tomto místě, která by příslušela takovému modelovanému fotonu o vlnové délce elektronu činí

$$w_e|_{t_0} = \frac{h \cdot c}{\lambda},$$

$$w_{e,t_0} = \frac{6.6262 \cdot 10^{-34} \cdot 299\,792\,458}{22.808 \cdot 10^{-9}} = 8.7096 \cdot 10^{-18} \text{ J} , \quad (18)$$

$$w_{e,t_0} = 8.7096 \cdot 10^{-18} \cdot 6.241 \cdot 10^{18} = 54.356 \text{ eV} . \quad (19)$$

Protože jsme modelovali geometrii a velikost obvodu modelu elektronu na základní energetické úrovni pomocí čtvrtiny délky vlny modelu fotonu termu, zůstává jeho energie nezměněná, jako u původně použitého fotonu o vlnové délce $91.2 \cdot 10^{-9} \text{ m}$. Potom vazební energie je

$$W_v = \frac{54.356}{4} = 13.5891 \text{ eV} . \quad (20)$$

U modelu atomu vodíku na první základní energetické úrovni se vazební energie W_v mezi protonem a elektronem rovná rozdílu mezi energií elektrického pole $W_{v,E}$ a magnetického pole $W_{v,M}$ mezi modelem elektronu a protonu $W_{v,M}$

$$W_v = W_i, \quad (21)$$

$$W_i = W_{v,E} - W_{v,M} . \quad (22)$$

Vazební energii elektrického pole vyjádříme a vyčíslíme podle vztahu [1.4]

$$W_{v,E} = \frac{q_e^2 \cdot r}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^2}, \quad (23)$$

$$W_{v,E} = \frac{(1.60217 \cdot 10^{-19})^2 \cdot 3.5352 \cdot 10^{-11}}{4\pi \cdot 8.854 \cdot 10^{-12} \cdot (3.5352 \cdot 10^{-11})^2} = 6.5255 \cdot 10^{-18} \text{ J} . \quad (24)$$

Vazební energii magnetického pole vyjádříme a vyčíslíme podle vztahu [1.4]

$$W_{v,M} = \frac{i_{el} \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot r}{4\pi \cdot r^3}, \quad (25)$$

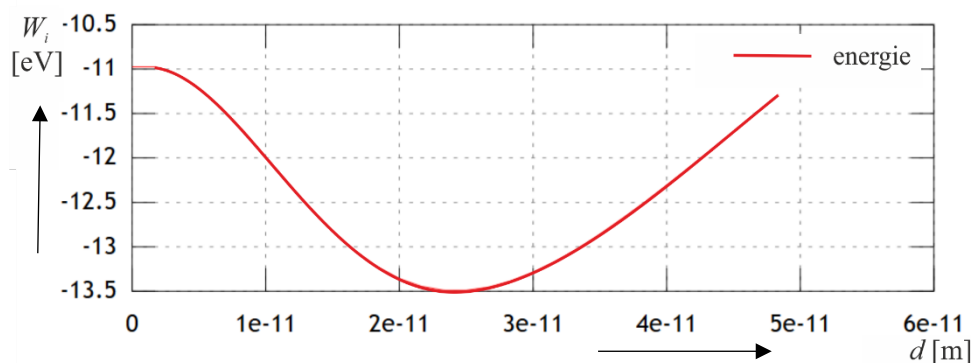
$$W_{v,M} = \frac{3.85 \cdot 10^{-6} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1.41 \cdot 10^{-26} \cdot 3.5352 \cdot 10^{-11}}{4\pi \cdot (3.5352 \cdot 10^{-11})^3} = 4.344 \cdot 10^{-18} \text{ J.} \quad (26)$$

Výsledná vazební energie podle (22) je vyčíslena jako

$$W_v = 6.5255 - 4.344 = 2.1815 \cdot 10^{-18} \text{ J ,}$$

$$W_v = 2.1815 \cdot 10^{-18} \cdot 6.241 \cdot 10^{18} = 13.6147 \text{ eV .} \quad (27)$$

Grafické vyjádření vazební energie W_i modelu atomu vodíku je znázorněno na obr. 3.15.



Obr. 3.15. Graf vazební energie W_i modelu atomu vodíku.

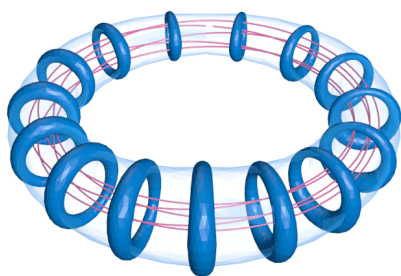
Energie fotonu W_{ph} pro libovolnou energetickou hladinu atomu vodíku se vyjádří a vyčíslí podle vztahu

$$W_{ph} = W_1 \left(\frac{1}{n_h^2} - \frac{1}{(n_h^2 + m_h^2)^2} \right), \quad (28)$$

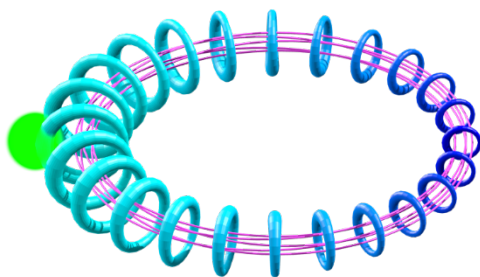
kde W_1 je energie ionizační na základní hladině modelu struktury, n_h je číslo energetické hladiny struktury, ze které elektronu excituje, a m_h je číslo, které udává, o kolik hladin model elektronu excituje, Tab.3.1.

Tabulka 3.1

n_h	2	3	4	5	6
W_{ph} (eV)	10.2	12.09	12.75	13.05	13.22
W_v (eV)	3.4	1.51	0.85	0.54	0.38



Obr. 3.16. Schéma šíření EMG vlny – kmitání podstruktur modelu elektronu.



Obr. 3.17. Schéma šíření EMG vlny, a rozložení velikosti energie pro časový okamžik t_0 po povrchu modelu struktury elektronu.

3.4 MODEL RT – ELEKTRON – FOTON

Ve vztahu modelovaných struktur elektronu – fotonu se nabízí několik otázek, které by mohla RT objasnit:

1. Mění se „hmotnost“ elektronu m_e během absorpce a emise fotonů?
2. Jak ovlivní interakce fotonu dráhu elektronu?
3. Má foton rychlost světla ihned po emisi z elektronu nebo se nejdříve pohybuje se zrychlením?
4. Co se v časové oblasti odehrává s energií fotonu po jeho absorpci elektronem z pohledu RT?
5. Proč elektron potřebuje pro excitaci foton určité vlnové délky?
6. Mění se struktura a parametry modelů elektronu po absorpci fotonu?
7. Jak ovlivňuje vnější magnetické nebo elektrické pole směr emitujících fotonů?
8. Proč jsou fotony polarizovány?
9. Proč fotony nemají výsledný elektrický náboj q_{ph} měřitelný, na jaké úrovni se pohybuje, je měřitelný?
10. Předává struktura fotonu nebo elektronu energii při absorpci a následné excitaci?
11. Jaké je nasměrování spinu fotonu ve vztahu k dráze jeho pohybu?
12. Jaké je nasměrování spinu fotonu ve vztahu k ose jeho rotace?
13. Je možné vytvářet shluky elementárních částic (fotonů, elektronů, protonů atd.), jaké připadají do úvahy?

Na některé z těchto otázek se pokusíme odpovědět z hlediska vlastností navržené prstencové struktury modelů elektronu a fotonu. Některé otázky však zůstanou nezodpovězené a čekající na další zpracování.

Podle výše uvedených úvah o mikro/nano-skopických modelech struktury elektronu a fotonu je nevhodné používat pro energii vázaného elektronu v atomu hodnotu zápornou. Vázaný elektron má vlastní vnitřní energii nenulovou a při jeho excitaci absorpcí fotonu změní tuto hodnotu (navyšují). Energie vazby se snižuje, protože se zvětšující se vzdáleností d elektronu od protonu v modelu atomu se zmenšuje velikost síly potřebné pro udržení dynamické rovnováhy mezi EMG silou přitažlivou a odpudivou mezi elektronem a protonem.

V případě předpokládané hodnoty vlnové délky fotonu λ_{ph} a jeho Termu [3], podělíme term čtyřmi a tuto čtvrtinu vydělíme obvodem elektronu o_e , dostaneme tak převrácenou hodnotu konstanty α . Tato

konstanta udává, kolikrát je menší střední rychlost pohybu elektrického náboje v_q po obvodu modelu elektronu, než je rychlost světla c u modelu elektronu na základní úrovni u modelu atomu H

$$\frac{T_n}{4} \cdot \frac{1}{2\pi r_e} = 137, \quad (29)$$

$$\frac{1}{\alpha} = 137. \quad (30)$$

Z tohoto vztahu vyplývá [1.4], že poloměr elektronu $R_1 = r_e$ je

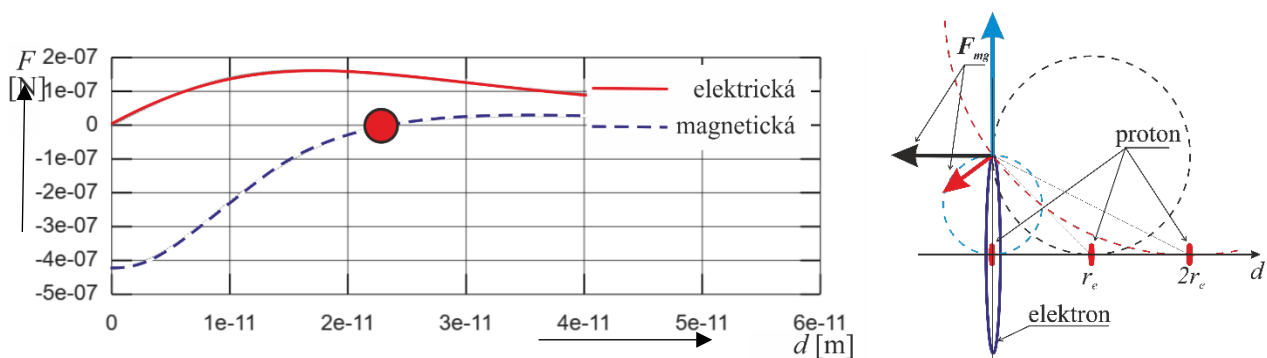
$$r_{en} = \frac{T_n \cdot \alpha}{4 \cdot 2\pi \cdot n^2}. \quad (31)$$

Pro Term atomu vodíku první série o vlnové délce $\lambda_H = 91.2 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ vychází poloměr modelu elektronu na prvním orbitu

$$r_{e1} = \frac{T_1 \cdot \alpha}{8\pi \cdot n} = \frac{91.2 \cdot 10^{-9}}{8\pi \cdot 137} = 2.65 \cdot 10^{-11} \text{ m}. \quad (32)$$

Se zvyšujícím se počtem nukleonů v jádře modelovaného atomu roste také velikost modulu vazební jaderné síly. Důsledkem tohoto tvrzení je, že modelované elektrony jsou přitahovány blíže k jádru atomu a tím se zvyšuje ionizační energie w_{io} , potřebná k uvolnění elektronů z atomu. Podle dosud používaných hypotéz stavby hmoty, větší ionizační energie znamená kratší vlnovou délku u ionizačních fotonů, což v navrženém modelu odpovídá menšímu poloměru elektronů R_1 na jednotlivých energetických hladinách. Takže v navrženém RT modelu elektron na hladině 1s u atomu vodíku má mnohem větší poloměr R_1 , než model elektronu na stejné hladině 1s například u modelu atomu železa.

Zmenšování poloměrů elektronů r_e na základní hladině je umožněno díky dynamické struktuře prstencových podstruktur. Zmenšování poloměrů elektronů je způsobeno přitažlivými složkami elektromagnetických sil protonů, které směřují do středu prstence elektronu, (obr. 3.18) [1.4]. Se zmenšujícím se poloměrem modelu elektronů R_1 se zmenšuje i vzdálenost od jádra atomu jednotlivých energetických hladin atomu. Proto se s rostoucím počtem nukleonů v jádře zmenšuje i atomový poloměr modelu atomu.



Obr. 3.18. Průběh složek elektrické a magnetické síly protonu působící na elektron v ose y.

3.5 EXCITOVANÝ ELEKTRON

Jaký fyzikální proces probíhá při setkání fotonu s elektronem?

Pokud budeme uvažovat v navrženém modelu RT, že struktura elektron přešla ze struktury fotonu, potom můžeme připustit, že foton potřebných/shodných parametrů interaguje s elektronem. Při uvažované délce fotonu, která se rovná obvodu elektronu o_e , bude doba absorpce do elektronu rovna

$$t_{abs} = \frac{o_e}{c} = \frac{16.642 \cdot 10^{-11}}{3 \cdot 10^8} = 5.54733 \cdot 10^{-19} s . \quad (33)$$

Tento jev, zatím známými měřicími metodami a prostředky (k datu 03. 2019), nejsme schopni v tak krátkém čase snímat (vzorkovat), a proto neznáme prokazatelně, jestli tato modelová situace RT je v experimentu potvrzena, tedy zda je ovlivněna velikost, dráha a rychlost excitovaného elektronu. Proto říkáme, že elektron „skočí“ na vyšší energetickou hladinu, a přechodný děj je nahrazen nespojitou funkcí, v případě klasické teorie nahrazen exponenciální funkcí.

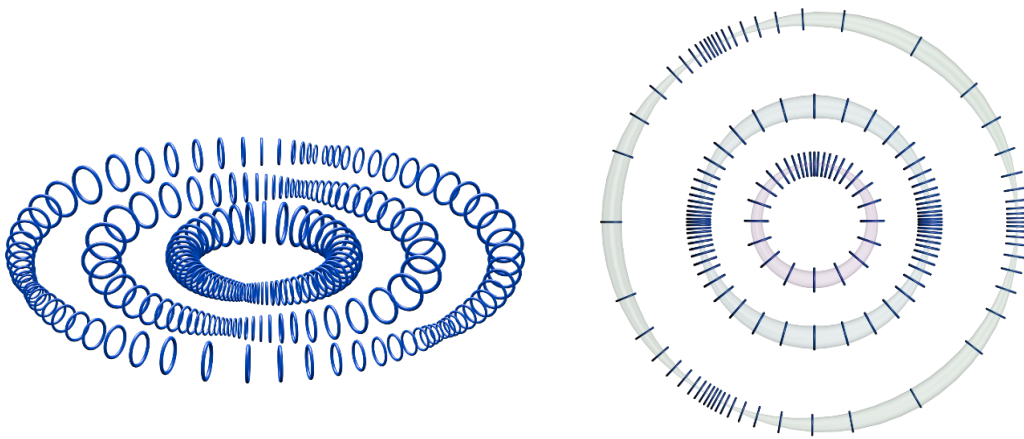
Uvažovaný model fotonu formuje elektrický náboj q a jeho strukturální rozložení v elektronu a ovlivní stávající podstruktury elektronu a tím ve svém důsledku zvětší jeho obvod o_e o jednu vlnovou délku λ_{ph} . Protože rychlost pohybu okamžité hodnoty elektrického náboje $q(t)$ po obvodu elektronu se nemění, prodlouží se vlnová délka elektronu na dvojnásobek. Vlnová délka přichozícího fotonu musí splňovat podmínky koherence vln s původní dvojnásobnou vlnovou délkou elektronu. Foton se strukturou elektronu vytváří podmínky pro další vid kmitání, změna podmínek EMG pole v důsledku zvětší magnetickou energii vzniklé struktury modelu částice. Celková velikost elektrického náboje se nemění, ale můžeme se domnívat, že se jeho velikost rozdělí rovnoměrně podle počtu kmiten.

Model fotonu podle RT předpokládá podmínku vlastní velikosti, (délka struktury je rovna o_e) která se rovná obvodu elektronu na základní energetické úrovni a předpokládá energii (při definované vlnové délce λ_{ph}), která koresponduje s parametry pro dynamickou rovnováhu modelu elektronu na vyšší energetické hladině. Z toho pak plyne, že uvažovaný poloměr elektronu r_e se zvětšuje n -krát, obvod elektronu se zvětšuje n -krát a počet kmiten na obvodu struktury se také zvětšuje n -krát s přibývajícím kvantovým číslem n , (jak je schematicky zobrazeno na obr. 3.19).

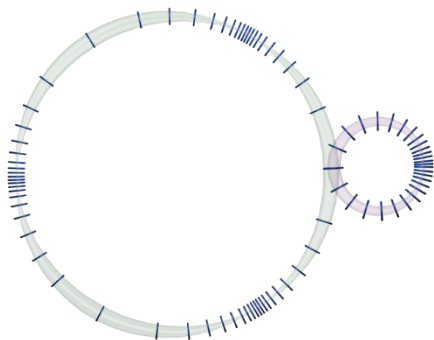
Zvětšení poloměru elektronu r_e a zvětšení počtu kmiten na struktuře modelu elektronu má za následek nelineární změnu velikosti účinku elektrické a magnetické síly elektronu vůči protonu. Pro obnovení dynamické rovnováhy těchto sil je model přechodným dějem stabilizován v nové střední vzdálenosti d (dynamická rovnováha elektrických a magnetických sil ve struktuře, obr.3.18), která je větší než u předchozího rovnovážného stavu. Model elektronu se podle [1.4] vzdálí od protonu o Δd . Protože je tento přechodný děj představuje velmi krátký časový okamžik (33), v současných hypotézách a modelech na základě kvantové mechaniky se stav označuje jako skok na vyšší energetickou hladinu a je měřitelný [3.11] v laboratořích Los Alamos, USA. Tímto přechodným dějem dojde ke změně (snížení modulů) elektrické a magnetické síly mezi modely elektronu a protonu a v důsledku toho se zmenší vazba (měřitelná energií E_{e-ph}) mezi elektronem a protonem.

Změna vazební energie W_{e-ph} není nijak přímo spojená s energií excitačního fotonu ani s ionizační energií elektronu, ale je důsledkem výše popsaného přechodného děje, ve kterém důležitou roli hraje vlnová délka základní struktury fotonu λ_{ph} a vlnová délka základní struktury elektronu λ_e .

Model fotonu předpokládá koherenci struktur foton-elektron místo s minimální amplitudou postupné vlny, obr. 3.19, a tím je kmitna podstruktur modelu elektronu, obr. 3.20.



Obr. 3.19. Model struktury 1., 2. a 3. energetické úrovně elektronu.



Obr. 3.20. Schéma fáze přechodu mezi 3. a 4. energetickou úrovní elektronu,

Parametry za nastavených podmínek lze hodnotit pomocí spektrálních čar experimentálně ověřitelných. Důležitost spektrálních čar nespočívá pouze v určení energie fotonu. Ze spektrálních čar můžeme získat informace i o poloměru modelu elektronu r_e podle RT a jeho obvodu o_e , ale také informace o vlastní velikosti modelu fotonu podle RT.

V tabulce Tab.3.2 jsou uvedeny hodnoty z databáze spekter [3.2] vlnových délek fotonů λ_{ph} při přechodu energetických hladin z n na $n+1$ u atomu vodíku. Z těchto vlnových délek fotonů jsou vyčísleny podle vztahu (34) poloměry elektronů $r_{e,n}$ na odpovídajících hladinách n . V následujících sloupcích jsou uvedeny vyčíslené hodnoty rozdílů poloměrů mezi jednotlivými hladinami podle RT modelu, obvody elektronu a jeho přírůstky, energie fotonů a stabilizované/levitační vzdálenosti mezi protonem a elektronem pro jejich dynamickou rovnováhu.

$$r_{en} = \frac{\lambda_n \cdot \alpha}{2\pi \cdot n^2}, \quad (34)$$

$$o_{e,n} = 2\pi \cdot r_{e,n}. \quad (35)$$

Po dosazení je pak obvod

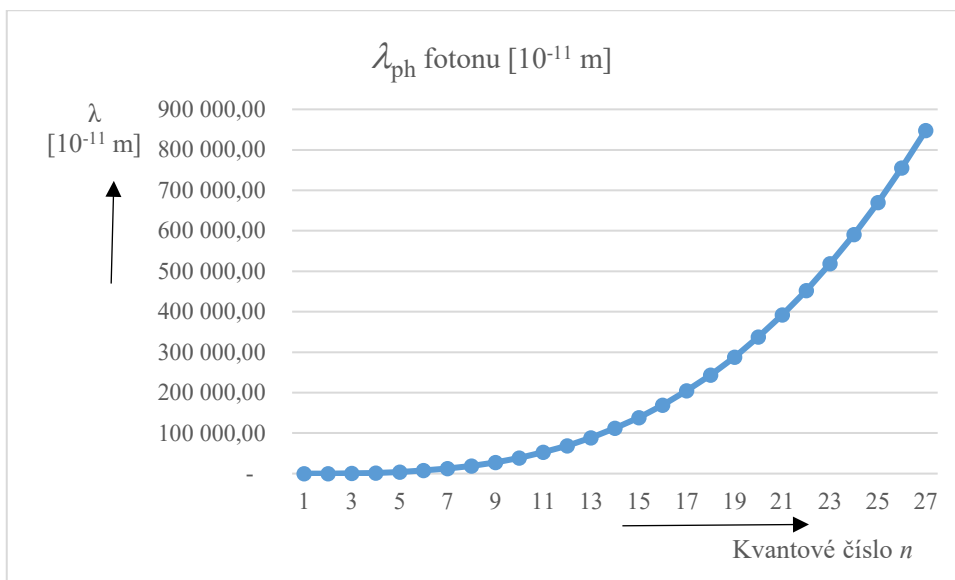
$$o_{e,n} = \frac{\lambda_n \cdot \alpha}{n^2}.$$

Tab.3.2 Tabulka vlnových délek atomu vodíku podle Databáze spekter [3.2], vyčíslených poloměrů elektronů podle (34), obvodů elektronů podle (35), energií fotonů a vzdáleností d mezi protonem a elektronem modelovaného atomu vodíku.

kvantové číslo n [-]	λ [10^{-9} m]	r_e [10^{-11} m]	rozdíl Δr_e [10^{-11} m]	obvod $o_{e,n}$ [10^{-11} m]	rozdíl $\Delta o_{e,n}$ [10^{-11} m]	energie fotonu W_{ph} [eV]	d_{e-p} [10^{-11}]
1	22.80	2.65000		16.64200		54.41426	2.34
2	121.57	3.53244	0.88244	22.18372	5.54172	10.20526	4.55
3	656.28	8.47554	4.94310	53.22639	31.04267	1.89038	6.90
4	1 875.10	13.62146	5.14592	85.54277	32.31638	0.66163	8.45
5	4 052.27	18.83987	5.21841	118.31438	32.77161	0.30616	9.45
6	7 459.84	24.08500	5.24513	151.25380	32.93942	0.16631	10.00
7	12 371.91	29.34677	5.26177	184.29772	33.04392	0.10028	10.35
8	19 051.92	34.61835	5.27158	217.40324	33.10552	0.06512	10.40
9	27 803.38	39.89627	5.27792	250.54858	33.14534	0.04462	10.20
10	38 869.79	45.17852	5.28225	283.72109	33.17252	0.03192	9.500
11	52 534.80	50.46398	5.28546	316.91380	33.19270	0.02362	8.500
12	69 072.00	55.75186	5.28788	350.12165	33.20786	0.01796	6.700
13	88 754.50	61.04126	5.28940	383.33909	33.21744	0.01398	4.000
14	111 856.30	66.33216	5.29091	416.56599	33.22690	0.01109	0.000
15	138 651.00	71.62428	5.29212	449.80049	33.23450	0.00895	0.000
16	169 411.00	76.91684	5.29256	483.03775	33.23726	0.00732	0.000
17	204 412.00	82.21070	5.29386	516.28318	33.24543	0.00607	0.000
18	243 925.00	87.50464	5.29394	549.52915	33.24597	0.00509	0.000
19	288 225.00	92.79920	5.29456	582.77898	33.24983	0.00430	0.000
20	337 586.00	98.09440	5.29520	616.03285	33.25387	0.00367	0.000
21	392 280.00	103.38972	5.29532	649.28745	33.25461	0.00316	0.000
22	452 580.00	108.68504	5.29532	682.54208	33.25462	0.00274	0.000
23	518 760.00	113.98051	5.29547	715.79761	33.25553	0.00239	0
24	591 100.00	119.27743	5.29692	749.06225	33.26464	0.00210	0
25	669 870.00	124.57483	5.29740	782.32993	33.26768	0.00185	0
26	755 330.00	129.87030	5.29547	815.58545	33.25553	0.00164	0
27	847 770.00	135.16688	5.29659	848.84804	33.26258	0.00146	0
						13.58908	

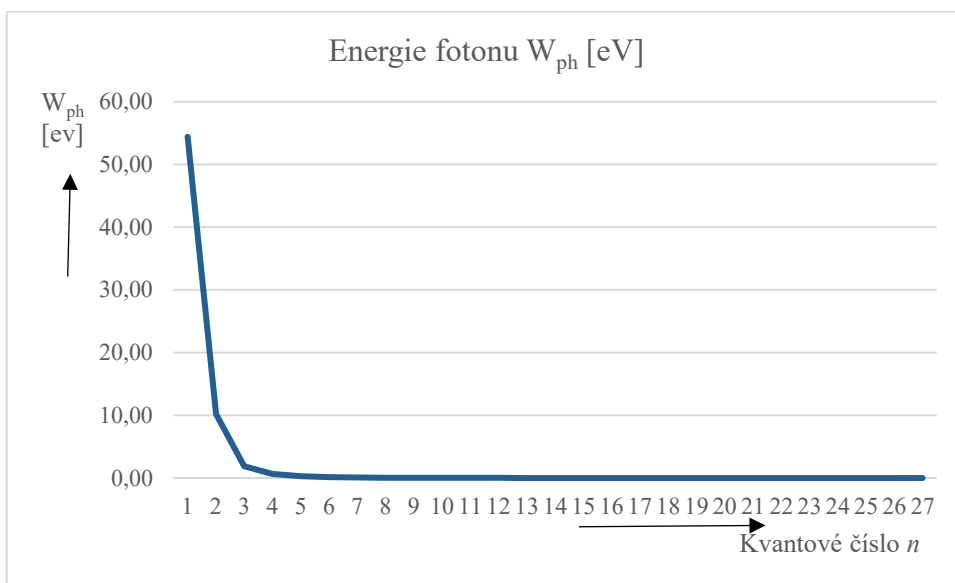
Z analýzy hodnot uvedených v tabulce Tab.3.2 vyplývá několik zajímavých závěrů:

1. Vlnová délka modelu fotonu λ_{ph} se zvětšuje exponenciálně se zvyšujícím se hlavním kvantovým číslem n při excitaci modelů elektronu atomu vodíku vždy o jeden stupeň (obr. 3.21)



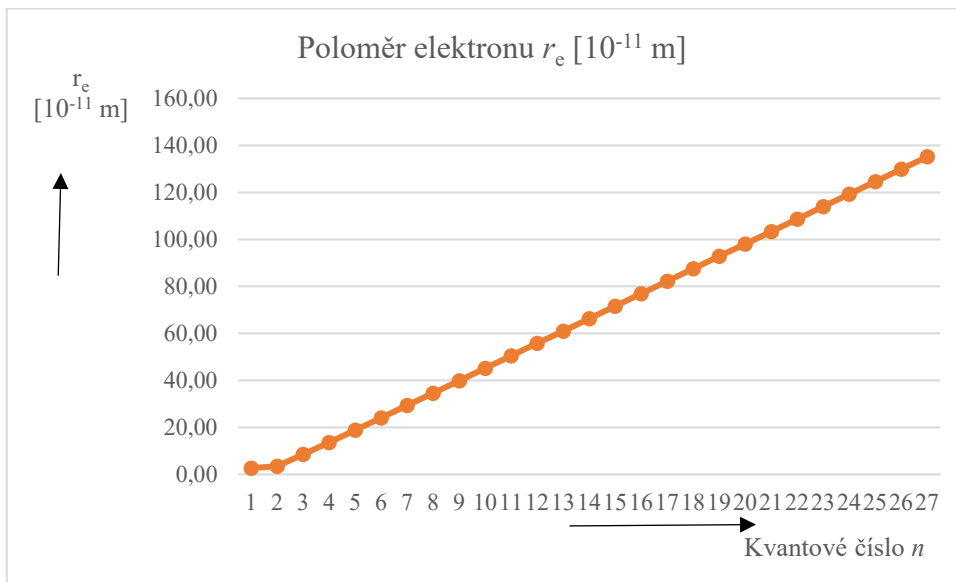
Obr. 3.21. Graf nárůstu vlnové délky fotonů λ_{ph} se zvyšujícím se hlavním kvantovým číslem n při excitaci elektronu atomu vodíku vždy o jeden stupeň.

2. Energie fotonů W_{ph} se exponenciálně zmenšuje se zvyšujícím se kvantovým číslem n (obr. 3.22).



Obr. 3.22. Graf poklesu energie fotonů W_{ph} se zvyšujícím se hlavním kvantovým číslem n při excitaci elektronu atomu vodíku.

3. Poloměr elektronu r_e roste lineárně se zvyšujícím se hlavním kvantovým číslem n při excitaci elektronu atomu vodíku vždy o jeden stupeň (obr. 3.23). Protože jsou modely elektronu i fotonu tvořeny dynamicky spojenými podstrukturami, je v začátku tabulky i grafu vidět silný deformační vliv složek vektorů EMG sil modelu protonu, které směřují do středu prstence modelu elektronu a tím zmenšují jeho poloměr r_e , (obr. 3.18).



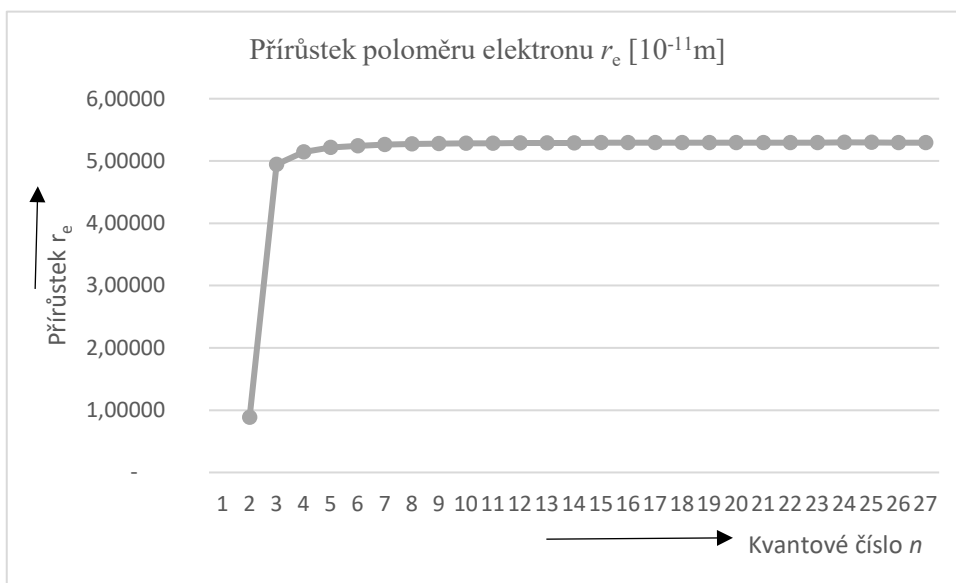
Obr. 3.23. Graf nárůstu poloměru r_e elektronu se zvyšujícím se hlavním kvantovým číslem n při excitaci elektronu atomu vodíku vždy o jeden stupeň.

4. Přírůstek poloměru elektronu Δr_e se limitně blíží k hodnotě $5.3 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ (obr. 3.24), což odpovídá Bohrovu poloměru elektronu v základním stavu vypočtenému podle vztahu

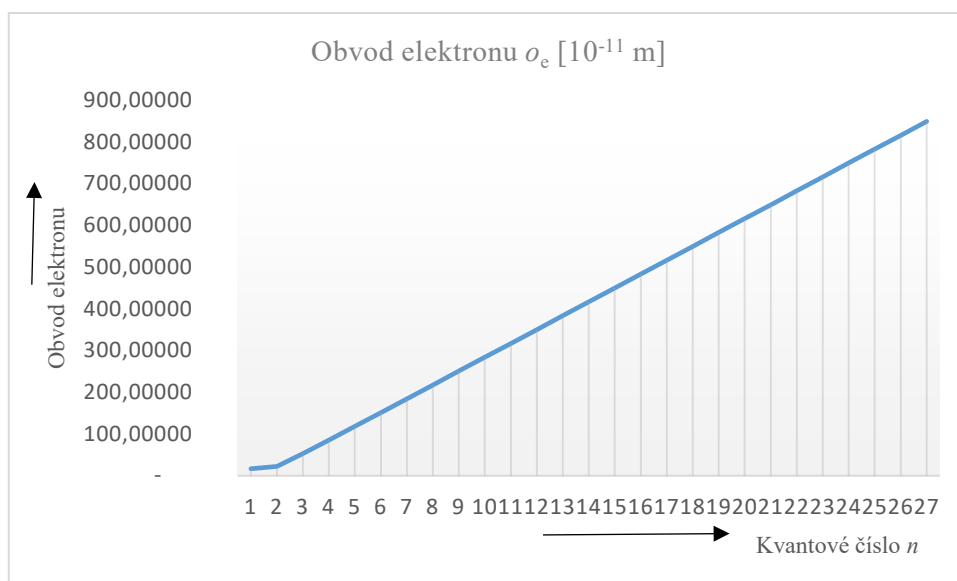
$$r_n = \frac{n^2 \cdot h^2 \cdot \epsilon_0}{\pi \cdot m_e \cdot q_e^2}, \quad (36)$$

kde $n=1,2,3$ je hlavní kvantové číslo, h je Planckova konstanta, m_e je hmotnost elektronu, q_e je náboj elektronu, ϵ_0 je permitivita vakua.

5. Obvod elektronu o_e roste lineárně se zvyšujícím se hlavním kvantovým číslem n při excitaci elektronu atomu vodíku vždy o jeden stupeň (obr. 3.25).



Obr. 3.24. Graf přírůstků poloměru elektronu Δr_e se zvyšujícím se hlavním kvantovým číslem n při excitaci elektronu atomu vodíku.



Obr. 3.25. Graf nárůstu obvodu elektronu o_e se zvyšujícím se hlavním kvantovým číslem n při excitaci elektronu atomu vodíku vždy o jeden stupeň.

6. Přírůstek obvodu elektronu Δo_e se limitně blíží k hodnotě $33.28 \cdot 10^{-11} m$, (obr. 3.26). Model podle RT elektronu koresponduje s hypotézou de Broglieho [3.12], která uvažuje při excitaci elektronu na n -tou vyšší energetickou hladinu zvětšení ze základní vlnové délky modelu elektronu n -krát. Základní vlnovou délku de Broglieho vlny elektronu vypočítáme podle vztahu

$$\lambda_{e,dBr} = \frac{h\sqrt{4\pi\epsilon_0 \cdot m_e \cdot r_e}}{m_e \cdot q_e}, \quad (37)$$

kde h je Planckova konstanta, m_e je hmotnost elektronu, q_e je náboj elektronu, ϵ_0 je permitivita vakua. Po dosazení známých hodnot dostaneme délku vlny modelu elektronu na základní hladině

$$\lambda_{e,dBr} = \frac{6.63 \cdot 10^{-34} \sqrt{4\pi \cdot 8.854 \cdot 10^{-12} \cdot 9.109 \cdot 10^{-31} \cdot 5.3 \cdot 10^{-11}}}{9.109 \cdot 10^{-31} \cdot 1.602 \cdot 10^{-19}} = 33.29 \cdot 10^{-11} m. \quad (38)$$

Přesnější a jednodušší výpočet obvodu modelu elektronu o_e se více blíží vyčísleným hodnotám v tabulce Tab.1.

$$\lambda_{e,RT} = 2\pi \cdot r_e, \quad (39)$$

$$\lambda_{e,RT} = 6.28 \cdot 5.3 \cdot 10^{-11} = 33.284 \cdot 10^{-11} m.$$

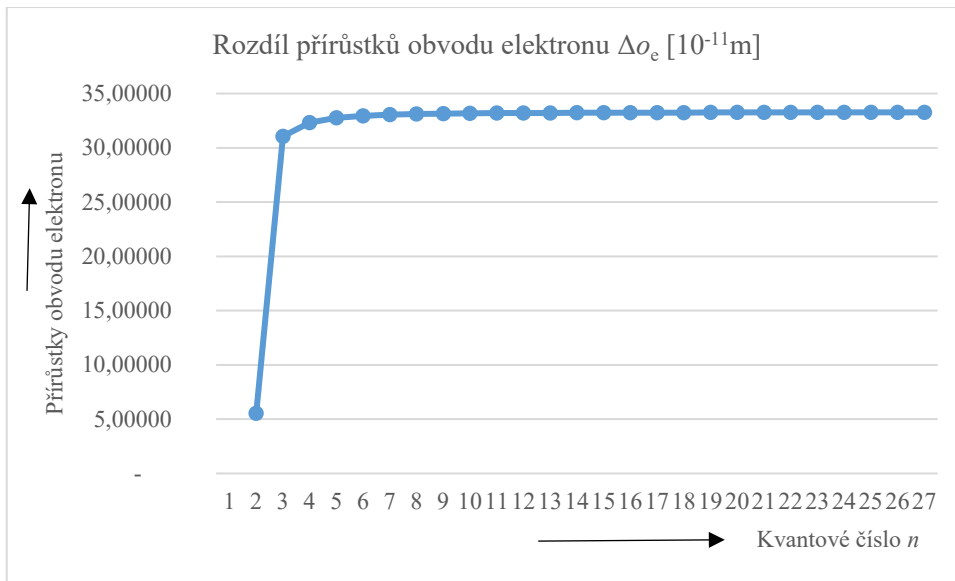
Pokud budeme uvažovat podle předchozího textu popisu modelu struktur RT, že při excitaci elektronu na vyšší energetickou hladinu se obvod elektronu o_e zvětší vždy o délku fotonu l_{ph} , pak můžeme konstatovat, že základní velikost struktury fotonu je rovna

$$l_{ph} = \lambda_{ph}, \quad (40)$$

$$l_{ph} = 33.248 \cdot 10^{-11} m.$$

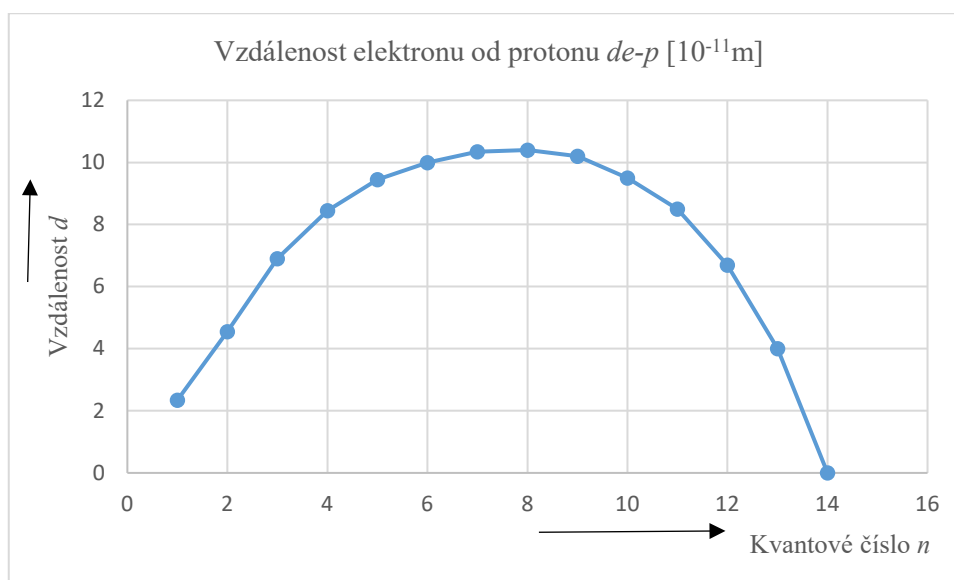
Tato velikost l_p uvažované struktury je však výrazně ovlivněna vzájemným působením mezi elektrickou a magnetickou silou protonu pro nastavení dynamické rovnováhy struktury na nejnižších hodnotách kvantového čísla n nejnižších energetických hladin elektronu, (obr.

3.26), jak je dokumentováno velikostí vlnových délek fotonů λ_{ph} z tabulky a databáze spekter [3.2].



Obr. 3.26. Grafické zobrazení přírůstků obvodu elektronu Δo_e se zvyšujícím se hlavním kvantovým číslem n při excitaci elektronu atomu vodíku.

7. Z grafu vzdáleností d_{e-p} elektronu od protonu podle RT modelu atomu vodíku je patrné, že se zvyšujícím se kvantovým číslem n a zvětšujícím se poloměrem modelu elektronu r_e roste vzdálenost až do osmé úrovně $n=8$, (obr. 3.27). S dalším zvětšováním poloměru modelu elektronu r_e klesá modul magnetické síly F_{mag} (odpuzující toroidy elektron-proton) rychleji, než přitažlivá síla elektrická F_e a vzdálenost elektronu od protonu d_{e-p} na jejich společné ose se zmenšuje, až dojde ke ztotožnění rovin jejich toroidů. Při excitaci elektronu atomu vodíku nad 14. energetickou hladinu a následné de-excitaci by mohlo dojít k překmitu modelovaného objektu protonu přes nulovou společnou rovinu toroidů při přechodném ději respektujícím dynamickou rovnováhu modelů elektron-proton. Důsledkem tohoto jevu by došlo ke změně orientací magnetických momentů protonu a elektronu vůči sobě a model atomu vodíku by se mohl změnit z atomu typu ortho na atom typu para nebo opačně.



Obr. 3.27. Graf vzdálenosti elektronu od protonu d_{e-p} se zvyšujícím se hlavním kvantovým číslem n při excitaci elektronu atomu vodíku.

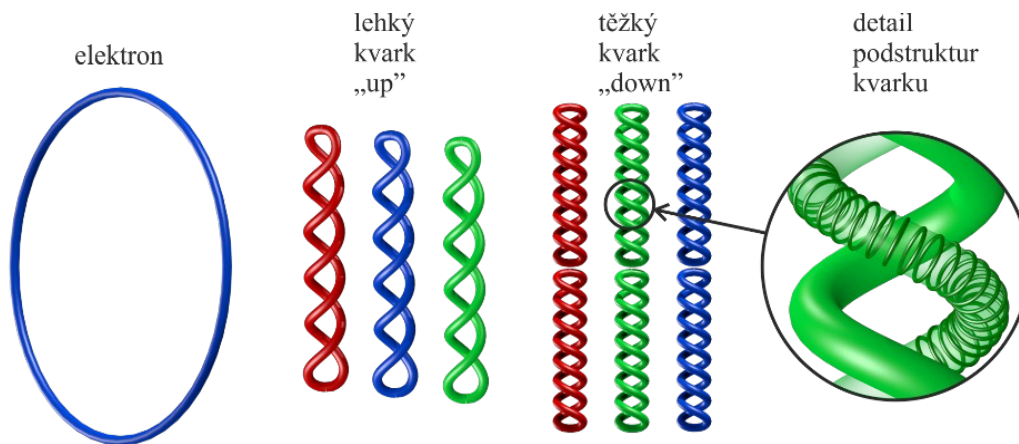
3.6 RT MODEL KVARKŮ

Modelované kvarky podle RT mají stejný základ podstruktury, jako je používán pro modely fotonů, elektronů a pozitronů, a proto můžeme uvažovat, že jsou snadno strukturálně modifikovatelné, obr. 3.28.

Pro konzistenci RT a navržené prstencové struktury budeme uvažovat, že kvark je topologickou transformací elektronu, která je způsobena složkou vnějšího silného magnetického pole. Takto postavené předpoklady můžeme vázat k experimentům prováděným v magnetické laboratoři Massachusettského institutu techniky (MIT Boston, USA), kde experimentátoři H. L. Stormer a D. C. Tsui zkoumali Hallův jev. Při měření závislosti podélného odporu a Hallova odporu zjistili, že existují kvazi-částice se zlomkovým elektrickým nábojem $1/3 q_e$. Za objev nové formy kvantové kapaliny s excitacemi o zlomkovém náboji získali v roce 1998 R. B. Laughing, H. L. Stormer a D. C. Tsui Nobelovu cenu. [3.9] [3.10] Působením velmi silných magnetických polí by indukci v prstencové podstruktuře elektronu mohlo dojít ke zkrutu siločar magnetického pole (jako například je známé u plazmy v tokamaku) a tím i ke změně konfigurace vazeb původního prstence do struktury šroubovice (obr. 3.28), která by v tomto tvaru setrvala v dynamické rovnováze pomocí efektu tzv. antineutrína. Protože rychlost šíření změn (šíření EMG vlny / kmitání) je nepřímo úměrná hustotě energie v dané oblasti, to znamená, že čím jsou elektrodynamické vazby vzájemných prstenců ve struktuře hustší, tím pomaleji se strukturou šíří změny vazeb, pro periodický stav známé jako vibrace. To by mohlo vysvětlit vznik elektrického náboje o velikosti jedné třetiny elektronvoltu a dát tak vzniku z makro pohledu zápornému kvarku. Podobným strukturálním tvarováním maxima a minima vazebních sil do struktury prstence pozitronu opačným směrem vznikne tzv. kladný kvark.

Antineutrína jsou pravotočivá, neutrína jsou levotočivá strukturální uspořádání. Mají v RT nenulovou hmotnost. Hustota tvarované struktury by mohla být přímo úměrná hmotnosti struktury m_s . Čím je závit hustší, tím je kvark (částice) těžší. Hmotnost kvarku dělíme na konstituentní (klidová) a proudovou (dynamická).

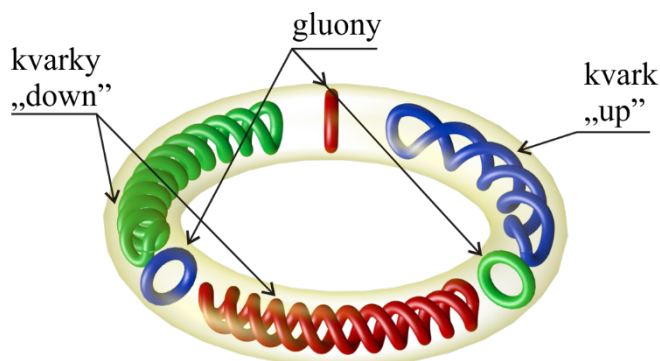
Tvarované uvažované modely elektronů a pozitronů do podoby kvarků již spolu neinteragují a mohou se spolu vázat do vyšší struktury protonu a neutronu.



Obr. 3.28. Strukturální podobnost modelu elektronů a modelu kvarků.

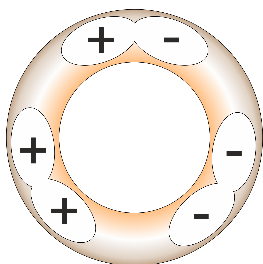
3.7 RT MODEL NEUTRONU

Model neutronu podle RT se uvažuje jako seskupení jednoho lehkého a dvou těžkých kvarků, obr. 3.29.



Obr. 3.29. Model neutronu podle RT, uložení kvarků v prstencovém prostoru neutronu.

V modelu se uvažuje, že je kvark složen ze třech dílčích kvarků pozitronových a třech kvarků elektronových, obr. 3.30.



Obr. 3.30. Model složení kladných pozitronových a záporných elektronových kvarků v modelu neutronu, rozložení „výsledného“ elektrického náboje na úrovni struktury a časového intervalu pozorování modelu.

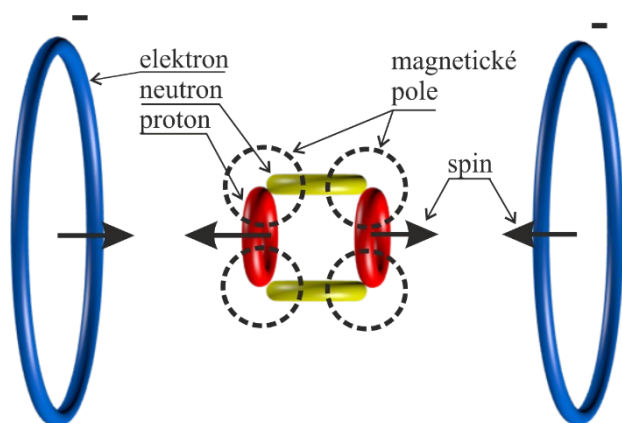
Antihmota a hmota jsou v modelované RT vyvážené, antihmota se „neztratila“, je seskupena ve struktuře tvořených kladnými kvarky.

Po rozpadu struktury kvarku +- se uvolní elektron a elektronové antineutrino a zůstane kladná část ze složeného kvarku –vznikne proton.

Struktury podle RT jako je elektron a proton tvoří atom vodíku (je to jiná forma neutronu). Ze dvou neutronů vzniknou dva protony a dva elektrony, přidáním dvou neutronů = helium. (dva atomy vodíku + dva neutrony = helium)

Při sloučení dvou protonů se jeden z nich přemění na neutron za vzniku deuteria, neutrina, pozitronu a energie v podobě gama záření.

4 MODEL ATOMU HELIA



Obr. 4.1 Navržený model a struktura uspořádání atomu He.

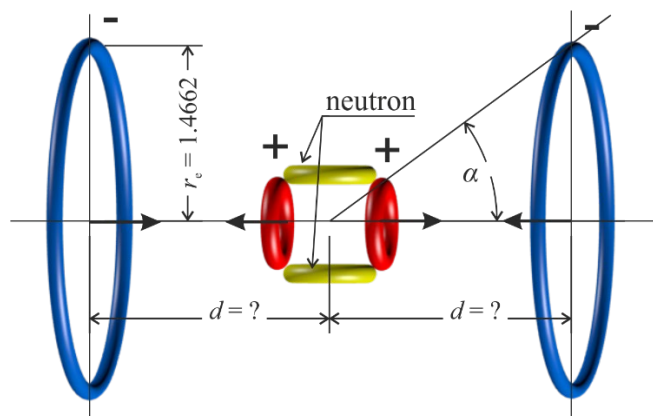
Při vyhodnocení a vyčíslení vzdálenosti pro dynamickou rovnováhu modelu atomu He pro elektrony modelované v atomu He, obr. 4.1, se vychází z parametrů – rozměrů modelovaných toroidů představující elektrony, které jsou určených z hodnoty termu

$$T_{He,I} = 50.4577 \cdot 10^{-9} m , \quad (41)$$

a ionizační energie

$$W_{iHe,I} = 24.587 eV , \quad (42)$$

uvedených v databázi atomových spekter NIST [3.2]. Můžeme předpokládat, že oba elektrony v modelu na základní energetické hladině mají shodnou topologii i energii, a jejich vzdálenosti od jádra modelu atomu helia jsou shodné, obr. 4.2.



Obr. 4.2 Navržený model, uspořádání prvků a hodnoty pro sestavení a provedení analýzy atomu He.

K výpočtu poloměru r_e základních rozměrů prvků v modelu elektronu atomu helia použijeme vztah, který je odvozený ze spektra atomu helia [3.2], [1.4]

$$r_e = \frac{T_{He,I} \cdot \alpha}{8\pi \cdot n} = \frac{50.4577 \cdot 10^{-9}}{8\pi \cdot 137} = 1.4662 \cdot 10^{-11} \text{ m} . \quad (43)$$

Dobu t_{e-f} , kterou foton potřebuje na předání své energie W_{ph-e} elektronu, je delší o hodnotu konstanty α než ten, za který urazí vzdálenost své vlnové délky λ_{ph} rychlostí světla

$$t_{e-ph} = \frac{T_{He,I}}{c \cdot \alpha} = \frac{50.4577 \cdot 10^{-9} \cdot 137}{3 \cdot 10^8} = 2.304235 \cdot 10^{-14} \text{ s} . \quad (44)$$

Elektrický proud tvořený elektronem i_e , který je možné interpretovat rotací elektrického náboje q_e po obvodu elektronu za jednu otáčku vyjádříme

$$i_e = \frac{dq_e}{dt_e} = \frac{1.602 \cdot 10^{-19}}{2.304235 \cdot 10^{-14}} = 6.9524 \cdot 10^{-6} \text{ A} . \quad (45)$$

Pro vyjádření přitažlivé elektrické síly v ose x, F_{elx} , lze aplikovat Coulombův zákon

$$F_{elx} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_e^2}{R^2} \cdot \cos \alpha . \quad (46)$$

Pro vyjádření magnetické síly F_{mgx} v ose x použijeme vztah pro uzavřený prstenec, kterým prochází elektrický proud i_e a v místě prstence svírá indukce magnetického pole s normálou úhel 2α ,

$$dF_p = i_e ds \cdot B_p , \quad (47)$$

kde B_p je hustota magnetického toku protonu v místě prstence elektronu. Po úpravě dostaneme vztah

$$F_{mg} = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \sin 2\alpha}{4\pi \cdot R^3} . \quad (48)$$

Elektrický náboj i magnetické pole protonu a elektronu na sebe působí ve vzdálenosti přepony R

$$R = \sqrt{r_e^2 + d^2} . \quad (49)$$

Po dosazení výše uvedených hodnot do vztahů pro magnetickou a elektrickou sílu můžeme určit hodnotu d vzdálenosti elektronů na základní energetické úrovni od jádra atomu. Rovnovážný dynamický stav v uspořádání modelu nastaví typické vzdálenosti toroidálních prvků modelu (dynamický ustálený stav – levitační vzdálenost protonu a elektronu). Potom u modelu atomu helia na základní energetické úrovni je rovnováha mezi elektrickou a magnetickou silou dána

$$F_{el} = F_{mg} , \quad (50)$$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_e^2}{R^2} \cdot \cos \alpha = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \sin 2\alpha}{4\pi \cdot R^3} , \quad (51)$$

po dosazení vzdálenosti R z relace (49) je potom

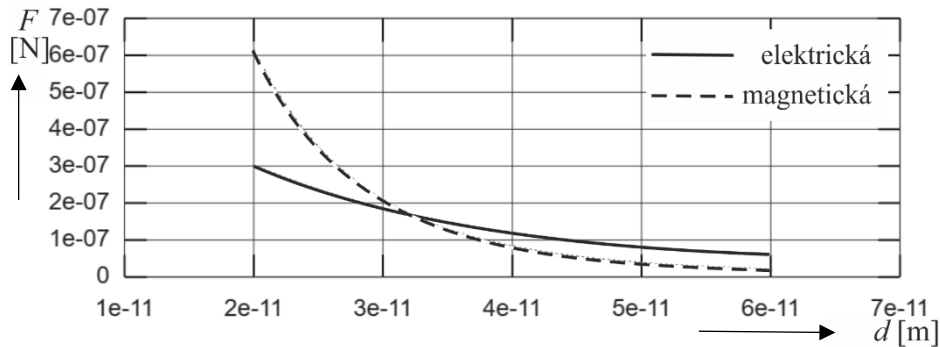
$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_e^2 \cdot d}{\sqrt{(r_e^2 + d^2)}^3} = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot 2 \cdot r_e \cdot d}{4\pi \cdot \sqrt{(r_e^2 + d^2)}^5} . \quad (52)$$

Z těchto vztahů se vyjádří levitační vzdálenost d_l .

$$d_l^2 = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \varepsilon_0 \cdot 2 \cdot r_e}{q_e^2} - r_e^2, \quad (53)$$

$$d_l = \left(\frac{6.95224 \cdot 10^{-6} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1.41 \cdot 10^{-26} \cdot 8.854 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 1.4662 \cdot 10^{-11}}{(1.602 \cdot 10^{-19})^2} - (1.4662 \cdot 10^{-11})^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (54)$$

$$d_{l_{He,I}} = 3.215143 \cdot 10^{-11} \text{ m}. \quad (55)$$



Obr. 4.3 Grafická závislost složek sil (elektrické a magnetické) na základní úrovni modelu atomu helia.

Grafické zobrazení průběhu elektrické a magnetické síly v ose x v modelu atomu helia na základní energetické hladině v závislosti na vzájemné vzdálenosti, obr. 4.3, naznačuje v průsečíku obou sil na vzdálenost proton-elektron při dynamické rovnováze modelu.

U elektronů v modelu atomu helia na první základní energetické úrovni se vazební energie mezi jádrem a elektronem W_{n-e} rovná rozdílu mezi energií elektrického pole $W_{n-e,e}$ a magnetického pole $W_{n-e,m}$ mezi elektronem a protonem. Vazební energie nemá žádnou přímou souvislost mezi energií ionizační W_i nebo energií excitačních fotonů W_{ph} . Energie a struktura modelu excitačního fotonu způsobí změnu topologie struktury modelu elektronu, která má za následek změnu poloměru elektronu r_e , rychlosti pohybu elektrického náboje v_e a počet kmiten a tím i změnu elektrického proudu i_e . Důsledkem této změny je v modelu zvětšení magnetické odpudivé síly F_m a vzdálení se toroidu – modelu elektronu od jádra atomu do nové dynamické rovnovážné polohy (rovnováha mezi elektrickou a magnetickou silou)

$$W_i = W_{n-e,e} - W_{n-e,mag}. \quad (56)$$

Vazební energii elektrického pole vypočítáme podle vztahu

$$W_{n-e,el} = \frac{2 \cdot q_e^2 \cdot |R|}{4\pi\varepsilon_0 \cdot |R|^2}, \quad (57)$$

$$W_{n-e,el} = \frac{2 \cdot (1.602 \cdot 10^{-19})^2}{4\pi \cdot 8.859 \cdot 10^{-12} \cdot (3.21514 \cdot 10^{-11})} = 11.5808 \cdot 10^{-18} \text{ J}. \quad (58)$$

Vazební energie magnetického pole vypočítáme podle vztahu

$$W_{n-e,mag} = \frac{i_{el} \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot |R|}{4\pi \cdot |R|^3}, \quad (59)$$

$$W_{n-e,mag} = \frac{6.95224 \cdot 10^{-6} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1.41 \cdot 10^{-26} \cdot 3.21514 \cdot 10^{-11}}{4\pi \cdot (3.21514 \cdot 10^{-11})^2} = 7.9018 \cdot 10^{-18} \text{ J} . \quad (60)$$

Výsledná vazební energie prvního elektronu modelu atomu helia podle (56) je

$$W_{n-e} = 11.5808 - 7.9018 = 3.679 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 22.9606 \text{ eV} . \quad (61)$$

Energie W_{n-e} , výše uvedené hodnoty, charakterizující strukturu v modelu atomu helia, nelze získat z modelu atomu podle Bohra, ani snadno vyčíslit pomocí modelů atomů podle hypotéz kvantové mechaniky. V modelech pro kvantově-mechanické pojetí atomů založených na řešení Schrödingerovy rovnice jsou kvantitativní charakteristiky komplikovaně vyjádřitelné, takže není snadné najít řešení analytické některých veličin a ani řešení numericky hledaných analýz není jednoduché.

Spektrum pro první elektron ionizační energie $W_i=24.587 \text{ eV}$ [3.2] je pomocí rovnice Nielse Bohra vyjádřeno

$$W_f = hv = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = E_i \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (62)$$

a jejich vyčíslení v Tab.4.1

Tabulka 4.1 Hodnoty vlnové délky a energie fotonů získané z databáze spekter atomu helia s oběma elektrony [3.2] při excitaci ze základní hladiny na hladinu n .

Hodnoty n	2	3	4	5	6	7
λ_f [10^{-9} m]	59.1412	53.7029	52.2186	51.5596	51.2070	50.9970
W_f [eV]	20.9773	23.1016	23.7583	24.0619	24.2276	24.3274

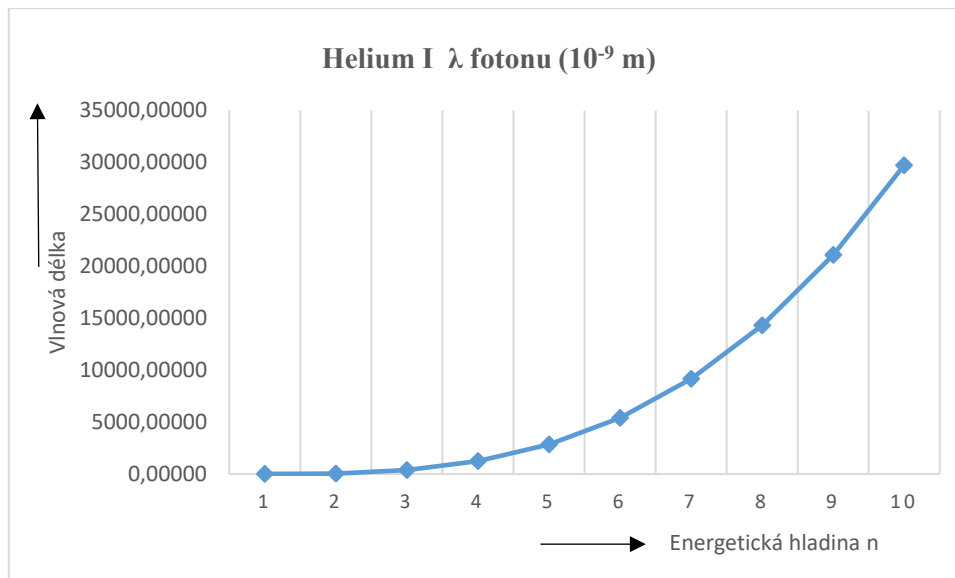
V následující tabulce tab.4.2 jsou uvedeny vlnové délky fotonů atomu helia v základním stavu podle Databáze spekter [3.2] a vypočítaných poloměrů elektronů r_e při excitaci elektronů z hladiny n na $n+1$ podle (63)

$$r_{en} = \frac{\lambda_n \cdot \alpha}{2\pi \cdot n^2} . \quad (63)$$

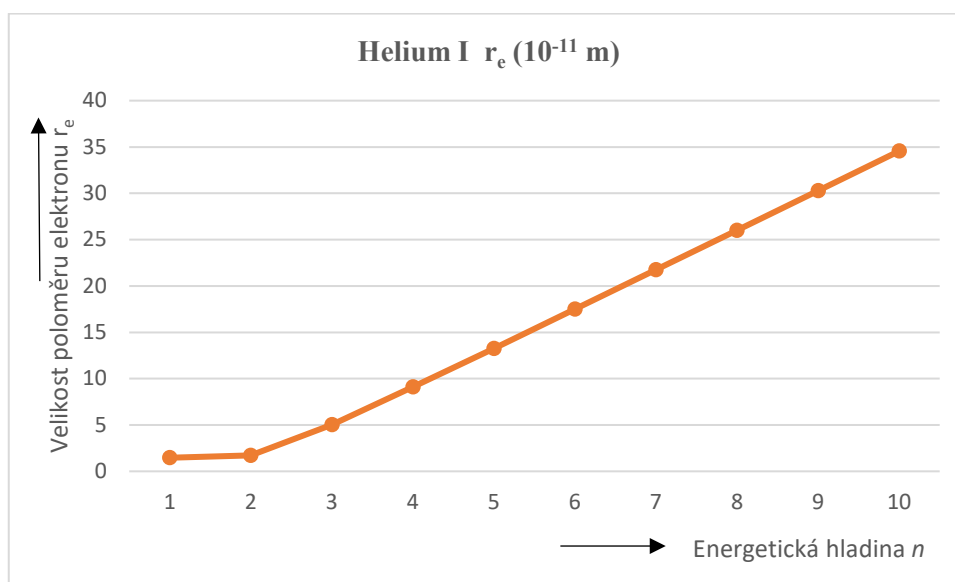
Tabulka 4.2 vlnových délek fotonů atomu helia podle Databáze spekter [3.2] a vypočítaných poloměrů elektronů podle (63).

Helium I			
kvantové číslo n	λ_f [10^{-9} m]	r_e [10^{-11} m]	Δr_e rozdíl [10^{-11} m]
1	12.61443	1.466180436	
2	59.14121	1.718501848	0.252321412
3	388.86480	5.021990795	3.303488946
4	1252.75200	9.100492817	4.078502022
5	2855.02292	13.27361995	4.173127133

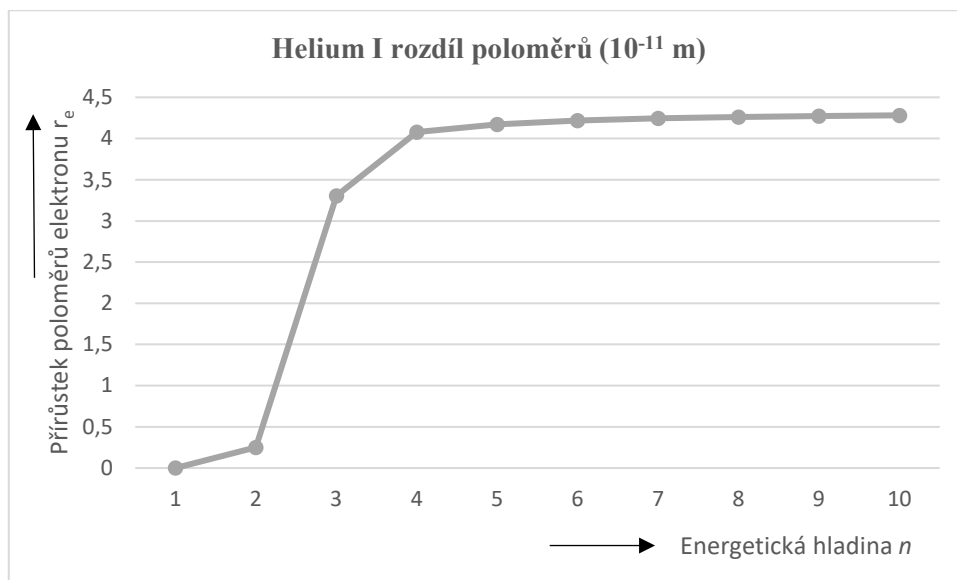
6	5417.83945	17.49215913	4.218539179
7	9164.24854	21.73804924	4.245890108
8	14316.88578	26.00089966	4.262850424
9	21098.39922	30.27500865	4.74108993
10	29731.29492	34.55680752	4.281798870



Obr. 4.4 Grafické zobrazení závislosti vlnových délek modelu fotonů při přechodu mezi energetickými hladinami helia.

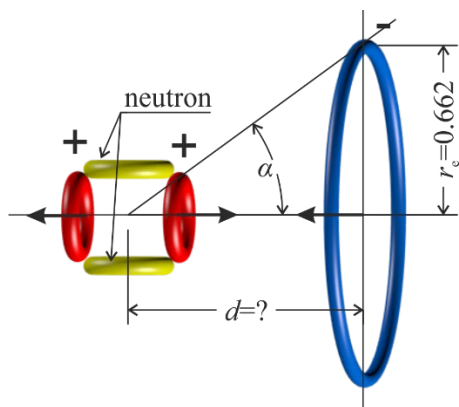


Obr. 4.5 Grafická závislost velikosti poloměru prvního elektronu r_e atomu helia na energetické hladině n .



Obr. 4.6 Závislost rozdílu přírůstku velikosti poloměru prvního elektronu r_e atomu helia v závislosti na velikosti n .

Pokud z modelu atomu helia odstraníme jeden elektron, dostaneme model atomu „vodíkového typu“, který lze hodnotit a přibližně vyjádřit energie podle relace (62).



Obr. 4.7 Navržený modifikovaný model pro analýzu atomu He^+ .

U vyhodnocení a vyčíslení vzdálenosti pro dynamickou rovnováhu modelu atomu He^+ pro elektron v atomu He^+ , obr. 4.7, se vychází z hodnoty termu

$$T_{\text{He},II} = 22.7989 \cdot 10^{-9} \text{ m} , \quad (64)$$

a ionizační energie zbývajícího elektronu

$$W_{i\text{He},II} = 54.416 \text{ eV} , \quad (65)$$

uvedených v databázi atomových spekter NIST [3.2].

K vyčíslení poloměru r_e základní velikosti modelu elektronu atomu He^+ použijeme vztah odvozený ze spektra atomu helia [3.2]

$$r_e = \frac{T_{He,II} \cdot \alpha}{8\pi \cdot n} = \frac{22.7989 \cdot 10^{-9}}{8\pi \cdot 137} = 6.6248 \cdot 10^{-12} \text{ m} . \quad (66)$$

Doba, po kterou foton potřebuje na předání své energie W_{ph} elektronu

$$t_{e-ph,II} = \frac{T_{He,II}}{c \cdot \alpha} = \frac{22.7989 \cdot 10^{-9} \cdot 137}{3 \cdot 10^8} = 1.04115 \cdot 10^{-14} \text{ s} . \quad (67)$$

Elektrický proud v modelu elektronu i_e , který odpovídá rotaci elektrického náboje q_e po obvodu toroidu modelu elektronu za jednu otáčku vyčíslíme

$$i_e = \frac{dq_e}{dt_e} = \frac{1.602 \cdot 10^{-19}}{1.04115 \cdot 10^{-14}} = 1.53868 \cdot 10^{-5} \text{ A} . \quad (68)$$

Rovnovážný stav a vzdálenost protonu a elektronu u modelu iontu helia He^+ na základní energetické úrovni je dána rovnováhou mezi elektrickou silou a magnetickou silou

$$2F_{el} = F_{mg} , \quad (69)$$

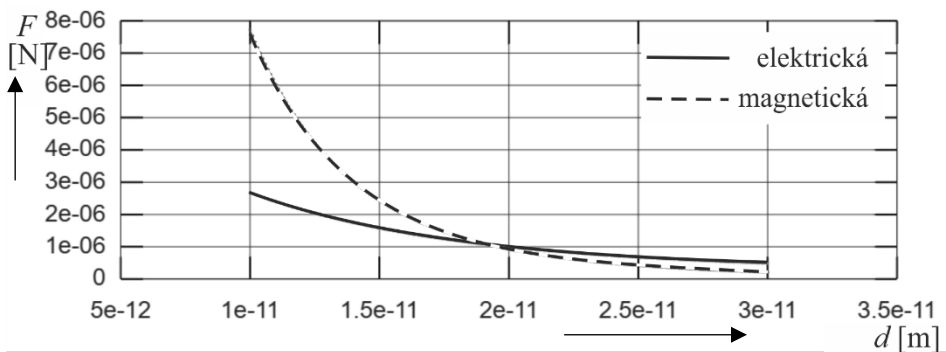
$$\frac{2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_e^2}{R^2} \cdot \cos \alpha = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \sin 2\alpha}{4\pi \cdot R^3} . \quad (70)$$

Z této rovnice získáme vztah pro vzdálenost d_i

$$d_i^2 = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \epsilon_0 \cdot r_e}{q_e^2} - r_e^2 , \quad (71)$$

$$\frac{1.53868 \cdot 10^{-5} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1.41 \cdot 10^{-26} \cdot 8.854 \cdot 10^{-12} \cdot 6.6248 \cdot 10^{-12}}{(1.602 \cdot 10^{-19})^2} - (6.6248 \cdot 10^{-12})^2 , \quad (72)$$

$$d_{l_{He,I}} = 1.8583 \cdot 10^{-11} \text{ m} . \quad (73)$$



Obr. 4.8 Grafická závislost elektrických a magnetických sil v závislosti na vzdálenosti od jádra pro základní úroveň atomu helia He^+ .

Tabulka 4.3 Hodnoty vlnové délky a energie fotonů získané z databáze spekter atomu helia s jedním elektronem [3.2] při excitaci ze základní hladiny na hladinu n .

Hodnoty n	2	3	4	5	6
λ_f [10^{-9} m]	30.3786	25.6318	24.3027	23.7331	23.4347
W_f [eV]	40.8388	48.4018	51.0488	52.2740	52.9395

Elektrické a magnetické pole v modelu protonu a elektronu na sebe působí ve vzdálenosti (73)

Vazební energii elektrického pole vypočítáme podle vztahu

$$W_{v,el} = \frac{2q_e \cdot 2q_e \cdot R}{4\pi\epsilon_0 \cdot R^2}, \quad (74)$$

$$W_{v,el} = \frac{4 \cdot (1.6 \cdot 10^{-19})^2}{4\pi \cdot 8.859 \cdot 10^{-12} \cdot (1.9729 \cdot 10^{-11})} = 46.648 \cdot 10^{-18} \text{ J} . \quad (75)$$

Vazební energii magnetického pole vypočítáme podle vztahu

$$W_{v,mag} = \frac{i_{el} \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot R}{4\pi \cdot R^3}, \quad (76)$$

$$W_{v,mag} = \frac{1.53868 \cdot 10^{-5} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1.41 \cdot 10^{-26} \cdot 1.9729 \cdot 10^{-11}}{4\pi \cdot (1.9729 \cdot 10^{-11})^3} = 55.739 \cdot 10^{-18} \text{ J} . \quad (77)$$

Výsledná vazební energie podle RT je

$$W_v = 55.739 - 46.648 = 9.091 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 56.737 \text{ eV} . \quad (78)$$

Celková energie atomu helia je pak dána součtem energií obou elektronů vztahem

$$W_c = W_{v,el} + W_{v,mag}, \quad (79)$$

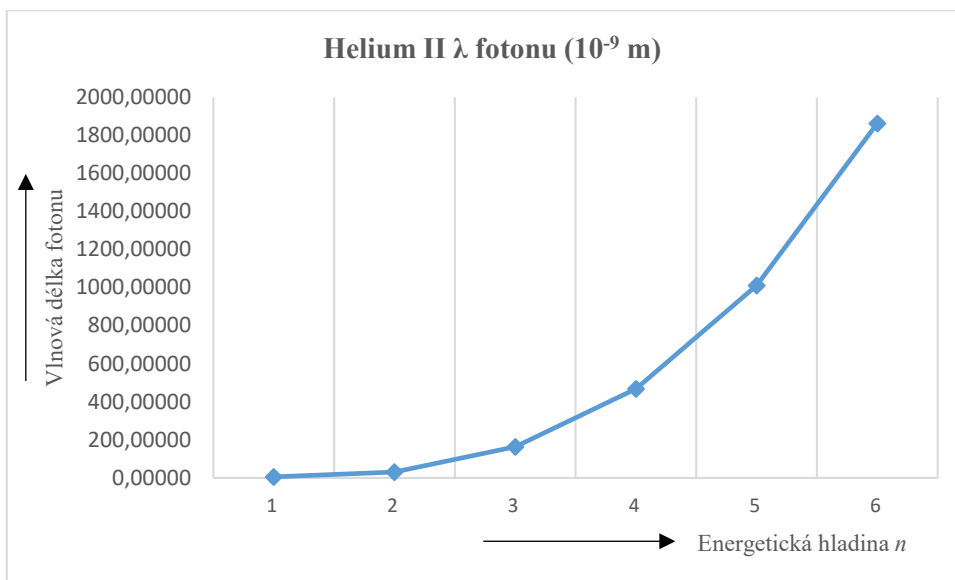
$$W_c = 22.961 + 56.737 = 79.598 \text{ eV} . \quad (80)$$

Experimentálně změřená [3.2] hodnota energie atomu helia je 79.0 eV. Vypočítaná hodnota energie atomu helia podle kvantové teorie metodou poruchového přístupu [4.1] [4.2] je 74.8 eV a metodou variačního přístupu je 77.48 eV.

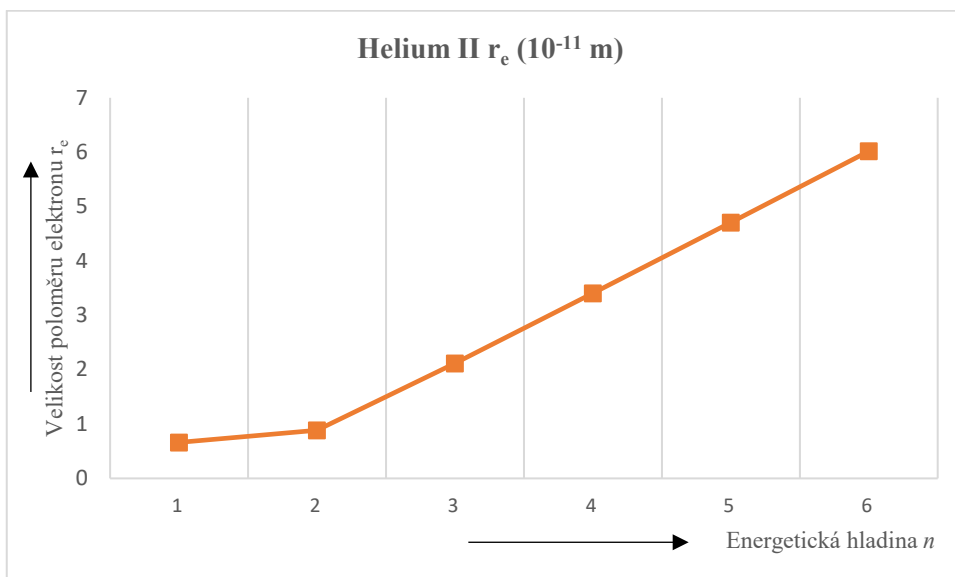
V následující tabulce tab.4.4 jsou uvedeny vlnové délky fotonů iontu helia H⁺ podle Databáze spekter [3.2] a vypočítaných poloměrů elektronů podle (66) při excitaci elektronů z hladiny n na $n+1$

Tab.4.4 Tabulka vlnových délek fotonů atomu helia podle Databáze spekter [3.2] a vypočítaných poloměrů elektronů podle (66).

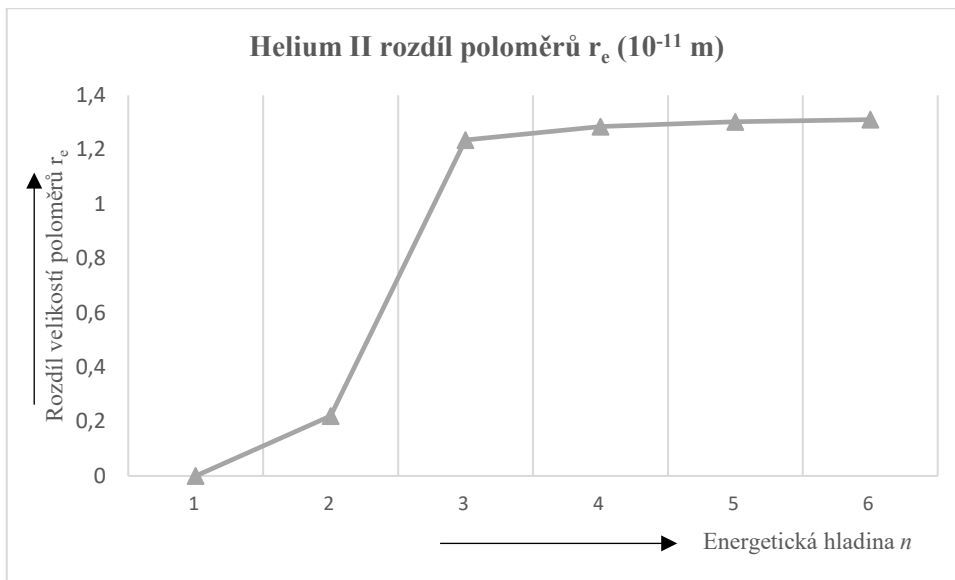
Helium II			
kvantové číslo n	λ_f fotonu [10^{-9} m]	r_e [10^{-11} m]	rozdíl poloměrů
1	5.69973	0.662481403	
2	30.37858151	0.882728785	0.220247382
3	164.0391352	2.118481866	1.23575308
4	468.5568006	3.403784467	1.285302601
5	1 012.291327	4.706361649	1.302577182
6	1 863.623138	6.016935863	1.310574214



Obr. 4.9 Graf vlnových délek fotonů při přechodu mezi energetickými hladinami druhého elektronu atomu helia.



Obr. 4.10 Graf závislosti velikosti poloměru druhého elektronu r_e atomu helia na energetické hladině n .



Obr. 4.11 Rozdíl přírůstku velikosti poloměru druhého elektronu r_e atomu helia v závislosti na velikosti n .

5 STERN-GERLACHŮV EXPERIMENT, SPIN

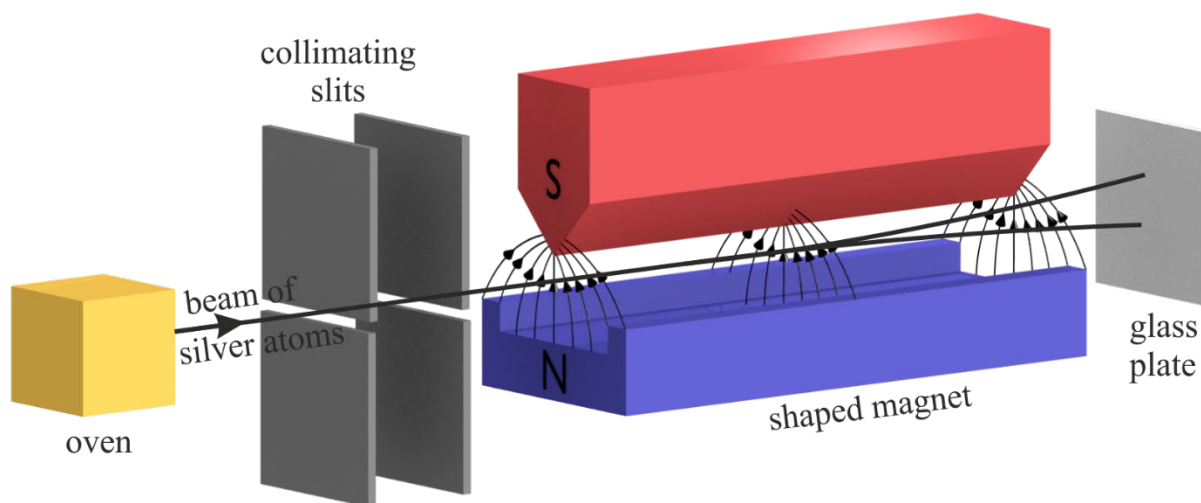
5.1 ÚVOD

Počátkem dvacátých let Otto Stern a Walter Gerlach provedli experiment [5.1], kde se pomocí aparatury (obr. 5.1) snažili naměřit magnetický moment valenčního elektronu atomu stříbra. Atomy stříbra byly v experimentu použity, protože mají lichý počet elektronů s jedním elektronem ve valenční slupce s . Podle stavu tehdejších znalostí předpokládali, že se magnetické momenty všech zbývajících elektronů vzájemně vyruší. Atomy stříbra, které se odpařovaly z píčky, byly kolimovány do svazku procházejícího nehomogenním magnetickým polem. Směr pohybu svazku atomů byl kolmý na směr pole a jeho gradient. Na stínítku pak pozorovali rozštěpení původní čáry na dvě oddělené stříbrné křivky (obr. 5.2), z čehož usoudili, že elektron má magnetický moment se dvěma možnými směry a je kvantován.

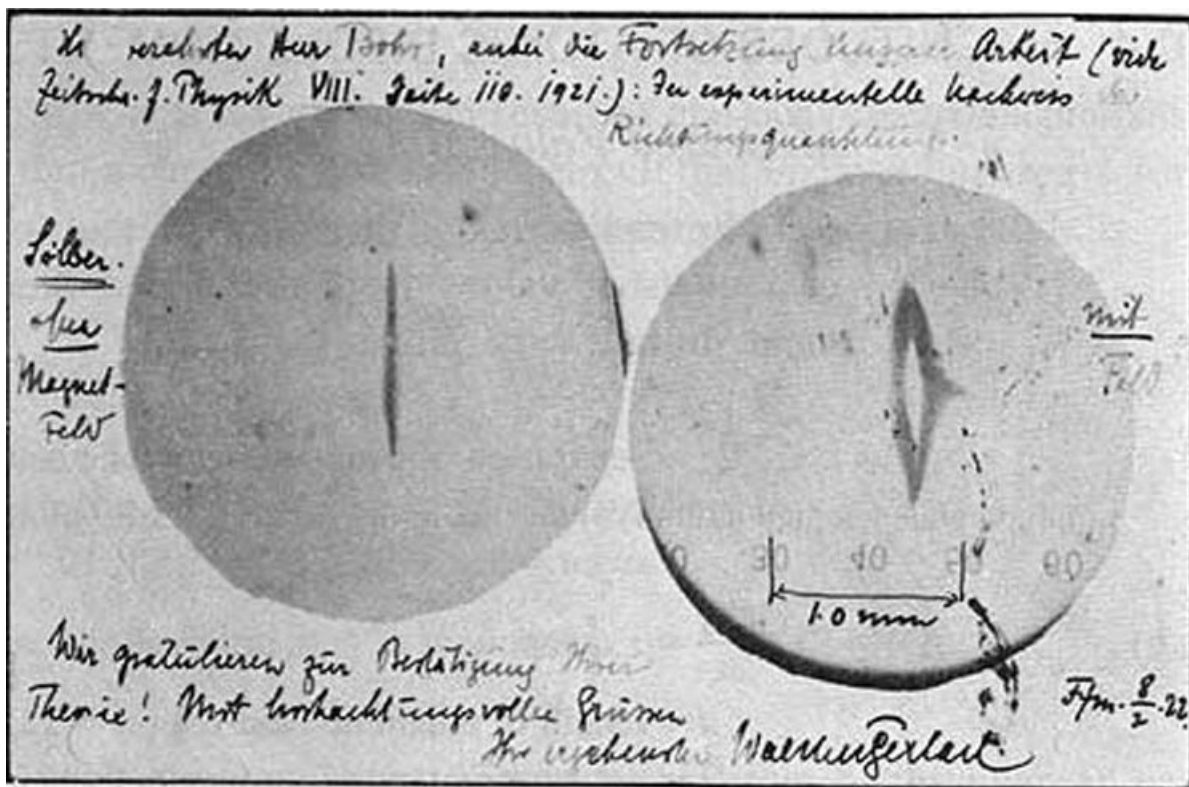
Protože u valenčního elektronu ve slupce s neměl být podle tehdejší teorie žádný magnetický moment, pak pozorovaný nenulový magnetický moment atomů stříbra musel být vyvolán dalším momentem hybnosti – spinem. Stern – Gerlachův experiment je považován za experimentální důkaz existence elektronového spinu [5.2], [5.3].

V roce 1925 holandská fyzikové Samuel A. Goudsmit a George E. Uhlenbeck postulovali existenci vnitřního úhlového momentu nezávislého na orbitální charakteristice, a tedy existenci čtvrtého kvantového čísla, které nabývá pouze dvou hodnot a to $+1/2$ a $-1/2$.

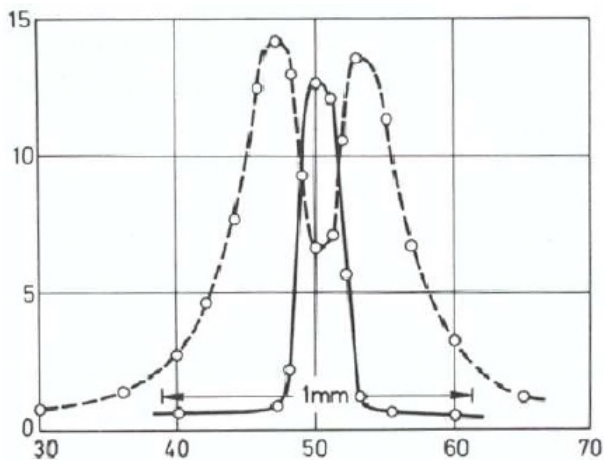
Proč spin elektronu reaguje pouze s nehomogenním magnetickým polem a je zcela netečný vůči homogennímu magnetickému poli? Jde skutečně o důkaz existence spinu elektronu, nebo byl výsledek experimentu nesprávně vyhodnocen, protože neobsahoval fyzikální vysvětlení celého procesu?



Obr. 5.1 Schéma Stern-Gerlachova experimentu [5.1].



Obr. 5.2 Oznámení výsledku experimentu Bohrovi [5.1].

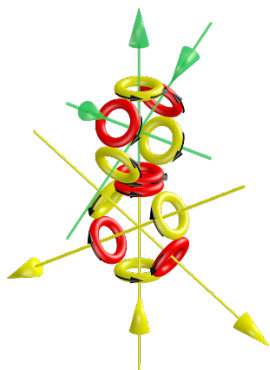


Obr. 5.3 Výsledek experimentu. Srovnání rozdělení intenzity svazku atomů s vypnutým polem (1 vrchol) a se zapnutým polem (2 vrcholy) [5.3].

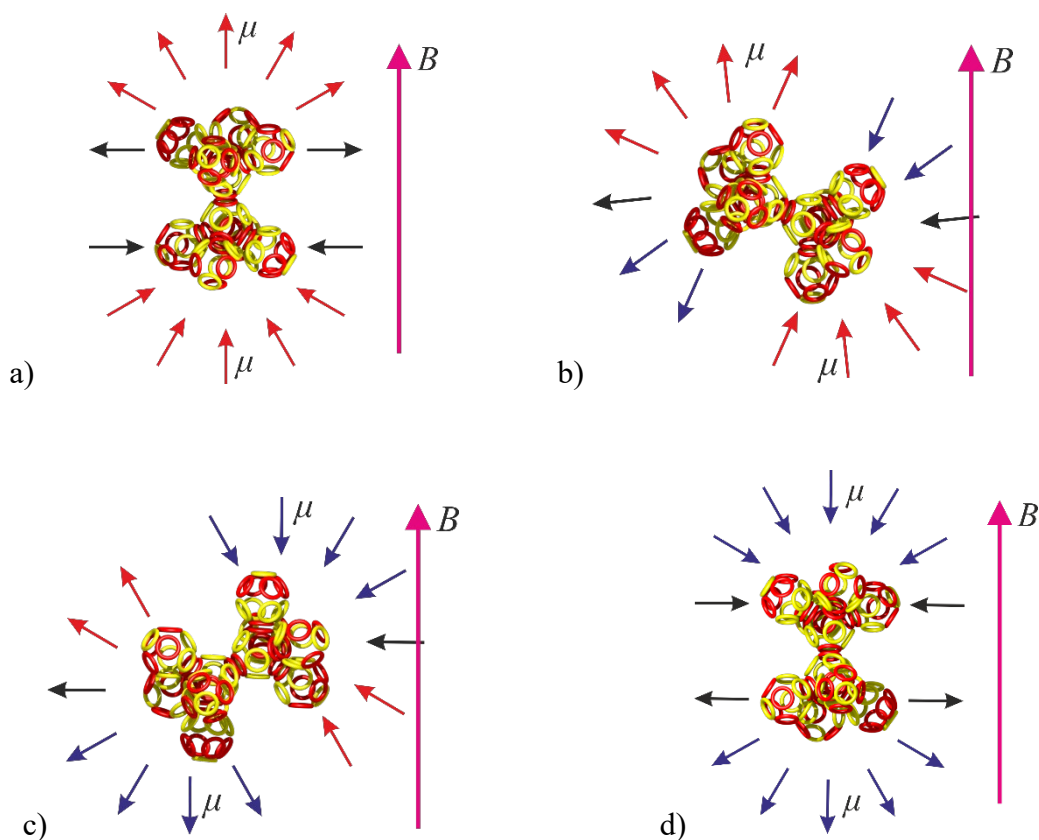
5.2 MOŽNÉ OBJASNĚNÍ EXPERIMENTU PODLE PRSTENCOVÉ TEORIE (RT)

Při objasnění výsledků experimentu pomocí RT musíme začít u prstencového modelu jádra atomu stříbra. Tento model jádra se podle RT skládá ze struktur- „globulí“, u nichž magnetické momenty prstencových modelů protonů směřují střídavě v prvním případě s orientací směru dovnitř globule a u sousední globule s orientací vektoru směřující vně struktury (obr. 5.4), protože jsou svázány souhlasnou rotací protonového můstku [1.4].

Model jádra atomu stříbra podle modelu RT se skládá ze čtyř úrovní spojení struktur – globulí. V každé úrovni se mění směr vektoru magnetického momentu. A protože je z modelu podle RT počet úrovní globulí sudý, po sečtení všech složek jednotlivých vektorů vyjde, že jádro jako celek má definovaný směr vektoru magnetického momentu (obr. 5.5). Při různé orientaci modelu jádra stříbra v prostoru vzhledem k vnějšímu magnetickému poli, má vektor magnetického momentu vůči vnějšímu magnetickému poli B_{out} pouze možné dva směry orientace – paralelní nebo antiparalelní (obr. 5.5 a–d).



Obr. 5.4 Rozdílné směry magnetických momentů sousedních globulí u modelu jádra atomu uhlíku v modelu podle RT.



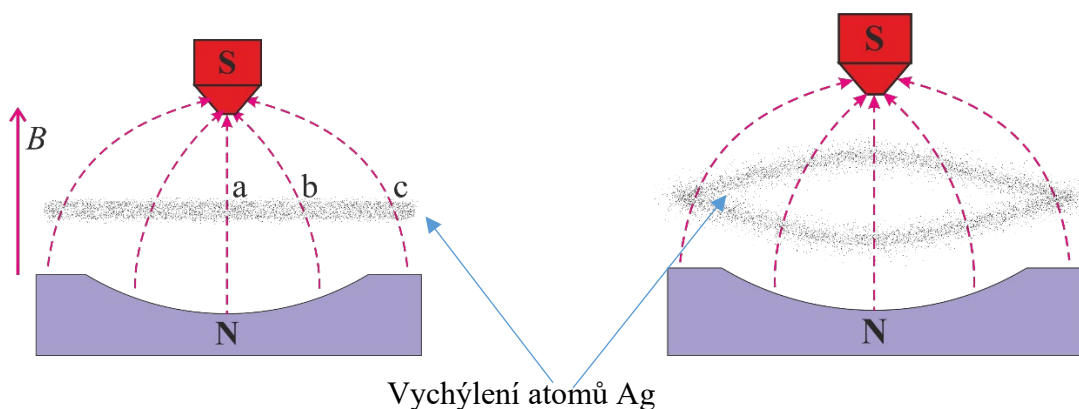
Obr. 5.5 Směry magnetických momentů modelu jádra atomu stříbra vůči vnějšímu vektoru magnetické indukce B_{out} a), b) paralelní, c), d) antiparalelní.

Protože rozložení magnetického pole a magnetické momenty elektronů v obalu RT modelu atomu stříbra jsou determinovány strukturou jádra, má rovněž výsledná superpozice magnetických momentů všech elektronů v obalu atomu stříbra definovatelný výsledný směr (opačný než u jádra) a velikost. Elektronový obal, jako celek, vytváří magnetický dipól μ_e , který vůči vektoru vnějšího magnetického pole B_{out} má postavení buď paralelní nebo antiparalelní.

Bez působení vnějšího magnetického pole v modelu RT jsou vektory magnetických momentů atomů stříbra náhodně orientovány v prostoru, takže výsledný magnetický moment v makroskopickém měřítku seskupení sledované látky je minimální (nulový). V homogenním vnějším elektromagnetickém poli tento vektor koná precesi kolem z-tové složky pole podle úhlu natočení vektoru magnetického momentu atomu vůči vektoru magnetické indukce B_{out} vnějšího pole. V nehomogenním vnějším elektromagnetickém poli působí na magnetický moment μ modelu dodatečná síla F , jejíž směr a velikost závisí na orientaci magnetických momentů μ jednotlivých elektronů vůči vnějšímu magnetickému poli.

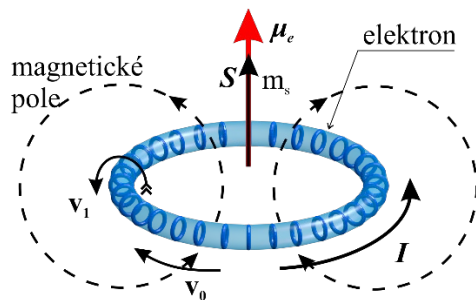
Předpokladem Stern-Gerlachova experimentu bylo, že atomy stříbra mají výsledný nulový magnetický moment μ_m . Atomy s nenulovým magnetickým momentem interagují s vnějším nehomogenním magnetickým polem a jsou vychýleny z přímého směru v závislosti na prostorové orientaci magnetického momentu.

Ve Stern-Gerlachově experimentu bylo zjištěno dvojí rozdělení vychýlení atomů stříbra (obr. 5.6).



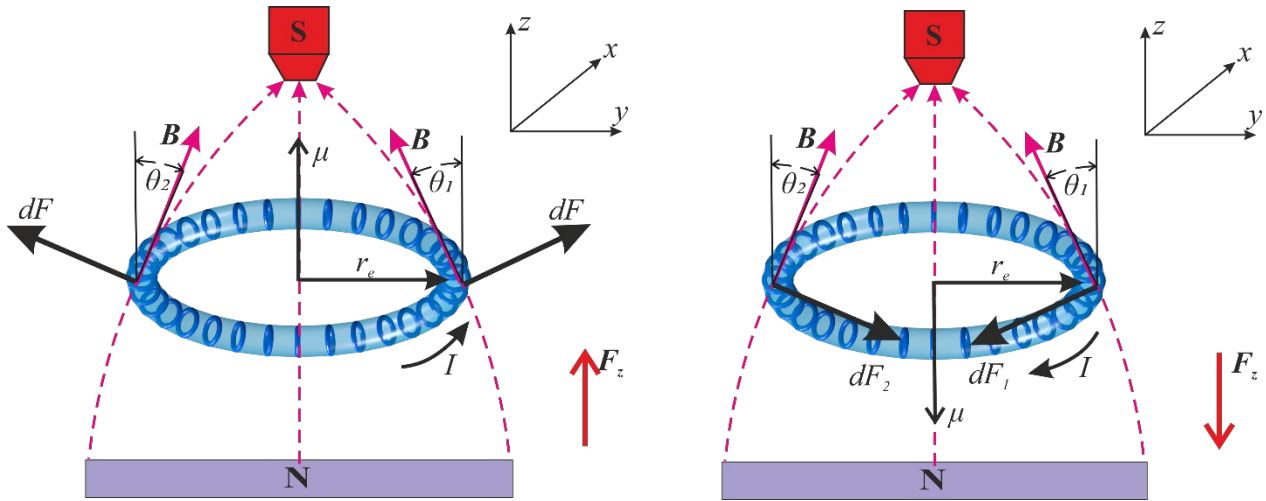
Obr. 5.6 Výsledek Stern-Gerlachova experimentu.

Pro vysvětlení tohoto jevu podle modelů struktur RT si zvolíme model prstence elektronu, kterým teče elektrický proud I , jenž vytváří magnetický moment μ_e a je svojí osou umístěn do nehomogenního pole například nad severní pól tyčového magnetu (obr. 5.7). [1.4]



Obr. 5.7 Magnetický moment μ_e modelu elektronu podle RT.

V místě prstence elektronu vnější magnetické pole s indukcí \mathbf{B} svírá s normálou úhel θ (obr. 5.8). Pokud je model elektronu umístěn v ose magnetického toku (magnetu), je síla působící na oba konce elektronu shodná. Elektron je vychylován pouze ve směru osy z ve směru podle orientace svého magnetického momentu μ_e .



Obr. 5.8 Model prstence elektronu nad severním pólem „rovnoměrně lineárně orientovaným magnetem“. Magnetická indukce \mathbf{B}_{out} svírá s osou z úhel θ .

Magnetická síla \mathbf{F}_B působící na element délky prstence $d\mathbf{l}$, kterým prochází elektrický proud I je dána vztahem

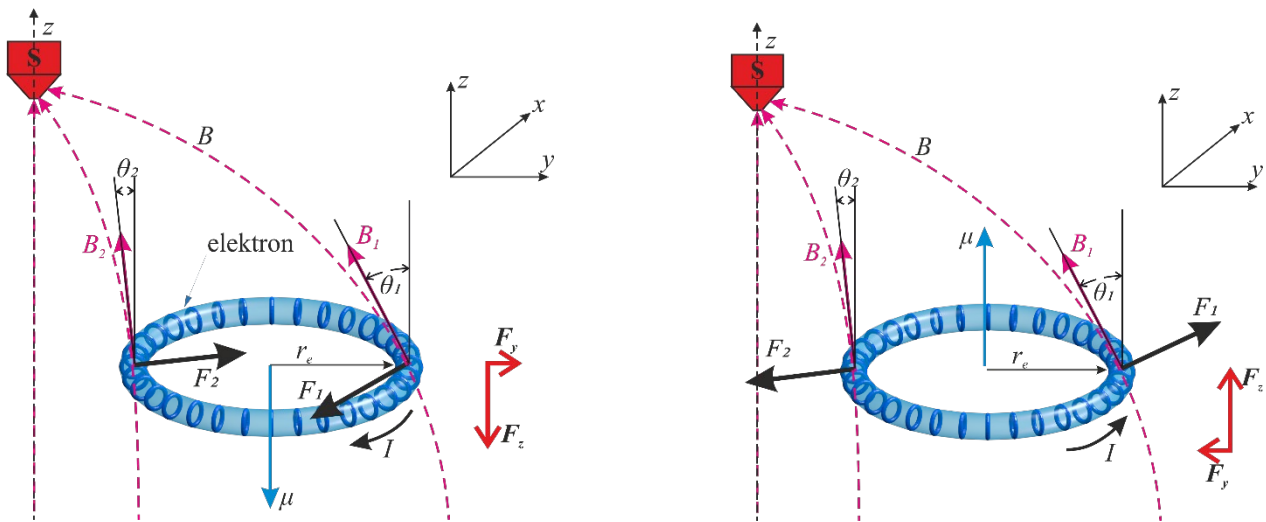
$$d\mathbf{F}_B = I d\mathbf{l} \times \mathbf{B}, \quad (81)$$

kde \mathbf{B} je vektor indukce magnetického pole v bodě na prstenci P

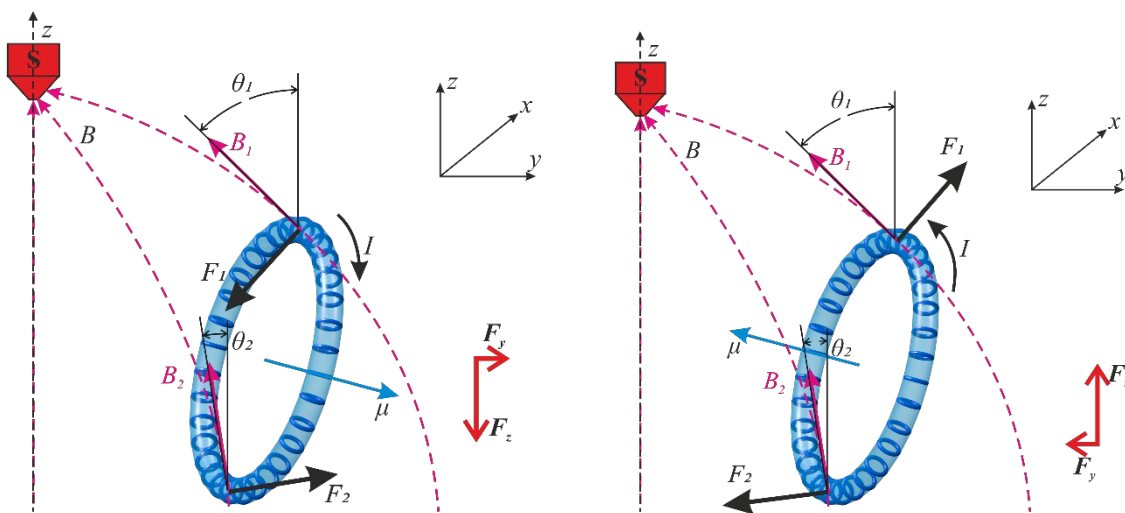
$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{out} + \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{R}}{\|\mathbf{R}\|^3}. \quad (82)$$

Síla \mathbf{F}_B je funkcí úhlu θ , F_{Bz} míří do směru osy $+z$, a je tvořena vnějším magnetickým polem. Pokud použijeme prstavec elektronu s opačně orientovaným magnetickým momentem $\mu_{m,e}$, síla \mathbf{F}_B bude opačně orientovaná, jak je uvedeno v relaci (81).

Na model prstence elektronu podle RT, který se nachází mimo osu z , působí na jeho vzdálenějším konci od osy z síla \mathbf{F} orientovaná pod jiným úhlem než na nejbližším bodě prstence k ose z (obr. 5.9, 5.10). To má za následek pohyb modelu elektronu nejen v ose z , ale i v ose y podle směru vektoru magnetického momentu elektronu $\mu_{m,e}$.



Obr. 5.9 Síla F_B je funkcí úhlu θ , model elektronu v nehomogenním magnetickém poli.

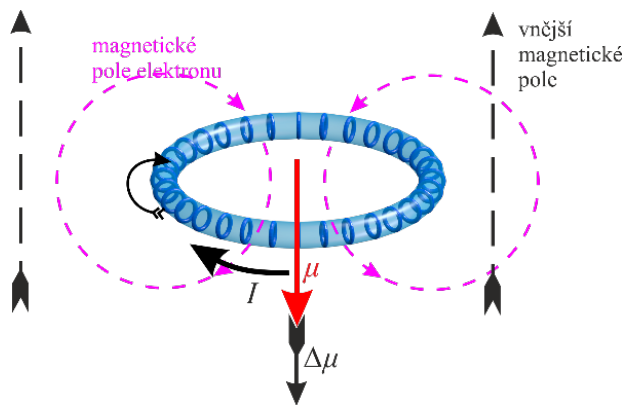


Obr. 5.10 Síla F_B je funkcí úhlu θ , model elektronu v nehomogenním magnetickém poli.

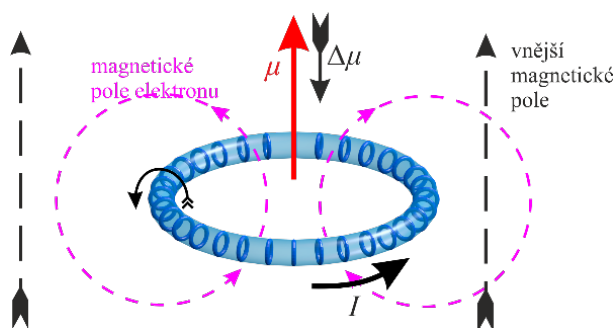
Působením vnějšího magnetického pole dojde v modelech prstencové struktury elektronů podle Prstencové teorie k indukci magnetického pole s měrným tokem B . Pokud je magnetický moment modelu elektronu $\mu_{m,e}$ změněn o velikost $\Delta\mu$ antiparalelní vzhledem k vnějšímu magnetickému poli B , dojde magnetickou indukcí ke zvětšení proudu I_1 a tím i ke zvětšení účinků síly F_1 a F_2 o velikost ΔF , (obr 5.11). Při nastavení podmínek pro stav paralelního směru vektoru magnetické indukce B modelu elektronu s vnějším magnetickým polem B_{out} , (obr. 5.12), se na základě principu superpozice změní výsledná magnetická indukce magnetického pole, a tedy i výsledný magnetický moment modelu elektronu μ_e . Výsledná magnetická síla F se také zmenší a velikost sil F_1 a F_2 poklesne o velikost ΔF . Protože síla F_B je funkcí úhlu θ , bude síla F_{1z} v ose z vždy větší než síla F_{2z}

$$F_z = F_{1z} + F_{2z} \quad (83)$$

Síla F bude vždy větší u antiparalelní orientace magnetického momentu μ vůči vnějšímu magnetickému poli B_{out} než u orientace paralelní (obr. 5.11, obr. 5.12).



Obr. 5.11 Schematické zesílení magnetického momentu modelu elektronu při antiparalelní orientaci s vnějším magnetickým polem.



Obr. 5.12 Schematické zeslabení magnetického momentu modelu elektronu při paralelní orientaci s vnějším magnetickým polem.

Magnetické momenty modelů elektronů μ_e , které původně odpovídaly jediné energii elektronu na stejné energetické hladině, se vlivem změny intenzity a indukce vnějšího magnetického pole \mathbf{H} , \mathbf{B} a jejich natočení štěpí na multiplety blízkých energetických pod-hladin. Proto je k vytvoření tohoto jevu zapotřebí, aby elektrony modelů atomů procházely různou intenzitou magnetického pole \mathbf{H} , což je zajištěno pohybem v nehomogenním elektromagnetickém poli podle obr. 5.1. Při použití homogenního magnetického pole tento jev v modelech podle RT nenastává.

Magnetický moment μ_m jednotlivých stavů modelu elektronu je rozdílný podle natočení modelu struktury vzhledem k vektoru vnějšího magnetického pole, a proto je pak rozdílná i výsledná působící síla \mathbf{F} a energie daného stavu E_v . V důsledku toho stavu, budou modely atomů s antiparalelní orientací magnetického momentu vůči vnějšímu magnetickému poli vychylovány větší silou \mathbf{F} (obr. 5.11), než elektrony s paralelní orientací magnetického momentu vůči vnějšímu magnetickému poli, obr. 5.12. Proto je podle RT a modelů struktur vysvětlitelný fakt experimentu, ve kterém je výsledný obrazec, obr. 5.2, pravděpodobnostní záznam polohy elektronu v kladné části osy z výraznější a vyšší než v záporné části střední polohy pro výsledný obrazec, kde je pravděpodobnostní záznam polohy mnohem slabší s menší odchylkou (obr. 5.2).

Dále na tvar výsledného obrazce polohy elektronu, obr. 5.2, má vliv i efekt vyjádřený pro Lorentzovu sílu (jedna složka vlivu magnetického pole byla již výše vyjádřena), která způsobuje zakřivení dráhy pohybujících se elektronů ve vnějším magnetickém poli, experiment obr. 5.1. U pohybujících se elektronů s vektorem magnetického momentu $\mu_{m,e}$ rovnoběžným s vnějším magnetickým polem charakterizovaným magnetickou indukcí \mathbf{B} , se tato síla \mathbf{F}_L projeví. U elektronů s vektorem

magnetického momentu $\mu_{m,e}$ kolmým na směr vnějšího magnetického pole charakterizovaným magnetickou indukcí \mathbf{B} , je tato síla pro dominantní magnetickou složku pole nulová. Ve výsledném obrazci se to projeví intenzivnější oblastí dopadů atomů v levé horní straně a pravé dolní straně výsledného obrazce.

5.3 ZÁVĚR

Při analýze, s modelem atomu podle RT, tvaru výsledného obrazce Stern – Gerlachova experimentu vidíme, že se na jeho vykreslení podílí více fyzikálních jevů a dějů. Dráha každého atomu stříbra je tvořena netriviální křivkou, která je závislá na okamžitém rozložení elektromagnetického pole, okamžitém rozložení elektrických nábojů v oblasti, okamžitých rychlostech pohybu elektrických nábojů v oblasti, umístění modelu atomu vzhledem k ose y a na natočení vektoru jeho celkového magnetického momentu μ_m vůči silokřivkám magnetického pole vnějšího magnetického pole při vstupu modelu atomu do nehomogenního magnetického pole. V neposlední řadě hraje také roli okamžitá rychlost a délka pohybu modelu atomu v nehomogenním magnetickém poli i vzdálenost detekčního stínítka po jeho opuštění.

Významnou roli v experimentu sehrála také velká atomová hmotnost atomů stříbra, protože slabší magnetické pole vnějšího magnetického pole nebylo schopno natočit vektor magnetického momentu celého atomu μ_m do paralelního směru se směrem vektoru vnějšího magnetického pole. U méně hmotných atomů se efekt rozštěpení projevuje slaběji. Podobné experimenty se stejným výsledkem byly provedeny s atomy stříbra (Ag), zlata (Au), lithia (Li), sodíku (Na), draslíku (K), později též vodíku (H), u nichž se místo tepelného zdroje – pícky použil elektrický výboj [5.4]. I v případech uvedených prvků byly pozorovány dvě diskrétní stopy rozložené kolem roviny xy [5.4–5.6].

U samotných volných elektronů se výše popisovaný efekt neprojeví vůbec, protože elektrony se při vstupu do vnějšího magnetického pole natočí všechny s momentem $\mu_{m,e}$ shodně svým magnetickým momentem paralelně se směrem vektoru magnetické indukce vnějšího pole. To ukazuje, že model elektronu má pouze jeden směr magnetického momentu $\mu_{m,e}$. Jako průkazný argument existence pouze jednoho magnetického momentu elektronu $\mu_{m,e}$ je existence zakřiveného pohybu sledovaného elektrického náboje elektronu ve vnějším homogenním magnetickém poli, který má pouze jedno řešení. Pokud by existoval dvojí magnetický moment modelu elektronu, musely by vznikat dvě trajektorie pohybu elektronu za uvažovaných podmínek.

Pokud uvažujeme navržený a popsáný model elektronu podle RT, nepotřebujeme žádný dodatečný vnitřní magnetický moment (spin) $\mu_{m,e}$, k objasnění chování struktury ve vnějším magnetickém poli. Navržená struktura modelu elektronu podle RT vytváří dostatečně silné magnetické pole s jednoznačně určeným magnetickým momentem, který může reagovat s vnějším nehomogenním magnetickým polem a způsobit vychýlení atomu do dvou oblastí mimo rovinu xy .

Stern – Gerlachův experiment [5.1] nedokazuje existenci spinu elektronu. Pokud je tento experiment považován za experimentální důkaz existence elektronového spinu a jiný experimentální důkaz nebyl proveden, pak pojem a hypotéza existence spinu zůstává pouze na rovině hypotézy a matematického modelu, který kompenzuje nedokonalý používaný model atomu a elektronu zavedený Bohrem [3] a dále udržovaný dalšími fyziky již sto let.

Z druhé strany Stern – Gerlachův experiment by však mohl sloužit jako potvrzení validity modelu strukturální stavby hmoty – RT, prstencového modelu elektronu podle RT.

6 ŠTĚPENÍ SPEKTRÁLNÍCH ČAR

6.1 ÚVOD

Štěpení spektrálních čar je jev, který neumí věrohodně objasnit ani Bohrov model atomu, ani vylepšený model podle Sommerfelda, ale ani vlnový model Schrödingerův [6.3]. Teprve kvantová mechanika zavedením matematicky definovaného virtuálního spinu elektronu předkládá hypotézu a matematické objasnění štěpení spektrálních čar. Co brání těmto modelům snadno vysvětlit pozorovaný jev? Je skutečně nutné zavádět (fyzikálně nepodložený) virtuální vnitřní spin elektronu, abychom mohli vysvětlit štěpení spektrálních čar atomů? Na tyto otázky se pokusím odpovědět pomocí aparátu a postupu objasnění návrhů modelů prstencové struktury elementárních částic hmoty podle Prstencové teorie [1.4].

6.2 TYPY ŠTĚPENÍ SPEKTRÁLNÍCH ČAR

Rozštěpení spektrálních čar [6.3-6.6] může být způsobeno uvažovanou vlastní vnitřní strukturou elementárních částic nebo působením vnějšího elektromagnetického pole. Jako známý efekt pozorovaný v experimentu můžeme uvažovat:

1. Hyper jemné štěpení energie základního stavu neutrálního atomu vodíku na dvě pod-hladiny s vyzářením energie na vlnové délce 21.1 cm [6.3].
2. Jemné štěpení spektrálních čar atomů bez přítomnosti vnějšího EMG pole [6.3].
3. Štěpení spektrálních čar vlivem vnějšího magnetického pole (Zeemanův jev) [6.3].
4. Štěpení spektrálních čar vlivem vnějšího elektrického pole (Starkův jev) [6.3].

Vysvětlení uvedených typů štěpení se odvolává na existenci spinu elektronu [6.3]. Hyper jemné štěpení energie je odvozeno od interakce mezi spinem protonu jádra atomu a spinem elektronu obalu. Jemné štěpení je vysvětlováno jako interakce orbitálního magnetického momentu elektronu se spinovým magnetickým momentem elektronu. Štěpení v magnetickém poli je vysvětlováno jako působení vnějšího magnetického pole H_{ext} na dva typy elektronů, které se liší opačnou orientací spinu.

Teoretickou možnost vysvětlení těchto jevů bez zavádění a použití virtuálního spinu elektronu nám dává modelování elementárních částic a jejich vzájemné působení podle Prstencové teorie [1.4]. Modely elementárních částic jsou tvořeny víceúrovňovými prstencovými strukturami, které jsou navzájem vázány v elektrodynamické rovnováze pomocí elektromagnetických sil [1.4].

6.3 HYPER JEMNÉ ŠTĚPENÍ SPEKTRÁLNÍ ČÁRY NEUTRÁLNÍHO ATOMU VODÍKU NA VLNOVÉ DÉLCE 21 CM

Kvantová teorie, jako hypotéza používaná pro stavbu mikrosvěta, nám předkládá myšlenku, že v důsledku existence spinu elektronu a protonu a jejich vzájemnou orientací není základní stav atomu vodíku ve skutečnosti jedním jediným stavem s přesně určenou hodnotou energie [6.4].

Vzájemná interakce magnetických momentů elektronu a protonu vede k tomu, že se magnetické energie jednotlivých spinových stavů od sebe v nenulové hodnotě liší. Elektron může mít spin orientovaný buď směrem „nahoru“, nebo směrem „dolů“; totéž platí i pro proton. Pro každý dynamický stav atomu vodíku tak existují čtyři možné spinové konfigurace, čtyři základní stavy [6.4]:

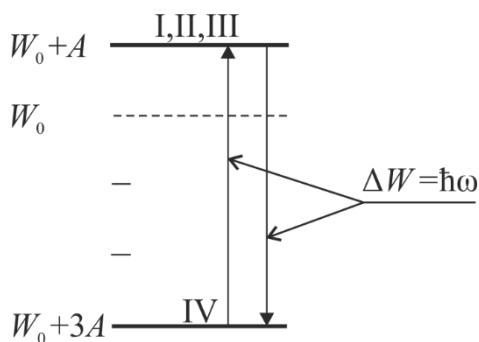
Stav 1: $|++\rangle$ Spiny elektronu i protonu míří směrem nahoru.

Stav 2: $|+-\rangle$ Spin elektronu je orientován směrem nahoru a spin protonu směrem dolů.

Stav 3: $|-+\rangle$ Spin elektronu je orientován dolů a spin protonu nahoru.

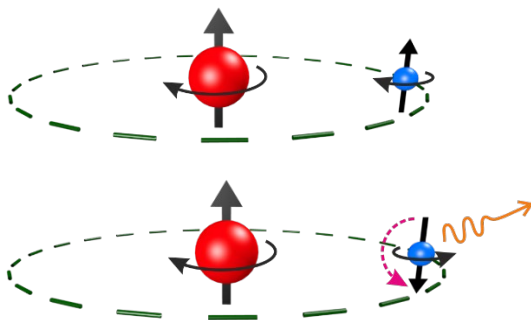
Stav 4: $|--\rangle$ Spiny elektronu i protonu jsou natočeny směrem dolů.

Po vyřešení příslušných parciálních diferenciálních rovnic, formulované hypotézou modelu objektu, se dostaneme k závěru, že po zahrnutí vlivu spinu jádra na spin elektronu se čtyři stacionární stavy a jejich energie štěpí na dvě pod-hladiny. Tři stavy mají vyšší energii A a čtvrtý nižší energii $-3A$. Střední hodnota je nula; když jsme v rovnicích položili referenční hodnotu energie $W_0 = 0$, kterou jsme získali z analýzy a vyčíslení podle Bohrova modelu atomu vodíku, a rozhodli jsme se odečíst všechny energie od této střední hodnoty. Můžeme si proto znázornit schéma energetických hladin základního stavu atomu vodíku tak, jak je naznačeno na obr. 6.1.



Obr. 6.1. Schéma energetických hladin základního stavu atomu vodíku [6.4].

Tady nastává první problém, protože jeden ze stavů s antiparalelními spiny má stejnou energetickou hodnotu jako dva stavy se spiny s paralelní orientací. Kvantová teorie a její formulace řešení parciálních diferenciálních rovnic nám předkládá, že pokud při hyper jemném štěpení energie atomu vodíku v základním stavu, dojde k „samovolnému“ otočení orientace spinu elektronu z paralelní do antiparalelní polohy vůči spinu protonu (obr. 6.2) dojde k vyzáření fotonu o energii $W_{ph} = 5.9 \cdot 10^{-6} eV$ o vlnové délce $\lambda_{phe} = 21.105 \text{ cm}$, jak je například publikováno v práci [6.1].



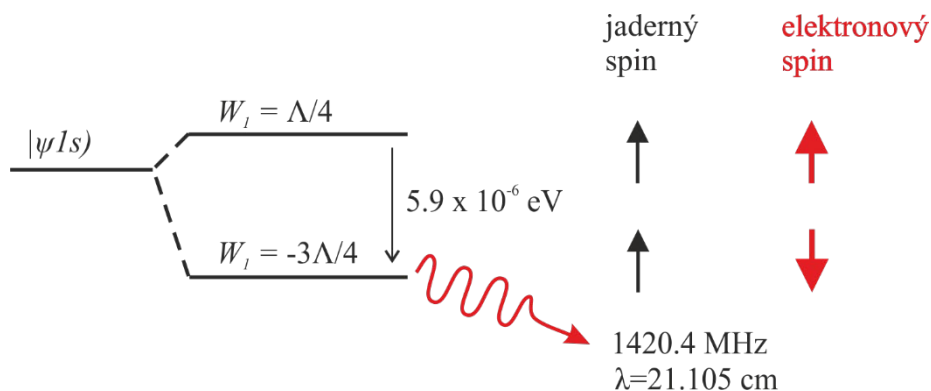
Obr. 6.2. Model atomu vodíku podle kvantově-mechanického modelu se znázorněním otočení orientace spinu elektronu a vyzáření fotonu.

Z výše uvedených výsledků analýz však vyplývá, že může dojít i k tomu, že ačkoliv dojde ke změně orientace spinu elektronu, přesto nedojde k vyzáření žádné energie, protože oba stavy zůstávají na stejné energetické hladině. Pokud stav 1 $|++\rangle$ má vyšší energii a stav 2 $|+-\rangle$ má energii nižší, pak při změně orientace spinu se energie atomu může dostat na nižší úroveň a vyzářit foton. Jestliže však

stav $4 \left| -- \right\rangle$ má vyšší energii a dojde ke změně orientace spinu na stav $3 \left| - + \right\rangle$ o stejné energii, k vyzáření fotonu dojít nemůže.

Při hyper jemném štěpení energie atomu vodíku v základním stavu nám kvantová teorie říká, že za dobu přibližně $t_s=10^{-7}$ let dojde k „samovolnému“ otočení spinu elektronu s paralelní do antiparalelní polohy vůči spinu protonu (obr. 3). Při této změně dojde k vyzáření fotonu o energii $W_{ph}=5.9 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$ o vlnové délce $\lambda_{phe}=21.105 \text{ cm}$ [6.1].

Tady narážíme na druhou nesrovnalost. Jestliže podle kvantové teorie mohou existovat dva typy atomů vodíku v základním energetickém stavu s opačně orientovanými spiny elektronů, musíme stav elektronů s vyšší energií považovat za základní a druhý s nižší energií za odvozený. Je to dáno tím, že pozorujeme pouze emisi vyzářeného fotonu, a nikoliv jeho absorpci. Kvantová teorie nám předkládá hypotézu rozdělení atomů vodíku z nějaké základní energetické hladiny, která ve skutečnosti nemusí existovat a je jen hypotetická, na atomy s pod-hladinou s vyšší energií W_h a atomy s pod-hladinou s nižší energií W_d (obr. 6.3). Rozdíl energií těchto dvou energetických hladin ($W_h - W_d = W_{ph}$) je roven energii vyzářeného fotonu o vlnové délce $\lambda_{phe}=21.105 \text{ cm}$. Vlastní energii vodíkových atomů W_{H2} s těmito dvěma pod-hladinami nelze zjistit pomocí spektrálních čar, protože atom vodíku na základní energetické úrovni žádné spektrální čáry nevysílá [3]. Pokud by tento proces probíhal „samovolně“ u všech elektronů s vypočítanou dobou poločasu přechodu $\tau_{1/2} \approx 3.5 \cdot 10^{14} \text{ s} \approx 11$ miliónů let [6.7], nezbyl by ve vesmíru za dobu jeho existence $1.37 \cdot 10^{10}$ let žádný atom vodíku ve stavu s vyšší energií, který by podle kvantově-mechanické teorie mohl změnit svou orientaci spinu a žádná spektrální čára na vlnové délce 21 cm by se neobjevovala.



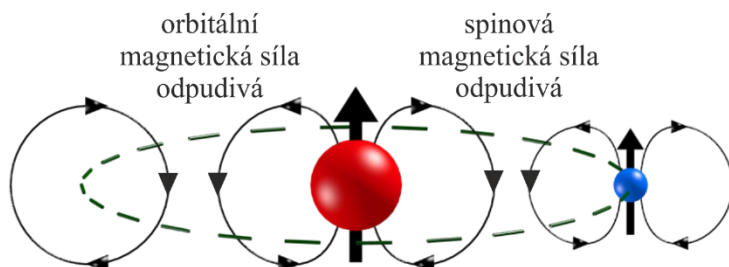
Obr. 6.3. Schéma štěpení základní hladiny na dvě pod-hladiny s uvolněním energie fotonu podle kvantově mechanické teorie [6.4].

Třetím nedostatkem popisu stavů modelu atomu vodíku je, že předchozí výpočty kvantové mechaniky nám sice umožňují popsat základní stavy atomu vodíku, ale nevyjadřují interaktivní vztah mezi protonem a elektronem. Můžeme se domnívat, že elektron obíhající po orbitální dráze okolo atomového jádra s velmi vysokou frekvencí vytváří ve svém okolí podobné magnetické pole jako uzavřená smyčka vodiče elektrického proudu $i(t)$ ve tvaru dráhy elektronu s ekvivalentním proudem vytvořeným obíhajícím nábojem elektronu q_e . Takováto uzavřená proudová smyčka vytváří magnetické pole s orbitálním plošným (Ampérovým) magnetickým momentem

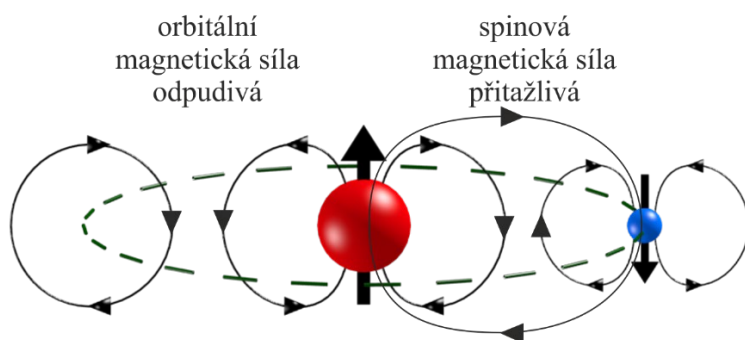
$$\mu_{e \text{ orbit}} = I \cdot S, \quad (84)$$

kde I je elektrický proud a S je příslušný modul orientovaného vektoru plochy, daný vodičem ohraničené plochy.

Pokud však uvážíme, že rotace vlastního spinu elektronu vytváří vlastní vnitřní magnetické pole elektronu s magnetickým momentem μ_e , potom musíme brát v úvahu, že i toto magnetické pole působí silou vůči magnetickému poli protonu a naopak. Pokud jsou oba magnetické momenty protonu i elektronu v paralelním postavení (obr. 6.4), je takto způsobitelná síla odpudivého charakteru. Podle standardního modelu částicové fyziky by se pak tato odpudivá síla musela podílet spolu se stejně orientovaným vektorem odstředivé síly na dynamické rovnováze stavu atomu vodíku proti přitažlivé síle Coulombově. S touto silou magnetického pole však standardní model atomu vodíku nepočítá [6.8].

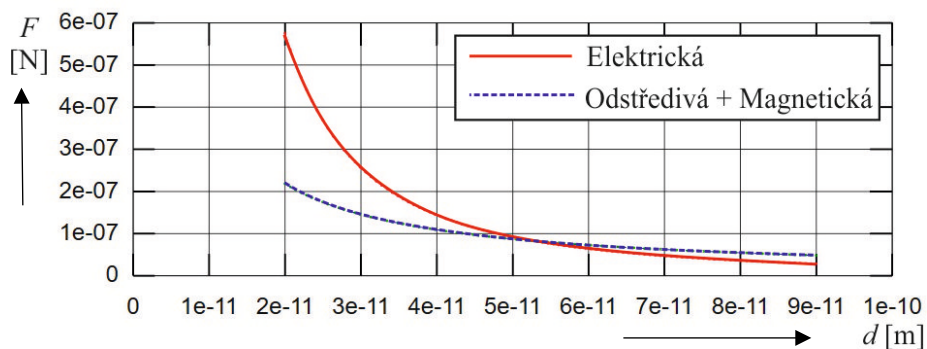


Obr. 6.4. Model magnetických siločar protonu a elektronu při paralelní orientaci jejich spinů.

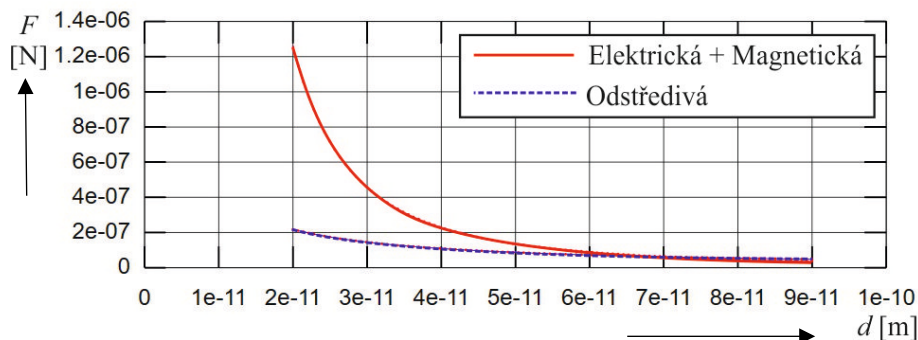


Obr. 6.5. Model magnetických siločar protonu a elektronu při změně orientace spinu elektronu.

Pokud však dojde k „samovolnému“ otočení orientace spinu, jak naznačuje kvantová mechanika, a tím dojde i ke změně orientace magnetického momentu spinu elektronu (obr. 6.5), změní se magnetická síla z odpudivé na přitažlivou. Tím se poruší dynamická rovnováha sil a dojde ke zvětšení přitažlivé síly mezi objekty protonem a elektronem a v důsledku toho zmenšení vzdálenosti elektronu od protonu. A protože se zmenšující se vzdáleností roste přitažlivá magnetická síla rychleji než síla elektrická i síla odstředivá (obr. 6.6, 6.7), dojde k přitažení elektronu k protonu a zániku celého atomu. Pokud by při tomto ději uvažované hypotézy došlo ještě k vyzáření energie, celý proces by se ještě urychlil. K vyzáření elektromagnetické vlny o jedné určité velikosti energie však podle dosud známých zákonů fyziky není důvod.



Obr. 6.6. Grafické zobrazení modulů sil při paralelní orientaci spinů protonu a elektronu.



Obr. 6.7. Grafické zobrazení modulů sil při antiparalelní orientaci spinů protonu a elektronu.

O jaké síle magnetického pole tedy uvažujeme? Jakou sílu zanedbal Bohr ve svém modelu a neuvažují její působení ani modely kvantové mechaniky?

Podle databáze konstant CODATA [6.17] má magnetický moment elektronu velikost

$$\mu_e = -928.4764620 \cdot 10^{-26} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1} , \quad (85)$$

a magnetický moment protonu má velikost

$$\mu_p = 1.4106067873 \cdot 10^{-26} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1} . \quad (86)$$

Předpokládáme, že oba magnetické momenty mají charakter magnetického dipólu a jsou tvořeny rotujícím elektrickým nábojem q . U protonu si to můžeme snadno představit, protože je znám poloměr protonu $r_p = 8.751 \cdot 10^{-16} \text{ m}$ [6.17], na kterém může náboj q „obíhat“ kolem středu protonu a vytvářet tak magnetické pole s magnetickým momentem μ_p podobně, jako u kruhového vodiče s jedním závitem.

Protože známe velikost magnetického momentu protonu μ_p , můžeme ze vztahu

$$\mu_p = I_p \cdot \pi \cdot r_p^2 , \quad (87)$$

získat po dosazení známých veličin velikost proudu I_p

$$I_p = \frac{\mu_p}{\pi \cdot r_p^2} ,$$

$$I_p = \frac{1.41 \cdot 10^{-26}}{3.14 \cdot (8.751 \cdot 10^{-16})^2} = 5.8637 \cdot 10^3 \text{ A} . \quad (88)$$

Ze vztahu

$$t_p = \frac{q}{I_p} \quad (89)$$

můžeme získat časový úsek potřebný pro jednu otáčku náboje q

$$t_p = \frac{1.602 \cdot 10^{-19}}{5.864 \cdot 10^3} = 2.732 \cdot 10^{-23} \text{ s} \quad (90)$$

a ze vztahu

$$v_p = \frac{2\pi \cdot r_p}{t_p}, \quad (91)$$

určit střední rychlost rotace elektrického náboje q po obvodu protonu

$$v_p = \frac{2 \cdot 3.14 \cdot 8.751 \cdot 10^{-16}}{2.732 \cdot 10^{-23}} = 2.0116 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (92)$$

Z vyčíslení navržených závislostí vyplývá, že náboj q protonu se po jeho obvodu pohybuje přibližně dvoutřetinovou rychlostí světla c .

U elektronu tato představa proudové smyčky selhává, protože SM i kvantová mechanika předpokládá, že elektron je bodová částice, která má poloměr limitně se blížící nule. Můžeme však předpokládat, že elektron se nachází ve vzdálenosti poloměru r_B , a leží v rovině obíhajícího elektrického náboje protonu a magnetické momenty protonu i elektronu jsou paralelní se stejnou orientací. Pak můžeme podle Biotova-Savartova zákona vyjádřit magnetickou (odpudivou) sílu F , kterou by působil spinový magnetický moment elektronu na proton podle vztahu

$$F_{spin\ e\ mg} = \frac{i_p \cdot \mu_0 \cdot \mu_e \cdot \cos 2\theta}{4\pi \cdot r_B^3}, \quad (93)$$

$$F_{spin\ e\ mg1} = \frac{5.8607 \cdot 10^3 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 928.4765 \cdot 10^{-26}}{4\pi \cdot (5.3 \cdot 10^{-11})^3} = 3.65709902 \cdot 10^4 \text{ N}. \quad (94)$$

Pokud budeme asociovat pohyb elektrického náboje protonu s proudovou smyčkou, potom vůči elektronu bude na straně bližší k elektronu větší síla než na straně vzdálenější. Protože proton rotuje mnohem rychleji než obíhající elektron, rozdíl těchto sil nám ukáže střední hodnotu modulu výsledné síly, kterou působí spinové magnetické pole elektronu na proton. Provedeme vyčíslení síly pro vzdálenost Bohrova poloměru r_B zvětšenou o průměr protonu $d_p = 1.7502 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ podle [6.17]

$$F_{spin\ e\ mg2} = \frac{5.8607 \cdot 10^3 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 928.4765 \cdot 10^{-26}}{4\pi \cdot (5.30017502 \cdot 10^{-11})^3} = 3.65634766 \cdot 10^4 \text{ N}. \quad (95)$$

Rozdíl těchto sil činí

$$F_{spin\ e\ mg} = F_{spin\ e\ mg1} - F_{spin\ e\ mg2}, \quad (96)$$

$$F_{spin\ e\ mg} = (3.65709902 - 3.65634766) \cdot 10^4 = 7.514 \cdot 10^0 \text{ N}. \quad (97)$$

Proti této odpudivé síle působí přitažlivá síla podle Coulombova zákona

$$F_{el} = \frac{q_e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_B^2}, \quad (98)$$

$$F_{el} = \frac{(1.6 \cdot 10^{-19})^2}{4\pi \cdot 8.854 \cdot 10^{-12} \cdot (5.3 \cdot 10^{-11})^2} = 8.195 \cdot 10^{-8} \text{ N}. \quad (99)$$

Z výše uvedených hodnot vidíme, že odpudivá spinová magnetická síla elektronu by byla o osm řádů větší než přitažlivá elektrická síla mezi kladným a záporným elektrickým nábojem protonu a

elektronu. Elektron by se od protonu vzdálil a atom vodíku by se tak podle modelu uvažované hypotézy rozpadl.

Pokud by spiny, a tím i magnetické momenty, byly vzájemně opačně orientovány, magnetická i elektrická síla by byly přitažlivé, což by vedlo ke spojení elektronu s protonem a k zániku atomu podle modelu uvažované hypotézy. Naproti tomu přitažlivé a odpudivé síly prstencového modelu atomu vodíku podle Prstencové teorie [1.4] vykazují dynamický rovnovážný stav.

Z výše uvedených úvah a analýz vyplývá, že atom vodíku se nemůže nacházet ve dvou energetických stavech s opačně orientovaným spinem elektronu vůči protonu. Špatný model atomu vodíku, nesprávně vyhodnocený experiment Stern-Gerlachův a matematické zavedení spinu elektronu bez jeho fyzikální podstaty vedlo k nesprávnému vysvětlení a interpretaci jevu vyzařování fotonu o vlnové délce 21 cm. Tento jev tedy musí být způsoben jiným procesem, než jak jej vysvětluje hypotéza hyperjemného štěpení energetických hladin kvantové mechaniky.

Pokud tedy vyloučíme vyzařování této energie W_{ph} vlivem změny orientace spinu, jak nám navrhuje hypotéza kvantové mechaniky, pak se musíme ptát, co způsobuje toto záření?

Je zajímavé, že frekvenci spektrální čáry vodíku můžeme vyhodnotit pomocí několika konstant, aniž bychom museli použít teorii a hypotézu spinu elektronu [6.9]. Pak frekvence

$$\nu_{10} = \frac{8}{3} g_1 \left(\frac{m_e}{m_p} \right) \alpha^2 (R_{Mc}) \approx 1420.405751 \text{ MHz} , \quad (100)$$

kde $g_1 \approx 5.58569$ je *jaderný g-faktor* pro proton, $\alpha \approx 1/137.036$ je velikost *konstanty jemné struktury*, a R_{Mc} je Rydbergova frekvence pro vodík.

$$\nu_{10} \approx \frac{8}{3} \cdot 5.58569 \cdot \left(\frac{1}{1836.12} \right) \left(\frac{1}{137.036} \right)^2 \cdot 3.28984 \times 10^{15} \text{ Hz} \left(1 + \frac{1}{1836.12} \right)^{-1} , \quad (101)$$

$$\nu_{10} \approx 1420.4 \text{ MHz} \text{ podle práce [8]} \quad (102)$$

I u tohoto vyčíslení je na místě otázka, co je výsledkem?

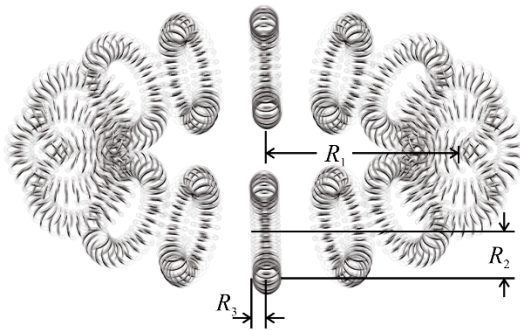
Můžeme se literárně inspirovat u Sherlocka Holmesa: „*Jakmile vyloučíte nemožné, všechno ostatní, co zůstane, ať je to jakkoli nepravděpodobné, musí být pravda*“.

Pokud výše uvedené nedostatky modelů a hypotéz nejsou pro objasnění jevu hyperjemného štěpení energie atomu vodíku vhodné, pokusíme se v následujícím textu o vysvětlení tohoto jevu pomocí Prstencové teorie [1.4].

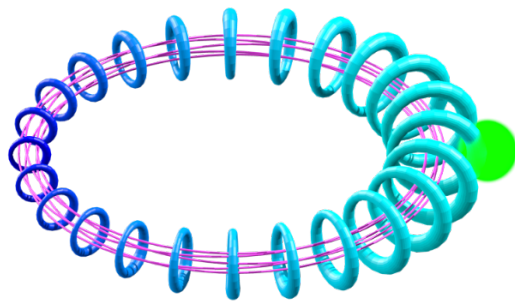
V pracích [1.1], [1.2], [1.3], [1.4] je představen model elektronu, atomu atd. jako víceúrovňová struktura složená z prstencových podstruktur (obr. 6.8, 6.9), které jsou v dynamické rovnováze udržovány elektromagnetickými silami [1.6]. V tento okamžik není důležité, ani technicky dostupné, experimentálně ověřovat možnost nebo existenci těchto prstencových podstruktur ale důležitý je přístup k deterministickému pojetí modelu a explicitnímu vyjádření vazeb a vztahů ve struktuře.

V současné době jsme schopni pomocí urychlovačů zkoumat částice o velikosti přibližně $10^{-18} m$. Teoreticky však existuje předpoklad a možnost existence elementů hmoty a její struktury o velikosti Planckovy délky, která je přibližně rovna $1.6 \cdot 10^{-35} m$ [6.8]. Tento rozdíl velikostí o dalších 17 řádů

zakládá domněnku, že existují elementy-částice strukturované hmoty, které možná nikdy nebudeme schopni experimentálně rozpoznat nebo vizualizovat jejich zachycený obraz, ale které jsou všudypřítomné a vyplňují „prostor“ i mezihvězdný vesmír (obr. 6.10). Dokladem k prokázání existence těchto podstruktur může být celá plejáda objevených částic včetně hadronů (i rezonancí), a jejich vlastností i výsledků experimentálního hledání částic hypotetických, které zpracovává a aktualizuje mezinárodní sdružení Particle Data Group ve svém přehledu The Review of Particle Physics [6.17]. Můžeme dokonce vyslovit domněnku, že právě „vodíková“ čára je oním klíčovým faktem, který ukazuje na informaci vedoucí k modelu a existenci strukturované hmoty.



Obr. 6.8. Model víceúrovňové struktury elektronu.



Obr. 6.9. Model víceúrovňové prstencové struktury elektronu s „obíhajícím“ elektrickým nábojem.



Obr. 6.10. Model elementární prstencové podstruktury strunové teorie [18].

Pokud má model „prstence elektronu“ vlastní vnitřní energii W_e , potom nositeli částí této energie musí být i jeho prstencové podstruktury. Pokud jsou tyto podstruktury složeny z prstencových elementů-částic, musí být také udržovány v rovnováze pomocí elektromagnetických sil. Plyne z toho závěr, že i každá podstruktura musí mít svůj dílčí elektrický náboj, s jeho pohybem a řídí se základními zákony termodynamiky a teorie elektromagnetického pole. A tady se nám přímo nabízí energie záření $W_r = 5.9 \cdot 10^{-6} eV$, která by mohla být energií jedné podstruktury, nebo velikostí dílčího elektrického náboje elektronu q_e .

Podle dosud používaného modelu vesmíru [6.9] bychom také mohli říci, že pouze jedné šestině částic o velikosti podstruktur elektronu se podařilo sdružit do organizovaných celků, které nazýváme elementárními částicemi hmoty nebo baryony. Ostatní částice podstruktur zůstaly neorganizovány (entropické chování) a dnes jim říkáme „temná hmota“. Všechny fyzikální důkazy opřené o hypotézu nebo experiment o temné hmotě se opírají o hypotézu gravitačního působení mezi temnou hmotou a baryony [6.9]. Přímá interakce mezi baryony a temnou hmotou doposud žádným pozorováním ani žádnými experimenty nebyla potvrzena.

Přesto, pokud tyto volné subčástice temné hmoty jsou uvažovány jako chaotické (stochastický přístup k popisu hmoty, tedy popření vazeb elektromagnetického pole) a uvažuje se entropický přístup na diskutované úrovni struktury hmoty, částice se náhodně pohybují po mezihvězdném prostoru, neplatí pro ně zákony termodynamiky, existuje nenulová pravděpodobnost, že i přes velmi řídké plasma vesmíru a malou pravděpodobnost dojde někdy k interakci mezi částicemi temné hmoty s podstrukturami elektronu. Oba druhy těchto částic by měly být shodné.

Naproti tomu Prstencová teorie [1.4] se opírá o deterministický přístup a popis modelu hmoty, podstruktury v elektronu jsou v modelu deterministicky organizovány a navzájem působí-vázány elektromagnetohydrodynamickými silami. Pokud tedy hypoteticky dojde ke srážce, podstruktury elektronu odolají, ale částice „temné hmoty“ se rozpadnou za uvolnění fotonu o vlnové délce 21.1 cm. Přitom vnitřní energie elektronu W_e zůstane nezměněna. Hypoteticky tak nenastane problém se dvěma stavy elektronů s vyšší a nižší energií a k vysvětlení existence jediné spektrální čáry o kmitočtu $f_e=1420.4$ MHz nepotřebujeme spekulovat o existenci spinu elektronu a jeho dvou různých orientacích.

V současné době pozorujeme pouze emisní čáru $\lambda_e=21$ cm, což je dáno vývojovou etapou a teplotou vesmíru. V rané fázi vývoje vesmíru, když byl uvažován vesmír za chladnější, bez hvězd [6.10], v uváděných hypotézách, vznikaly částice temné hmoty za absorpce záření na této vlnové délce λ_e . S podobnými myšlenkami přišli i Julian Muñoz a Abraham Loeb z Harvardu. Ve své práci [6.11] uvádějí, že pokud by částice temné hmoty měly nepatrný zlomkový elektrický náboj (milionkrát menší než náboj elektronu), došlo by k atypické interakci temné hmoty s látkou, která by mohla být zodpovědná za ochlazení vodíku, [6.11], [6.12]. Rennan Barkana z Tel Avivské univerzity také míní [6.13, 6.14], že za ochlazení vodíku by mohla být zodpovědná další interakce, která funguje mezi temnou hmotou a normální látkou. Obě tyto teorie spojuje to, že řešení hledají v atypické interakci normální látky s temnou hmotou v období, kdy její hustota byla extrémní.

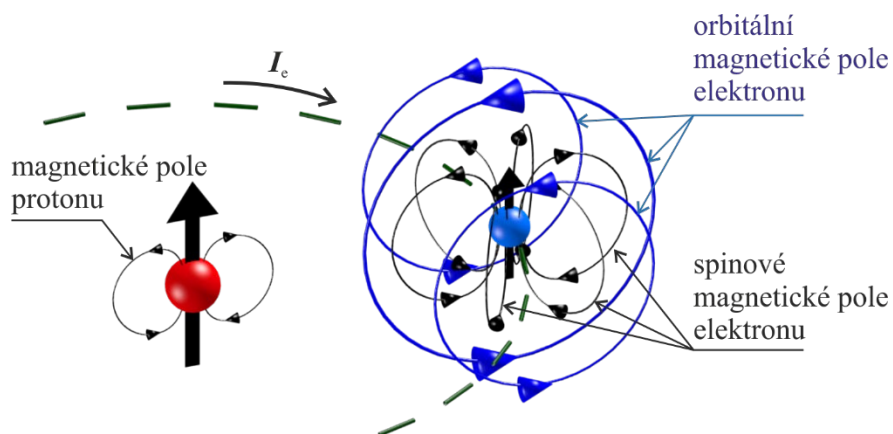
Z výše uvedeného textu vidíme, že k objasnění jevu hyper jemného štěpení nemůžeme použít hypotetické zavedení matematické veličiny spinu elektronu. Vysvětlení jevu hyper jemného štěpení na základě změny orientace spinu elektronu je nevyhovující, protože vzato do důsledku, jeho překlopení by vedlo k zániku atomu vodíku. Pro popis vzniku tohoto jevu musíme hledat tedy jiné vysvětlení.

6.4 JEMNÉ ŠTĚPENÍ SPEKTRÁLNÍCH ČAR ATOMŮ BEZ PŘÍTOMNOSTI VNĚJŠÍHO EMG POLE

Standardní hypotéza modelování elementární hmoty – částic [6.15] na základě navržených a dosud používaných hypotéz předkládá model elektronu, jako elektrický monopól, který svým orbitálním pohybem kolem kladného jádra vytváří vlastní magnetické pole. V takto navrženém modelu, i když je elektron prezentován jako bodový/sférický element, přesto má i vlastní vnitřní rotaci (spin) μ_e a

vlastní magnetický moment M_e , který se chová jako magnetický dipól [1.6]. Spin elektronu μ_e s jeho vlastním magnetickým momentem M_e a vnějším orbitálním magnetickým momentem elektronu spolu interagují se spinem protonu μ_p v jádře v tzv. spin-orbitální interakci [6.4]. Důsledkem této spin-orbitální interakce je rozštěpení spektrální čáry na dvě blízké spektrální čáry. Tento jev se nazývá jemná struktura (jemné štěpení). Kvantová mechanika používá pro vyčíslení jemného štěpení Diracovu relativistickou rovnici odvozenou a publikovanou například [6.4].

Pokud se však podíváme na obrázek Obr. 6.11 je zřejmé, že orbitální a spinové magnetické pole vytvářené stejným prvkem – elektronem vzhledem k parametrům – vzdálenost, velikost intenzit a toků vektorů magnetického pole spolu nijak neinteragují. Orbitální magnetické pole elektronu je tvořeno jeho pohybem kolem jádra atomu a vůči protonu a vzhledem k jeho magnetickému poli působí výslednou odpudivou silou. Případná změna orientace vektoru momentu hybnosti elektronu nebo změna orientace vektoru magnetického momentu protonu by vedla k obrácení směru vektoru magnetické indukce a změnila by odpudivou sílu vůči protonu na sílu přitažlivou s důsledkem zániku atomu vodíku. Z toho potom vyplývá, že v takto postaveném modelu nemohou existovat dva stavy orbitálního magnetického momentu elektronu, a proto takto popsaná interakce nemůže být příčinou štěpení spektrálních čar.



Obr. 6.11. Model spinového a orbitálního magnetického pole elektronu.

Otázkou stále zůstává, proč se tedy jemné štěpení neprojevuje u atomu vodíku již v základním stavu, ale až od druhé energetické úrovně a nemá žádný vliv na hyper jemné štěpení energetických hladin? Přítom existence elektromagnetických polí je v obou případech odůvodnitelná. Pokud tedy vyloučíme spin-orbitální interakci, jak pomocí uvažované hypotézy a modelu vysvětlíme jemné štěpení spektrálních čar?

V tabulce Tab.6.1 jsou uvedeny vlnové délky fotonů rozštěpených hladin atomu vodíku při excitaci elektronu ze základní hladiny $1s$ na vyšší energetické hladiny $n p$ [3.2], kde n je kladné celé číslo, $n=1,..8$. Při pohledu na hodnoty v tabulce Tab. 6.1 a graf rozdílů vlnových délek rozštěpených spektrálních čar na vzestupných hladinách n (obr. 6.12) vidíme, že se tento rozdíl zmenšuje úměrně se zmenšující se energií W_{eph} excitačních fotonů, obr. 6.11.

Tab. 6.1: Hodnoty vypočítaných vlnových délek fotonů při jemném štěpení hladin elektronů atomu vodíku [3.2] a energetický rozdíl jejich hladin.

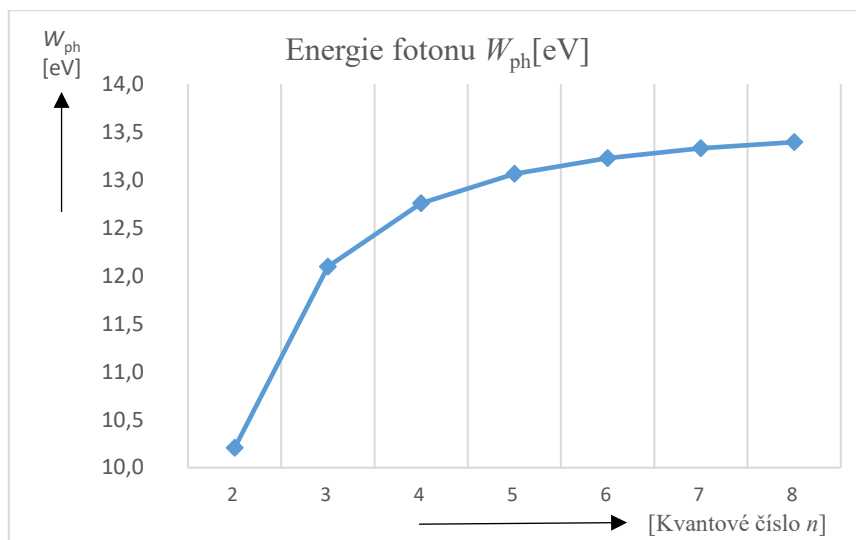
Vypočtené	$\frac{1}{2} \lambda$ [10^{-9} m]	$\frac{3}{2} \lambda$ [10^{-9} m]	rozdíl λ [10^{-9} m]	rozdíl ΔW [eV]
$1s$				5.87E-06
$2p$	121.5673644608	121.5668237310	0.0005407298	4.53927E-05
$3p$	102.5722965650	102.5721825050	0.0001140600	1.34497E-05
$4p$	97.2537026950	97.2536594376	0.0000432574	5.67398E-06

5p	94.9743120700	94.9742909500	0.0000211200	2.90484E-06
6p	93.7803480320	93.7803361139	0.0000119181	1.68122E-06
7p	93.0748248900	93.0748175100	0.0000073800	1.05690E-06
8p	92.6225670063	92.6225621017	0.0000049046	7.09267E-07

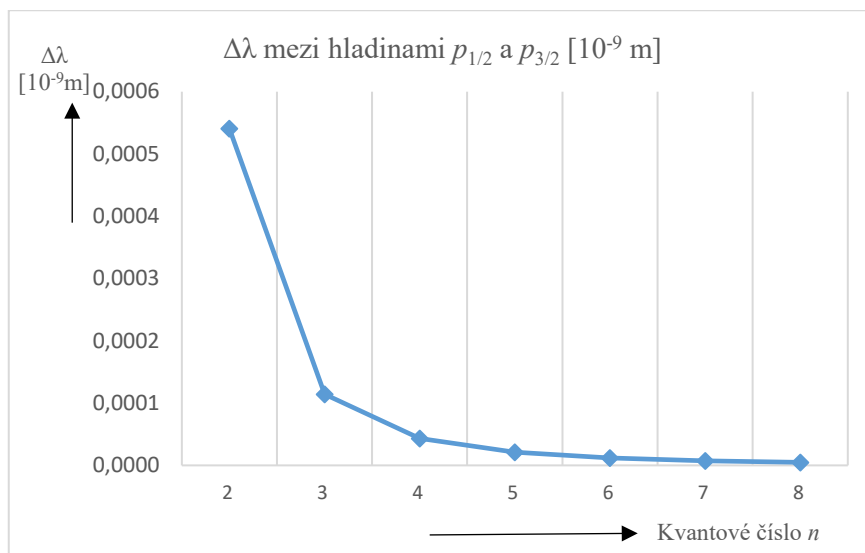
Tab. 6.2: Hodnoty naměřených vlnových délek fotonů při jemném štěpení hladin elektronů atomu vodíku [3.2].

Naměřené	$\frac{1}{2} \lambda$ [10^{-9} m]	$\frac{3}{2} \lambda$ [10^{-9} m]	rozdíl λ [10^{-9} m]	rozdíl ΔW [eV]
2p	121.56699	121.56699	0.00	0.00
3p	102.57280	102.57280	0.00	0.00
4p	97.25410	97.25410	0.00	0.00
5p	94.97420	94.97420	0.00	0.00
6p	93.78010	93.78010	0.00	0.00
7p	93.07490	93.07490	0.00	0.00
8p	92.62290	92.62290	0.00	0.00

Jemná struktura přechodů mezi úrovněmi určenými hlavními kvantovými čísly n (2, 3, 4 ...) nebyla nijak vyřešena a ve výpočtech databáze NIST [3.2] je uváděna jako střední hodnota hladin jemné struktury. Naměřené hodnoty vlnových délek jemné struktury pozorované ve sluneční koruně [6.1] a uvedené v Databázi spekter NIST nejsou od sebe rozlišitelné a mají stejnou hodnotu. Teprve vypočtené hodnoty vlnových délek fotonů jemné struktury $\lambda_{ph,fs}$ vykazují rozdíly, které se zmenšují se zvyšující se hodnotou hlavního kvantového čísla.

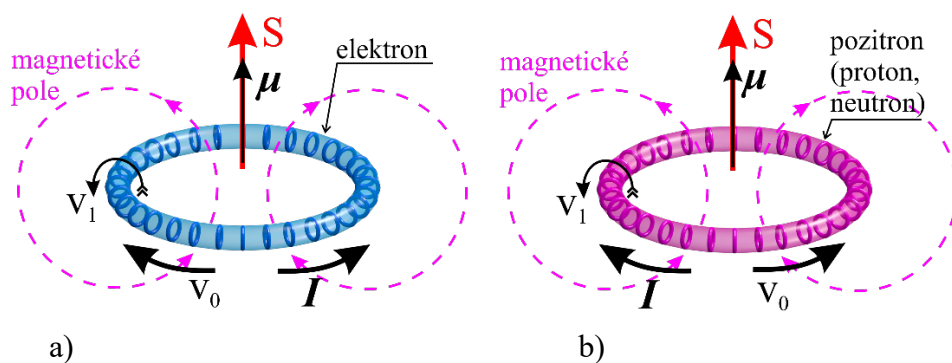


Obr. 6.12. Grafické zobrazení energií fotonů při excitaci elektronu z hladiny 1s na hladiny s vyšší energií.



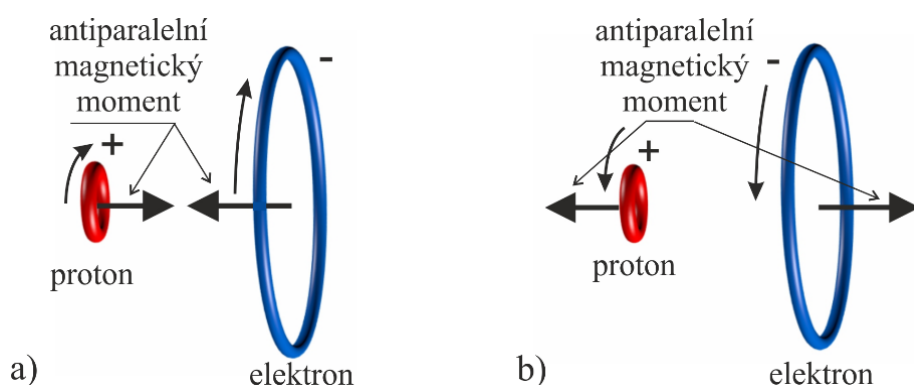
Obr. 6.13. Graficky zobrazená závislost rozdílů vlnových délek rozštěpených spektrálních čar na vzestupných hladinách n .

Pokud se vyloučí z úvah v použité hypotéze kvantově mechanického principu stavby hmoty spin, jako příčina jemného štěpení, nabízí se jiný přístup. Můžeme použít deterministický model Prstencové teorie (RT) [1.4], která nemá z principu potřebu zavádění jevů jako je spin elektronu a protonu. Model RT využívá magnetické momenty základní struktury – prstenců, které jsou naprosto jednoznačně definovány a deterministicky vyhodnocují známé fyzikální veličiny. U prstencové struktury můžeme určit směr pohybu-rotace okamžité hodnoty elektrického náboje q_{out} na vnějším prstenci a směr pohybu-rotace okamžité hodnoty elektrického náboje $q_{in,n}$ na jeho podstrukturách. Jejich vzájemná kombinace určuje jak výsledný vektor magnetického momentu, tak určuje, zda je vytvářen superpozicí okamžitých hodnot výsledný elektrický náboj q kladný, nebo záporný, což je u současných používaných hypotéz vlastně věcí dohody (konvence). Pokud se bude elektrický náboj q pohybovat po drahách definovaných strukturou prstence v modelu hmoty podle RT ve směru \mathbf{n}_0 a elektrický náboj na jeho podstrukturách směrem \mathbf{n}_1 (obr. 6.14 a), pak můžeme stanovit dohodu, že se jedná o záporný elektrický náboj a strukturu s definovanými geometrickými parametry nazveme elektron (podle klasifikace Bohrova modelu hmoty, Kvantově-mechanického modelu hmoty atd.). Elektrický náboj q svým dynamickým rozložením okamžitých hodnot – pohybem po explicitních drahách na obvodu prstence vytváří proudovou smyčku s proudem $i(t)$ a ustálenou hodnotou I , a podle pravidla pravé ruky můžeme určit směr vektoru jeho magnetické indukce [1.6]. Pokud změním směr pohybu-rotace elektrického náboje q po obvodu prstence uvažované struktury (elementu) nebo směr rotace nábojů na jeho podstrukturách (obr. 6.14 b), pak superpozicí vzniklých elektromagnetických polí vytvořených uvažovanými pohyby – rotací dostaneme výsledný elektrický náboj q kladný a strukturu nazveme pozitronem. Kladný elektrický náboj q_p – pozitronu se pohybuje po obvodu prstence v opačném směru než u elektronu. Pak uplatníme pravidlo levé ruky pro stanovení vektoru magnetického momentu pro pohyb kladného náboje ve smyčce.



Obr. 6.14. Model prstencové struktury a) elektronu, b) pozitronu a jejich magnetické momenty.

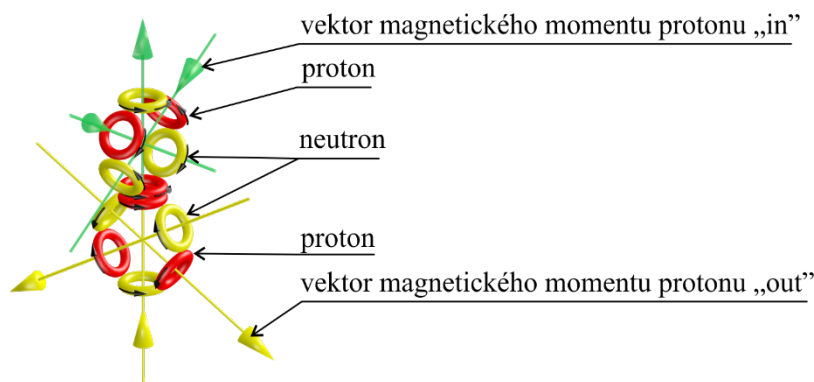
Dále z aplikace modelu hmoty podle RT vyplývá, že pokud se elektron, proton nebo neutron nacházejí na společné ose prstenců, jejich elektrický náboj q rotuje v souhlasném směru. Modelovaný objekt struktury hmoty – elektron tak nemá vlastní dva stavy podle spinu, ale nachází se ve dvou stavech vůči jiným elementárním částicím na společné ose z hlediska polohy vzájemných směrů vektorů jejich magnetických momentů. Vůči modelovaným protonům v jádře atomu při dodržení stejného směru pohybu/rotace elektrického náboje jsou jejich vektory magnetických momentů v antiparalelním postavení (obr. 6.15 b). Důsledkem tohoto antiparalelního postavení jejich magnetických momentů vznikají vzájemné magnetické síly – v tomto případě odpudivé síly mezi modelem protonu a elektronu.



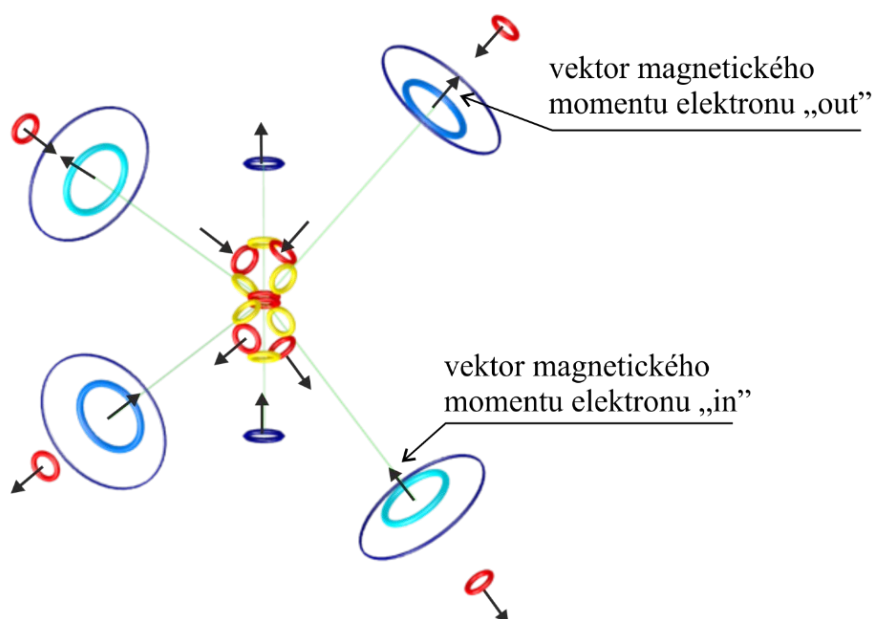
Obr. 6.15. Model atomu vodíku s postavením vektorů magnetických momentů elektronu vůči protonu v pozici k sobě a) a od sebe b).

Podle RT se ale nabízí další stav vektorů magnetických momentů, které mohou být v případě postavení s orientací opačnou pro předchozí případ, „obr. 6.15 b“ a to směrem k sobě (obr. 6.15 a) a to vždy se stejným účinkem odpudivé vzniklé magnetické síly. Potom se ale s modelem a chováním takto navržené struktury dostáváme do stavu, ve kterém elektron existuje ve dvou podobách podle kvantové teorie „spinu“ orientovaného nahoru nebo dolů, ale můžeme hovořit o stavu vektoru magnetického momentu elektronu vůči vektoru magnetického momentu protonu v postavení k sobě (in), nebo od sebe (out) se stejnou energií, [1.4].

Přesto v modelu podle RT na základě struktury jádra atomu dostáváme elektrony ve dvou stavech, které jsou však způsobeny postavením vektorů jejich magnetických momentů vůči protonům umístěným v jádře atomu [1.4]. Struktura jádra atomu tak určuje orientaci magnetických momentů elektronů (obr. 6.16, 6.17).



Obr. 6.16. Schéma orientace vektorů magnetických momentů protonů modelu jádra atomu uhlíku.



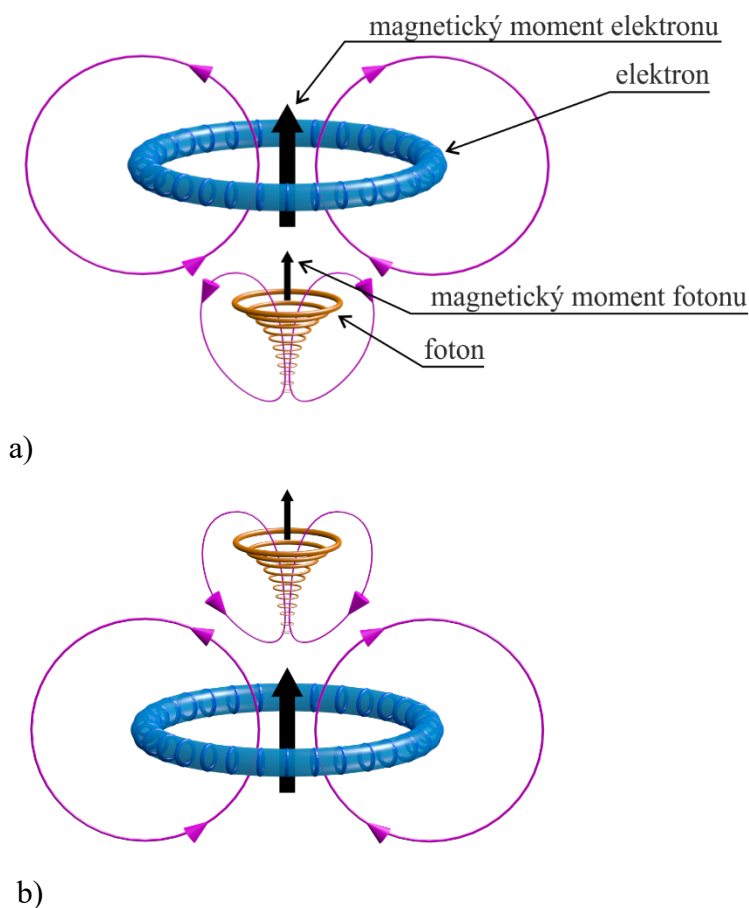
Obr. 6.17. Schéma opačné orientace vektorů magnetických momentů elektronů proti vektorům magnetických momentů protonů jádra modelu molekuly metanu.

Autoři RT zatím detailně neřešili přechodný dynamický děj, který probíhá při interakci modelu fotonu s modelem elektronu v okamžiku jeho absorpce. V modelech podle RT se nevyhodnocuje jako parametr explicitního děje pouze energie. Foton jako částice popsaná v modelu elementárních částí hmoty RT, má také kmitočet, vlnovou délku, hybnost, polarizaci, elektrické a magnetické pole, a také magnetický moment. A právě magnetický moment jako vyhodnocovaná veličina by mohl pomoci při objasnění jevu **štěpení spektrálních čar**.

Podle navržených modelů RT můžeme přijmout hypotézu, že používaná částice foton se skládá ze stejných podstruktur jako navržený model elektronu a má nenulový výsledný magnetický moment, jehož vektor je shodný se směrem jeho pohybu [1.4]. Potom existují dva možné způsoby, kterými se může v RT model fotonu interagovat s modelem elektronu navrženým a modelovaným podle RT.

V prvním případě se model dynamicky chová tak, že se přiblíží modelovaný foton k elektronu tak, že jejich vektory magnetických momentů jsou paralelní (obr. 6.18 a). Rozložení nehomogenního magnetického pole modelu elektronu bude interagovat s prstenci fotonu a při interakci (pro dlouhý časový úsek interferenci) s magnetickým polem fotonu výslednou střední

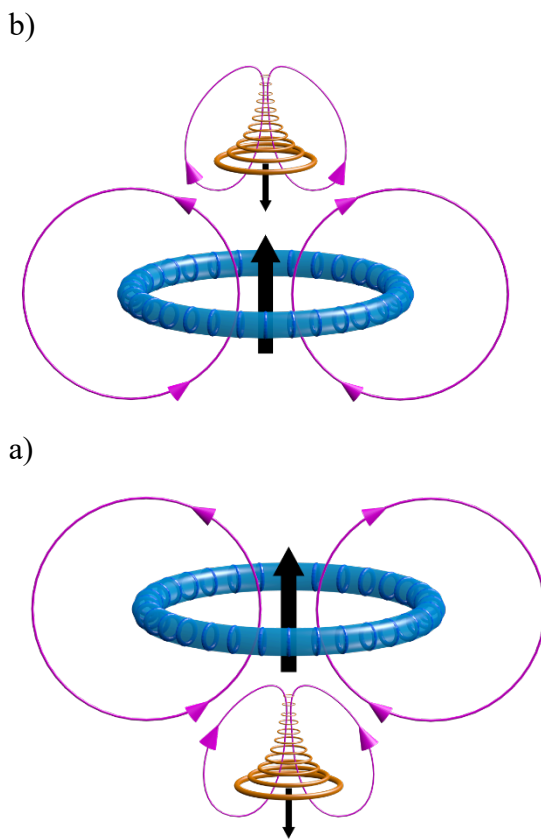
hodnotou přitažlivé síly, což způsobí navýšení vyhodnocené energie modelu fotonu a zkrácení jeho vlnové délky (pro dlouhý časový úsek) a dále respektování relativního pohybu zdroje elektromagnetického pole. Výsledný efekt lze přirovnat k fyzikálně objasněnému jevu, který nastává při Dopplerově efektu přibližování jednoho objektu k měřenému vztažnému místu (objektu). V modelech a experimentech lze pak tímto přístupem objasnit, proč foton zdánlivě „modrá“ [6.16]. Protože v uvažovaném modelu podle RT však elektron absorbuje jen foton o přesné vlnové délce $\lambda_{ph,0}$, musí být původní vlnová délka přicházejícího fotonu $\lambda_{ph,1}$ delší (rozdílná), než vlnová délka fotonu absorbovaného $\lambda_{ph,1} > \lambda_{ph,0}$. Po absorpci modelu fotonu dojde ke zvětšení poloměru struktury v modelu elektronu a jeho vzdálení od jádra atomu na tzv. vyšší energetickou úroveň. Po krátkém časovém intervalu Δt_{ph-e} dojde podle navržené hypotézy RT k uvolnění fotonu z elektronu. Emitovaný modelovaný foton opouští elektron ve stejném směru jako při absorpci, to znamená, že vektory jejich magnetických momentů jsou paralelní (obr. 6.18 b). Při vzdalování fotonu podle RT od elektronu dochází přitažlivou magnetickou silou elektronu na prstence fotonu ke zmenšení energie fotonu a tím k prodloužení jeho vlnové délky z $\lambda_{ph,0}$ na původní vlnovou délku přicházejícího fotonu $\lambda_{ph,1}$. Emitující foton změnou své vlnové délky posune charakteristickou frekvenci směrem k „červené“.



Obr. 6.18. Model dynamické interakce foton – elektron, příklad první, a) „dopadající“ foton b) emitovaný foton.

Ve druhém uvažovaném případě podle hypotézy a navrženého modelu RT dopadá modelovaný foton k modelované struktuře elektronu ze směru, ve kterém jsou jejich vektory magnetických momentů antiparalelní (in, out). Tento případ je opačný, než popisovaný v předchozím

případě (obr. 6.19 a). Výsledné superponované magnetické pole v modelu elektronu bude ve svém důsledku působit odpudivou silou na modelovanou strukturu prstence fotonu, a to s opačným charakterem působení k magnetickému poli struktury fotonu. V dynamickém ději dojde ke zmenšení jeho vyhodnocované energie, efektu prodloužení jeho vlnové délky $\lambda_{ph,2} < \lambda_{ph,0}$ a frekvence f_{ph} modelu fotonu se posune/sníží- směrem k „červené“ části elektromagnetického spektra. Při emisi fotonu z elektronu se struktura modelovaného fotonu vzdaluje od pozice modelované struktury elektronu, a to v původním směru s magnetickým momentem v antiparalelním postavení vůči magnetickému momentu protonu. Při vzdalování se modelované struktury fotonu od elektronu dojde vlivem odpudivé magnetické síly ke zvýšení energie fotonu, což má za následek zkrácení jeho vlnové délky $\lambda_{ph,2}$ a foton změní svoji frekvenci – směrem k „modré“ části elektromagnetického spektra. Opět podobný jev nastává u Dopplerova jevu při přibližování hvězdy k pozorovateli [6.16] (obr. 6.19 b)). Pak zkráceně lze tvrdit, že modelovaný elektron absorbuje strukturovaný foton požadované vlnové délky $\lambda_{ph,0}$ a emituje foton stejné vlnové délky $\lambda_{ph,2}$, která byla uvažována před absorpcí.



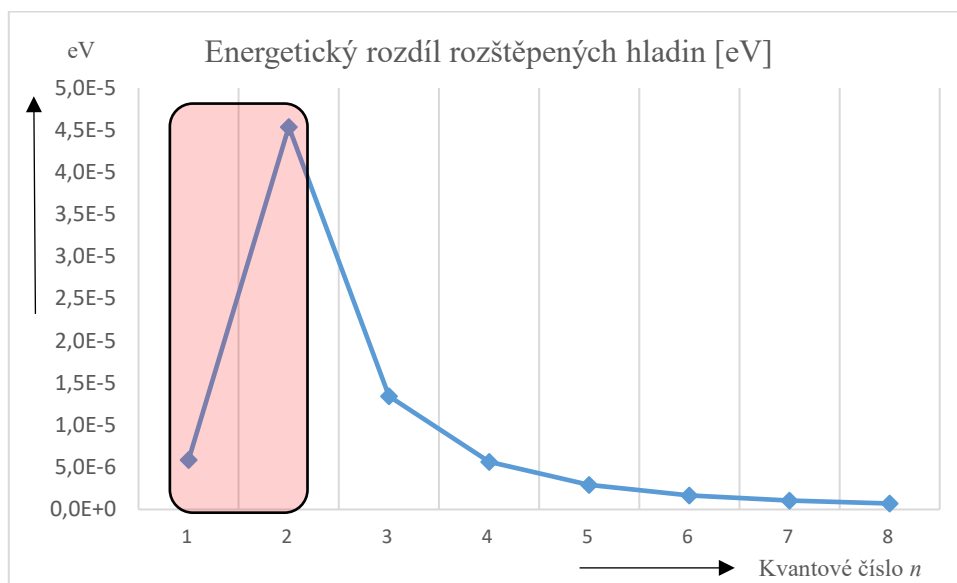
Obr. 6.19. Model dynamické interakce foton – elektron, příklad druhý a) „dopadající“ foton b) emitovaný foton.

Pro vnějšího pozorovatele popsané jevy modelovaných struktur znamenají, že může při absorpci a emisi struktur modelovaných objektů, podle RT, registrovat dva rozdílné fotony o vlnové délce $\lambda_{ph,1} > \lambda_{ph,2}$. Podle RT je to dáno tím, že model elektronu má pouze jeden směr vektoru magnetického momentu, jak bylo ukázáno výše, a foton může přicházet buď v paralelním nebo antiparalelním směru s vektorem magnetického momentu elektronu. Z tabulky Tab.6.1 a závislosti zobrazené na obr. 6.13 vyplývá, že čím větší energii má excitační foton, tím je rozdíl vlnových délek mezi rozštěpenými

čarami menší. V modelech podle RT je to dáno tím, že foton s větší energií je „méně ovlivňován“ magnetickým polem elektronu.

Z výše uvedené hypotézy podle RT vidíme, že absorbovaná energie elektronem se nemění od energie vypočítané a nedochází k žádnému rozštěpení energií elektronu a vzniku dvou různých elektronů s různou energií. Existují pouze dvě rozdílné vlnové délky absorpčních a emisních fotonů, které jsme schopni registrovat a změřit.

Z následujícího grafického vyhodnocení rozdílů energií v modelu podle RT mezi rozštěpenými hladinami atomu vodíku H (obr. 6.20) vidíme, že ačkoliv se struktura atomu a elektronu nijak nemění, přesto hyper jemné rozštěpení na první energetické úrovni neodpovídá charakteru spojité funkce jemné struktury štěpení a je zřejmě způsobeno jiným efektem/fenoménem.



Obr. 6.20. Grafické zobrazení rozdílů energií mezi rozštěpenými hladinami se vzrůstajícím hlavním kvantovým číslem n u atomu vodíku H (hyper jemné štěpení na hladině $n=1$).

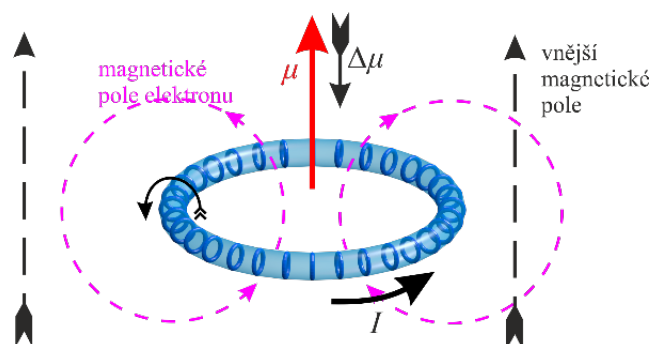
6.5 ZÁVĚR

Závěrem výše uvedené hypotézy podle RT, vzniku hyper jemného a jemného štěpení spektrálních čar, můžeme konstatovat, že k objasnění tohoto jevu není nutné zavádět a využívat pojem spinu elektronu. Navržený a uvažovaný deterministický strukturální model struktury hmoty podle RT, vzhledem k limitním možnostem modelu atomu podle Bohra s fenoménem entropie – stochastickým chápáním jevů a dějů, může pomoci koncepčně řešit jevy a stavy hmoty nano-věd a to i experimenty prokazatelnými efekty. Lze tedy nahradit kvantově mechanické a mechanistické hypotézy, modely struktury hmoty modelu atomu vodíku (obecného atomu) podle RT a dále využít jak makro, tak mikroskopicky budované modely elektromagnetických polí, jak byly dříve publikovány [11], [1.6].

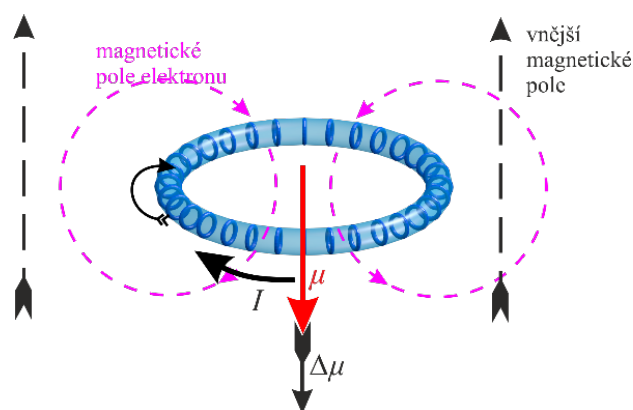
Vysvětlení jevu hyper jemného štěpení na základě změny orientace spinu elektronu podle kvantové mechaniky je přinejmenším sporné a nekoncepční, a v důsledném přístupu analýzy dynamického chování takto nastaveného modelu hmoty by v modelové situaci vedlo k zániku atomu vodíku.

7 DIAMAGNETISMUS

Ze současného pojetí makroskopického modelu hmoty a teorie elektromagnetického pole je patrné, že magnetické momenty všech elementů struktury hmoty, elektronů v atomech, reagují na změnu vnějšího elektromagnetického pole. Bez přítomnosti vnějšího elektromagnetického pole se v diamagnetických látkách dynamické účinky magnetických momentů atomů, molekul nebo iontů navzájem vyrovnávají (první zákon termodynamiky), takže výsledný magnetický moment diamagnetika je minimální (nulový). Působením vnějšího magnetického pole dojde ve hmotě a odpovídajících modelech založených například na prstencové struktuře elektronů k superponování okamžitých hodnot magnetického pole, jehož výsledný směr je rozdílný od dynamicky stabilního stavu – opačný, než je směr vnějšího magnetického pole. Tím dojde ke zmenšení (obr. 7.1) nebo ke zvětšení (obr. 7.2) magnetického momentu u modelů elektronu podle směru jeho orientace o $\Delta\mu$.



Obr. 7.1. Schematické vyjádření zmenšení magnetického momentu modelu elektronu μ_e při paralelní orientaci s vnějším magnetickým polem.

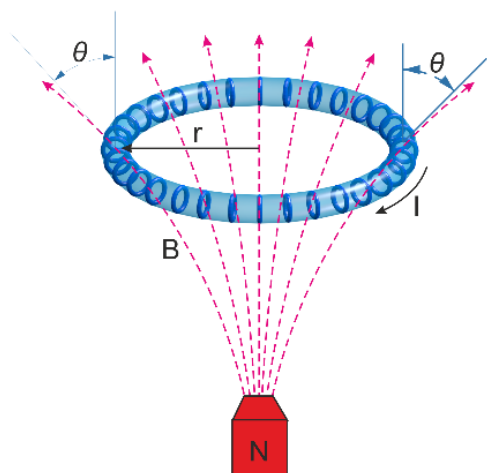


Obr. 7.2. Schematické vyjádření zvětšení magnetického momentu modelu elektronu μ_e při antiparalelní orientaci s vnějším magnetickým polem.

Pokud je vnější magnetické pole do jisté míry homogenní (vzhledem k prostoru modelu objektu elektronu), pak dojde v místě vložení diamagnetika do tohoto magnetického pole ke změně – snížení modulu hodnot veličin vnějšího zdroje magnetického pole, ale v uvažovaných časových intervalech reakce modelu můžeme předpokládat, že vůči diamagnetické látce se takto nastavená změna okolních podmínek neprojeví žádnými zásadními silovými účinky.

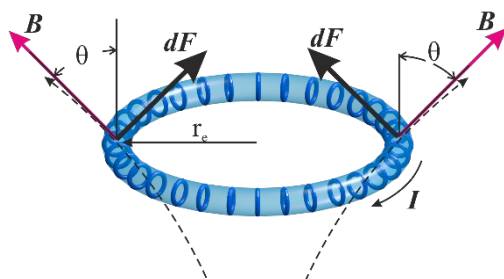
Pro diamagnetické materiály je však charakteristické to, že jsou v makroskopickém měřítku vypuzovány z vnějšího nehomogenního magnetického pole, například blízko konců solenoidu nebo tyčových magnetů, jak nám ukazují experimenty, obr.7.3. Pro vysvětlení tohoto jevu si můžeme zvolit

model prstence elektronu, kterým teče elektrický proud I , a je svojí osou umístěn do vnějšího nehomogenního pole například podle obrázku obr. 7.3.



Obr. 7.3. Prstavec elektronu nad severním pólem magnetického dipólu.

V místě prstence elektronu vnější magnetické pole s indukcí \mathbf{B} svírá s normálou úhel θ (obr. 7.4).



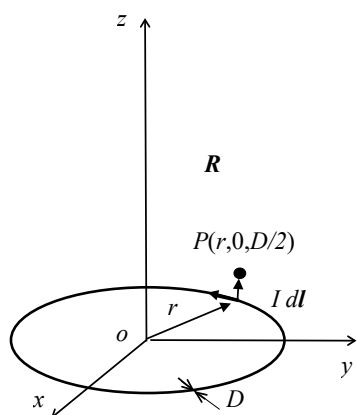
Obr. 7.4. Magnetická indukce \mathbf{B}_{out} svírá s osou z úhel θ .

Magnetická síla působící na malý element délky prstence $d\mathbf{l}$, kterým prochází elektrický proud I je dána vztahem

$$d\mathbf{F}_B = I d\mathbf{l} \times \mathbf{B}, \quad (103)$$

kde \mathbf{B} je vektor indukce magnetického pole v bodě na prstenci P .

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{out} + \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_l \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{R}}{\|\mathbf{R}\|^3}, \quad (104)$$



Obr. 7.5. Indukce \mathbf{B} kruhového závitu – toroidu.

Pro cylindrické souřadnice (o, r, φ, z) s bází prostoru $\mathbf{u}_r, \mathbf{u}_\varphi, \mathbf{u}_z$, pro působení síly na ose prstence, obr. 7.5, se vztah (103) zapiše do tvaru

$$d\mathbf{F}_B = Idl \mathbf{u}_\varphi \times \left(\mathbf{B}_{out} + \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_l \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{R}}{\|\mathbf{R}\|^3} \right), \quad (105)$$

$$\mathbf{F}_B = \oint_l Idl \mathbf{u}_\varphi \times \left(\mathbf{B}_{out} + \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_l \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{R}}{\|\mathbf{R}\|^3} \right). \quad (106)$$

Potom

$$\mathbf{F}_B = \oint_l (Idl \mathbf{u}_\varphi \times \mathbf{B}_{out}) + \oint_l \left(Idl \mathbf{u}_\varphi \times \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_l \frac{Idl \mathbf{u}_\varphi \times \mathbf{R}}{\|\mathbf{R}\|^3} \right),$$

$$\mathbf{F}_B = (B_{out} \cos\theta \mathbf{u}_z) 2\pi r I + (B_{out} \sin\theta \mathbf{u}_r) 2\pi r I + I^2 r^2 \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \mathbf{u}_\varphi \times \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi \mathbf{u}_\varphi \times \left(\mathbf{u}_r + \mathbf{u}_z \frac{D}{2} \right)}{\left(r^2 + \frac{D^2}{4} \right)^{\frac{3}{2}}},$$

$$\mathbf{F}_B = (B_{out} \cos\theta \mathbf{u}_z) 2\pi r I + (B_{out} \sin\theta \mathbf{u}_r) 2\pi r I + I^2 r^2 \frac{\mu_0}{4\pi} 4\pi^2 \mathbf{u}_\varphi \times \frac{\left(\mathbf{u}_z + \mathbf{u}_r \frac{D}{2} \right)}{\left(r^2 + \frac{D^2}{4} \right)^{\frac{3}{2}}},$$

$$\mathbf{F}_B = (B_{out} \cos\theta \mathbf{u}_z) 2\pi r I + (B_{out} \sin\theta \mathbf{u}_r) 2\pi r I + \frac{I^2 r^2 \mu_0 \pi}{\left(r^2 + \frac{D^2}{4} \right)^{\frac{3}{2}}} \mathbf{u}_\varphi \times \left(\mathbf{u}_z + \mathbf{u}_r \frac{D}{2} \right),$$

$$\mathbf{F}_B = (B_{out} \cos\theta \mathbf{u}_z) 2\pi r I + (B_{out} \sin\theta \mathbf{u}_r) 2\pi r I + \frac{I^2 r^2 \mu_0 \pi}{\left(r^2 + \frac{D^2}{4} \right)^{\frac{3}{2}}} \mathbf{u}_r - \frac{I^2 r^2 \mu_0 \pi}{\left(r^2 + \frac{D^2}{4} \right)^{\frac{3}{2}}} \frac{D}{2} \mathbf{u}_z,$$

$$\mathbf{F}_B = \mathbf{u}_z \left(B_{out} \cos\theta 2\pi r I - \frac{I^2 r^2 \mu_0 \pi}{\left(r^2 + \frac{D^2}{4} \right)^{\frac{3}{2}}} \frac{D}{2} \right) + \left(\frac{I^2 r^2 \mu_0 \pi}{\left(r^2 + \frac{D^2}{4} \right)^{\frac{3}{2}}} + (B_{out} \sin\theta \mathbf{u}_r) 2\pi r I \right) \mathbf{u}_r,$$

$$F_{Bz} = \left(B_{out} \cos \theta 2\pi r I - \frac{I^2 r^2 \mu_0 \pi}{\left(r^2 + \frac{D^2}{4} \right)^{\frac{3}{2}}} \frac{D}{2} \right), \quad F_{Br} = \frac{I^2 r^2 \mu_0 \pi}{\left(r^2 + \frac{D^2}{4} \right)^{\frac{3}{2}}} + B_{out} 2\pi r I \sin \theta. \quad (107)$$

Síla F_B je funkcí úhlu θ , F_{Bz} míří do směru osy $+z$, a je tvořena vnějším magnetickým polem. Pokud použijeme prstencový elektron s opačně orientovaným magnetickým momentem, síla bude opačně orientovaná vzhledem k relaci (103).

Na model prstence elektronu, který se nachází mimo osu z , působí na jeho vzdálenějším konci v bodě P_1 , obr. 7.6, jiná síla než na nejbližším bodě prstence k ose z v místě P_2 , obr. 7.6. Pokud je magnetický moment modelu elektronu $\Delta\mu$ antiparalelní k vnějšímu magnetickému poli, dojde magnetickou indukci ke zvětšení proudu I_1 a tím i ke zvětšení účinků síly F_1 a F_2 o velikost ΔF , obr. 7.6a. Při paralelním vektoru magnetické indukce B modelu elektronu s vnějším magnetickým polem B_{out} , obr. 7.6, se na základě principu superpozice změní výsledná indukce magnetického pole a tedy i výsledný magnetický moment modelu elektronu μ . Výsledná magnetická síla se také zmenší a velikost sil F_1 a F_2 poklesne o velikost ΔF , obr. 6b. Protože síla F_B je funkcí úhlu θ , bude síla F_{1z} v ose z vždy větší než síla F_{2z} .

Diamagnetické materiály (např. C, N, Si, P, S, Cu, Zn, Sn, Ag, Au, Pb, Bi, H₂O, ...) mají atomy nebo molekuly s paralelním a antiparalelním magnetickým momentem μ nahodile rozmístěny tak, že jejich výsledné magnetické momenty v seskupení jsou téměř nulové.

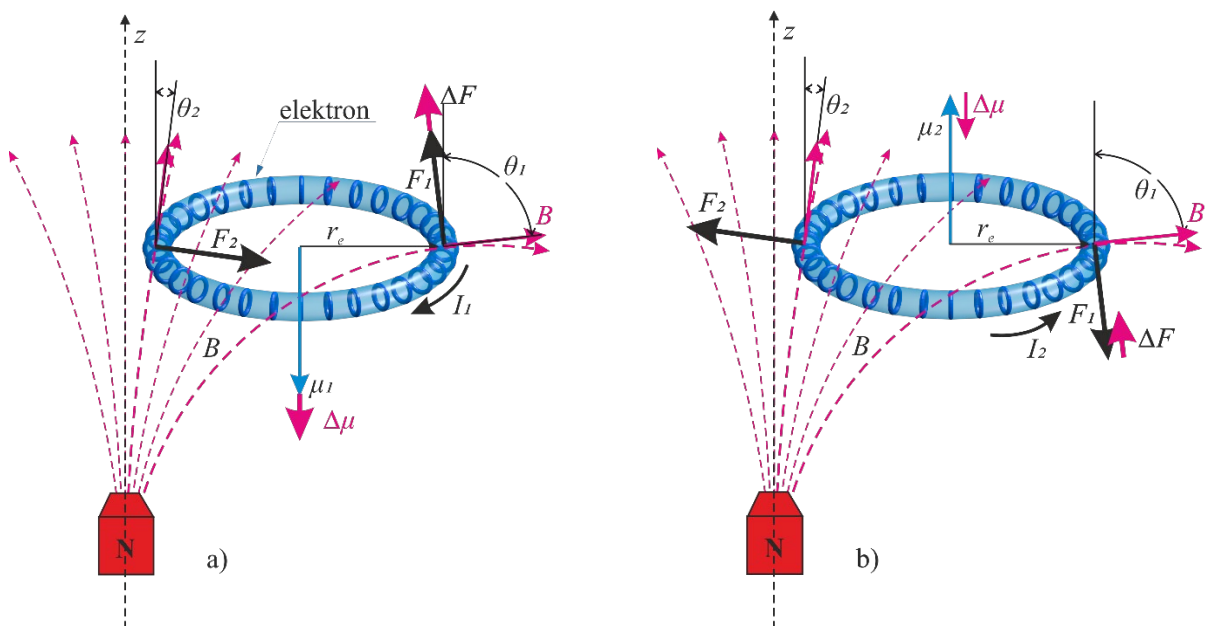
Pokud jsou ve zkoumaném vzorku rovnoměrně zastoupeny elektrony s paralelním a antiparalelním magnetickým momentem, potom celková síla v ose z

$$F_z = F_{1z} + F_{2z} \quad (108)$$

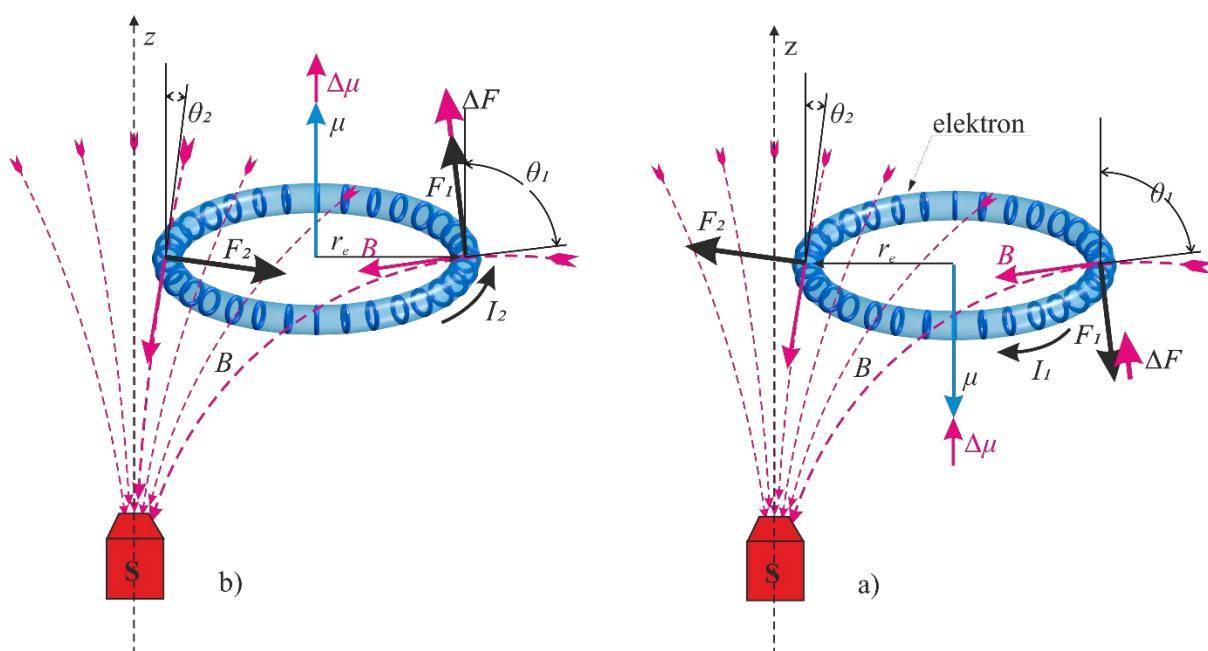
bude vždy větší u antiparalelní orientace magnetického momentu μ vůči vnějšímu magnetickému poli B_{out} než u orientace paralelní a bude tedy odpudivá.

Pokud bude vzdálenost elektronů R od zdroje nehomogenního pole mnohem větší než poloměr elektronu $R \gg r_e$ bude v ose z magnetické pole téměř homogenní. Z obr. 7.6 je patrné, že u prstencového modelu elektronu bude hodnota složky síly F_{1z} ve větší vzdálenosti od osy z větší, než hodnota složka síly F_{2z} blíže k ose z .

Pro nehomogenní magnetické pole magnetického dipólu je síla působící na elektron vždy charakteru odpudivého bez ohledu na orientaci magnetického dipólu (obr. 7.6 a obr. 7.7).



Obr. 7.6. Schéma vzniku odpudivé síly F_z pro magnetický dipól (N) pro dvojici elektronů s opačně orientovanými magnetickými momenty vůči vnějšímu magnetickému poli.

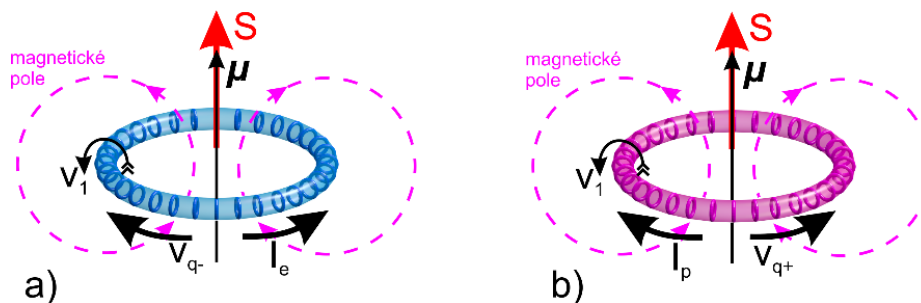


Obr. 7.7. Schéma vzniku odpudivé síly F_z pro magnetický dipól (S) pro dvojici elektronů s opačnými magnetickými momenty.

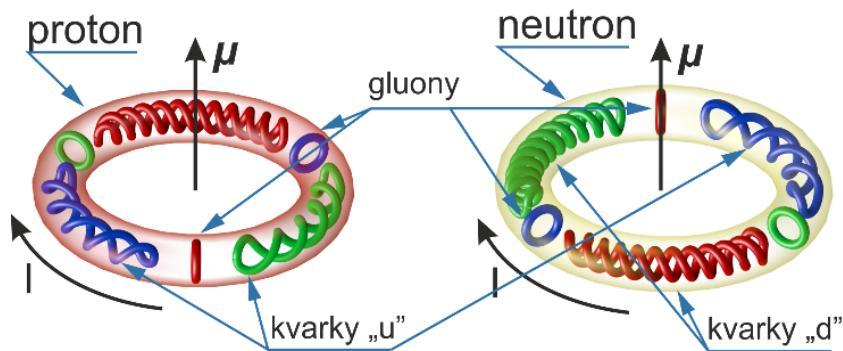
7.1 DIAMAGNETISMUS A GRAVITACE

V předchozím textu se pro objasnění jevu diamagnetismu v modelech struktury hmoty podle RT použil případ nehomogenního magnetického pole reprezentovaného magnetickým dipólem a jeho působení na záporný elektrický náboj q modelu elektronu podle uvažované hypotézy modelů RT. V následujícím textu se uvažuje změněná geometrická konfigurace struktury modelu objektů a využije se jako zdroj nehomogenního magnetického pole vlastní magnetické pole modelovaných elementů – pro tento případ model struktury protonu a neutronu a vyhodnotí se jejich vzájemné působení, zejména působení na modely elektricky kladně nabitých protonů a elektricky neutrálních neutronů.

Podle navržených modelů a hypotéz struktury hmoty RT mají elektricky kladně nabitě částice při zachování stejného směru vektoru magnetického momentu μ opačný směr toku elektrického proudu I vzhledem k elektricky záporně nabitým částicím modelovaných podle obr. 7.8. Model neutronu má shodný směr magnetického momentu μ i elektrického proudu I jako je v modelu protonu.

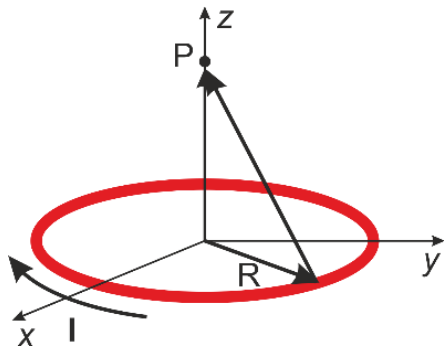


Obr. 7.8. Zobrazení směru magnetického momentu μ , proudu I a spinu S , a) u modelu záporně nabitě elementární částice, b) u modelu kladně nabitě elementární částice (pozitron, proton, neutron).



Obr. 7.9. Schéma symbolického vyjádření výskytu elektrického náboje v modelu struktury protonu a neutronu podle RT.

Podle Biotova-Savartova zákona [1.6] můžeme vyjádřit velikost magnetického pole modulu měrného magnetického toku B v bodě P ležícího na ose z , obr.7.10, tvořeného toroidem (prstencem) ležícím v rovině xy s poloměrem R , kterým protéká elektrický proud I , obr. 7.10.



Obr. 7.10. Geometrické uspořádání pro vyjádření magnetického pole v bodě P vytvořeného toroidálním elementem, kterým protéká elektrický proud I .

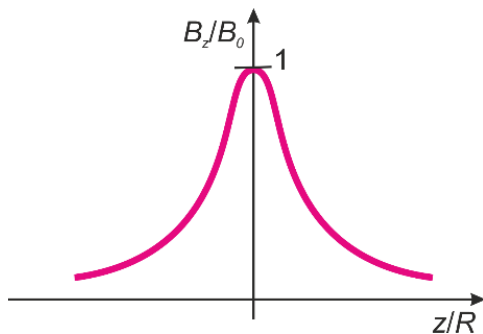
Vzhledem k symetrii úlohy je patrné, že jsou podél osy z výsledné složky B_x a B_y nulové, a jedinou nenulovou složkou magnetického pole je složka B_z . Pak po odvození [2.1] je složka

$$\mathbf{B}_z = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + z^2)^{3/2}} \mathbf{u}_z. \quad (109)$$

Závislost B_z/B_0 jako funkce z/R , kde

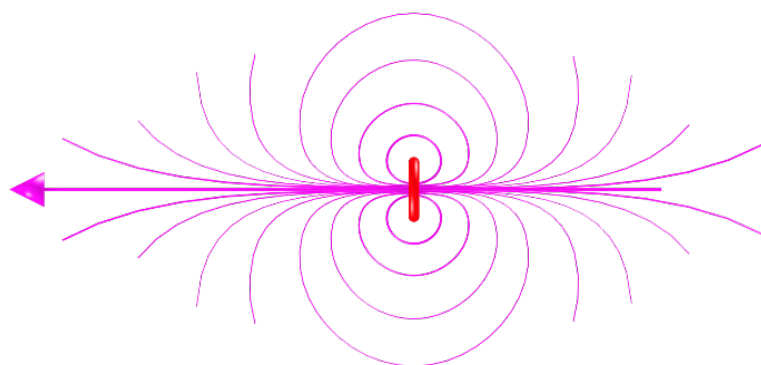
$$\mathbf{B}_0 = \frac{\mu_0 I}{2R} \mathbf{u}_z \quad (110)$$

je velikost hustoty magnetického pole v ose a to $z = 0$. Závislost je znázorněna na obr. 7.11.



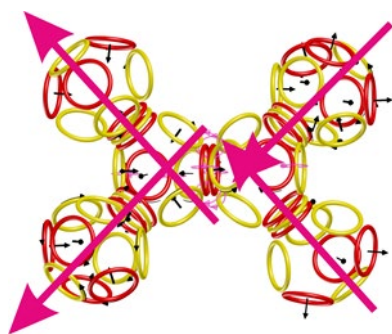
Obr. 7.11. Grafické vyjádření průběhu funkce rozložení magnetického pole B_z/B_0 jako funkce z/R .

Z předchozích vztahů (109), (110) je patrné, že maximální intenzita H nebo měrný tok B magnetického pole se nachází na ose toroidu, má směrový charakter. Magnetické pole a jeho velikost podél osy toroidálního elementu má klesající hodnotu a v okolí elementu se rozložení vektorů může hodnotit jako nehomogenní, obr. 7.12.

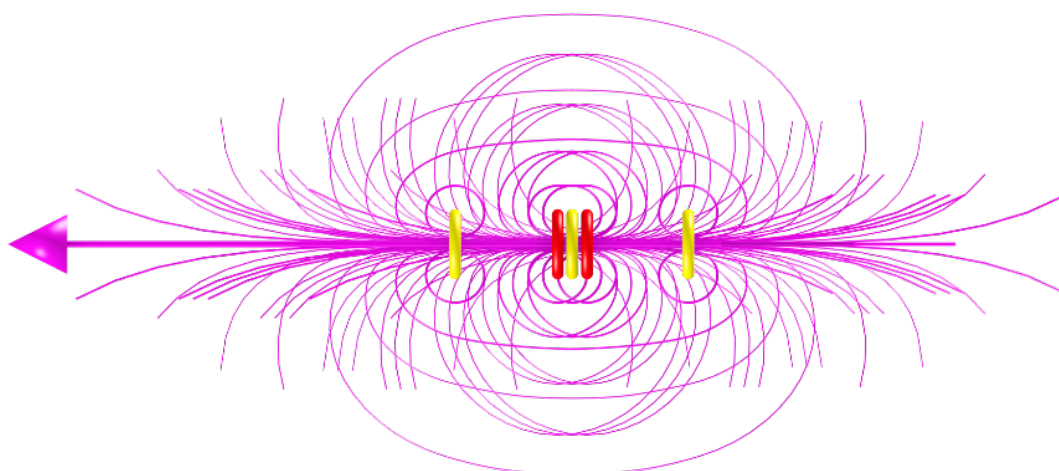


Obr. 7.12. Schéma rozložení siločar magnetického pole modelu toroidální elementu protonu podle RT.

U modelů jader, podle periodické tabulky prvků tzv. těžších chemických prvků modelovaných podle RT, dochází při spojování globulí přes protonové můstky k vytvoření sestavy několika protonů a neutronů na společné ose, obr. 7.13. Tato sestava vytváří mnohem silnější a koncentrovanější soustředěný svazek magnetického pole v ose z, obr. 7.14.



Obr. 7.13. Model zesílené vazby výsledného charakteru toku magnetického pole u modelu jádra atomu Fe.

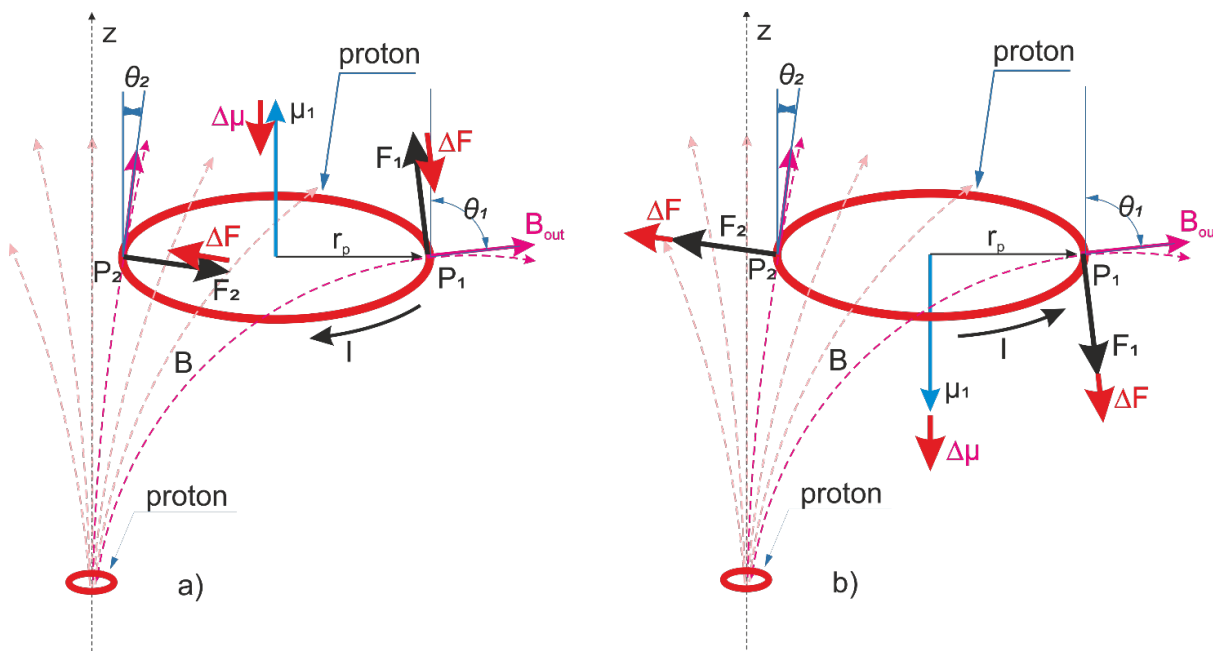


Obr. 7.14. Schématické zobrazení principu silných vazeb pomocí výsledného superponovaného toku magnetického pole modelu soustavy toroidálních elementů protonů a neutronů v jádru atomu umístěných na společné ose.

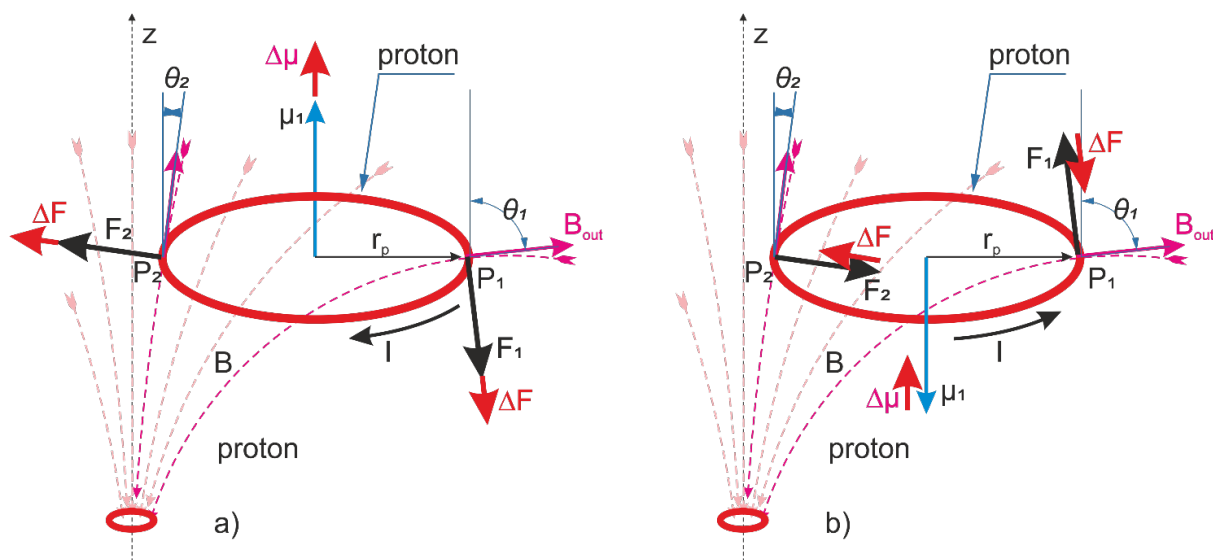
Udržování systému elementárních částí atomů v dynamickém rovnovážném stavu způsobuje změnu intenzity magnetického pole ΔH vytvářeného protony a neutrony jádra atomů. Působením vnějšího magnetického pole B_{out} od vzdáleného protonu (obr. 7.14 levý nebo pravý žlutý toroid) dojde u modelu protonu (obr. 7.14. červený toroid) k indukci magnetického pole B_{ind} . Pokud je magnetický moment protonu μ_p paralelní s vnějším magnetickým polem B_{out} , dojde k jeho zmenšení o $\Delta\mu(\Delta H)$ a naopak. Zmenšení magnetického momentu $\Delta\mu(\Delta H)$ se projeví poklesem výsledné elektromagnetické síly vazby proton-neutron F_{p-n} . Při antiparalelním směru magnetického momentu μ_p vůči vektoru vnějšího magnetického pole H_{out} dojde ke zvětšení výsledného magnetického momentu o změnu $\Delta\mu(\Delta H)$ protonu a tím i výsledné elektromagnetické síly vazby proton-neutron F_{p-n} . Totéž můžeme modelovat i pro vyhodnocení působení magnetického pole na opačné straně modelu protonu (obr. 7.14.), kde má magnetický tok - magnetické pole opačný směr než pro výše popisovaná případ.

Protože jsou oba směry magnetického momentu protonů i neutronů v modelu jádra podle RT rozmístěny paralelně, bude výsledná síla F působící na protony a neutrony jádra atomu nacházejícího se v ose z přitažlivá, bude se systém uspořádání dvou protonů dynamicky stabilizovat, jak je patrné ze schémat obou variant orientace momentů elementů, obr. 7.15 a obr. 7.16.

Lze ukázat, že mezi protony a neutrony v modelovaných jádrech atomů a jádry jiných atomů působí vždy přitažlivá síla F , nezávisle na vzdálenosti mezi modelovanými atomy. Pokud se rozšíří uvedený přístup magnetické vazby a vyhodnocení vlivu na model elektronu jiného atomu, magnetické pole protonu působí na tento prvek struktury hmoty minimálně vzhledem k úzkému toku (svazku) magnetického pole protonu H_{pr} a velikosti poloměru elektronů R_e , který může nabývat až o 5 řádů větších hodnot než poloměr protonu R_p [1.4].



Obr. 7.15. Schéma působení přitažlivé síly F_z magnetickou vazbou protonu pro dvojici protonů (vyosených) s opačně orientovanými magnetickými momenty vůči vnějšímu magnetickému poli B_{out} , varianta kladně orientovaných momentů vztažného elementu – protonu.



Obr. 7.16. Schéma působení přitažlivé síly F_z magnetickou vazbou protonu pro dvojici protonů (vyosených) s opačně orientovanými magnetickými momenty vůči vnějšímu magnetickému poli B_{out} , varianta záporně orientovaných momentů vztažného elementu – protonu.

Podle hypotézy RT modelů, se každý proton i neutron jako element struktury hmoty modelovaného atomu reálného vzorku materiálu nachází v nehomogenním (vnějším) poli tvořeného množstvím okolních atomů, které na ně působí elektromagnetickou vazbou – přitažlivou silou F a udržují struktury v dynamické rovnováze. Pokud jsou tyto zdroje nehomogenního magnetického pole soustředěny v množství dosahující jednotek až desítek řádů do malého prostoru (v makrosvětě jako je například u hvězd nebo planet), mohli bychom tuto přitažlivou sílu působící na velké vzdálenosti nazvat gravitací.

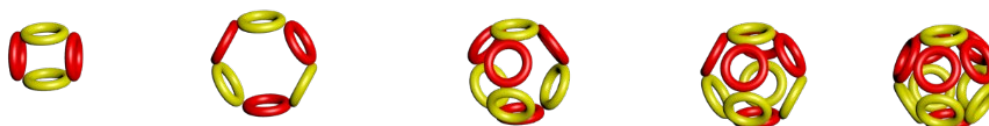
8 FEROMAGNETISMUS

8.1 ÚVOD

Pro nekonvenční objasnění podstaty a principů feromagnetismu, jako makroskopického jevu, nám může pomoci Prstencová teorie. Tato teorie, na rozdíl od standardních kvantově mechanických modelů, umožňuje vytvořit modely struktur jader atomů a modely jejich elektronových obalů jako deterministicky definované objekty, a tak explicitně vytvořit popis fyzikálních vazeb. Pro objasnění podstaty jevu feromagnetismu je explicitní popis modelu struktury atomu klíčový.

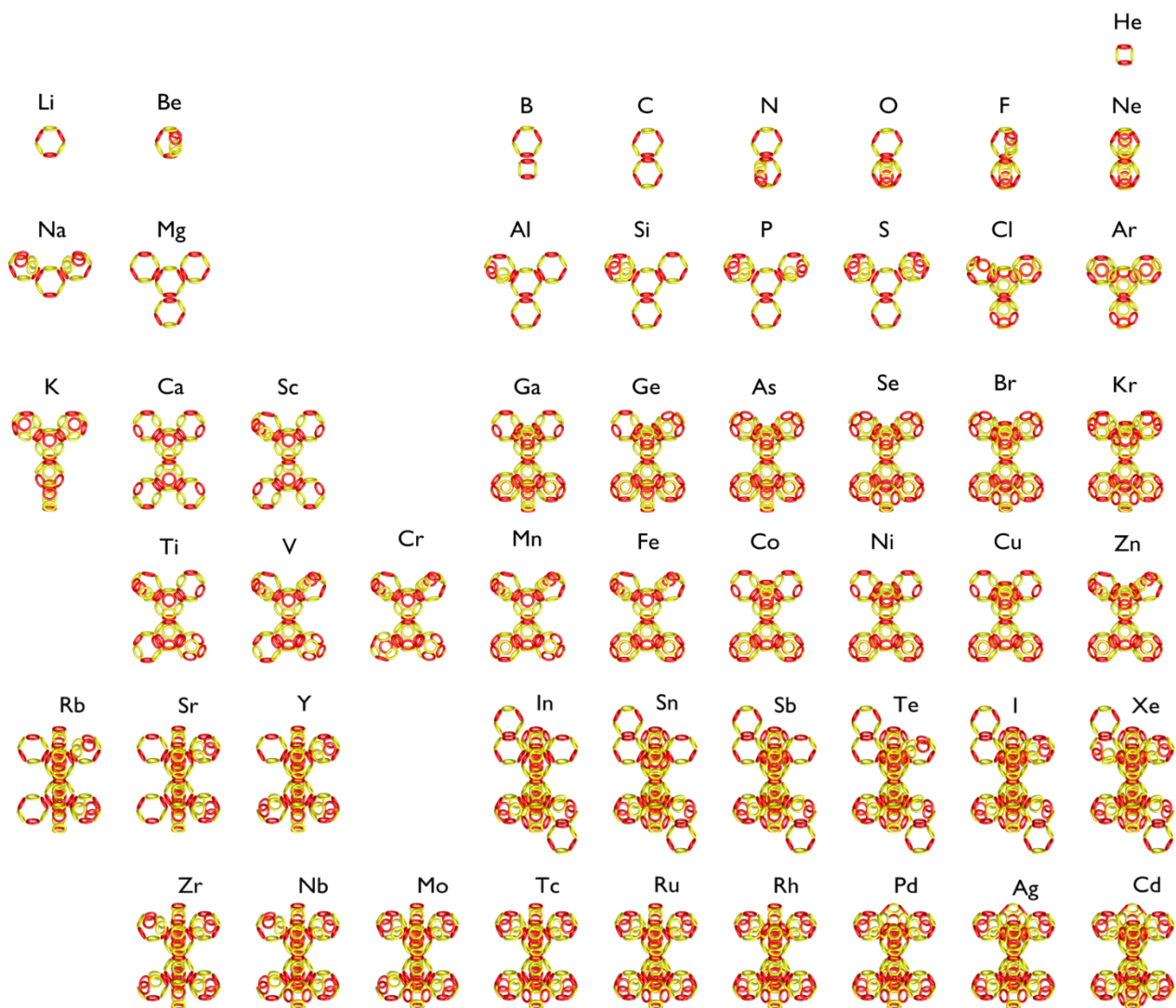
8.2 MODEL STRUKTURY JADER ATOMŮ

Model jádra atomu podle RT se skládá z toroidálních strukturovaných objektů, modelujících protony a neutrony, které vytvářejí seskupení (globule) ze dvou až pěti párů protonů a neutronů (obr. 8.1). Toroidy jsou symbolické oblasti, na kterých dochází k rozložení okamžitých hodnot elektrického náboje q . Takto vytvořený model struktury jádra má určující vliv na rozmístění elektronů v modelu obalu atomu.



Obr. 8.1. Základní stavební elementy jader prvků (červený prstenec je geometrické vyjádření modelu struktury protonu, žlutý prstenec je model struktury neutronu) podle RT [1.4].

Na obrázku 8.2 jsou zobrazeny schematicky vyjádřené modely struktur jader atomů podle RT části periodické tabulky prvků [8.1].



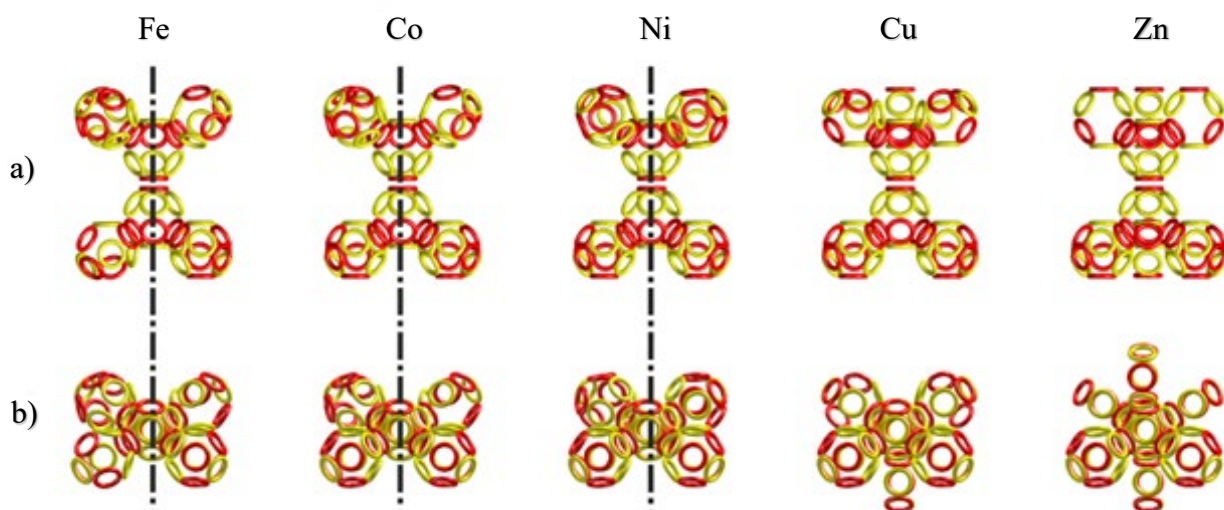
Obr. 8.2. Schematicky vyjádřené modely struktury jader atomů části periodické tabulky prvků.

Pokud si znázorníme schematické rozložení globulí s třemi, čtyřmi a pěti páry protonů a neutronů v modelech jader atomů (obr. 8.2, obr. 8.3), můžeme najít skupinu prvků, které patří mezi přechodné prvky mající valenční elektrony v d-sféře, a které mají jádra ukončena dvěma globulemi na každé straně a můžeme je rozdělit na dvě symetrické části, obr.8.3, obr.8.4.

Li	Be			B	C	N	O	F	Ne
3	4			3	3	3	3	4	5
				2	3	4	5	5	5
Na	Mg			Al	Si	P	S	Cl	Ar
3 5	4 5			3 5	3 5	4 5	3 - 5	4 - 5	5 - 5
3	3			3	3	3	4	4	4
				2	3	3	4	4	4
K	Ca	Sc		Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
4 - 4	3 - 3	3 - 4		3 3 4	3 3 5	3 4 5	3 4 5	4 4 5	4 5 5
4	4	4		4	4	4	4	4	4
4	4	4		4	4	4	4	4	4
- 3 -	3 - 3	3 - 3		3 5 5	3 5 5	3 5 5	4 5 5	4 5 5	4 5 5
	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn
	3 - 4	3 - 4	4 - 4	4 - 4	4 - 5	4 - 5	5 - 5	4 - 4	3 3 3
	4	4	4	4	4	4	4	4	4
	4	4	4	4	4	4	4	4	4
	3 - 4	4 - 4	4 - 4	4 - 5	4 - 5	5 - 5	5 - 5	3 5 5	3 5 5
Rb	Sr	Y		In	Sn	Sb	Te	I	Xe
3334	3335	3335		3	3	3	3	3	3
5	5	5		3335	3345	3355	3455	3555	4555
5	5	5		5	5	5	5	5	5
3335	3335	3345		5	5	5	5	5	5
				4555	4555	4555	4555	4555	4555
				3	3	3	3	3	3
	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd
	3345	3345	3355	3355	3355	3455	4455	4555	4555
	5	5	5	5	5	5	5	5	5
	5	5	5	5	5	5	5	5	5
	3345	3445	3445	3455	4455	4455	4455	4455	4555

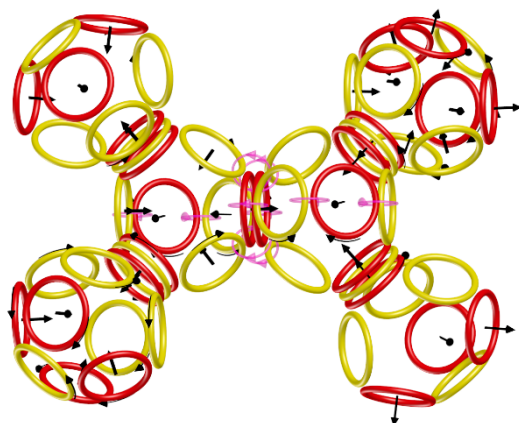
Obr. 8.3. Tabulka rozložení modelu globulí s třemi, čtyřmi a pěti páry protonů a neutronů v modelech jader atomů.

Mezi takové prvky patří známé prvky chrom, mangan, železo, kobalt a nikl, které pro jejich schopnost vytvářet magnetické materiály nazýváme feromagnetika, ale už tam nepatří měď a zinek, jejichž obsazení koncových globulí modelů jader nelze rozdělit na dvě symetrické poloviny.



Obr. 8.4. Rozdělení modelu jader atomů železa, kobaltu a niklu na dvě poloviny a) pohled nárysný, b) pohled půdorysný.

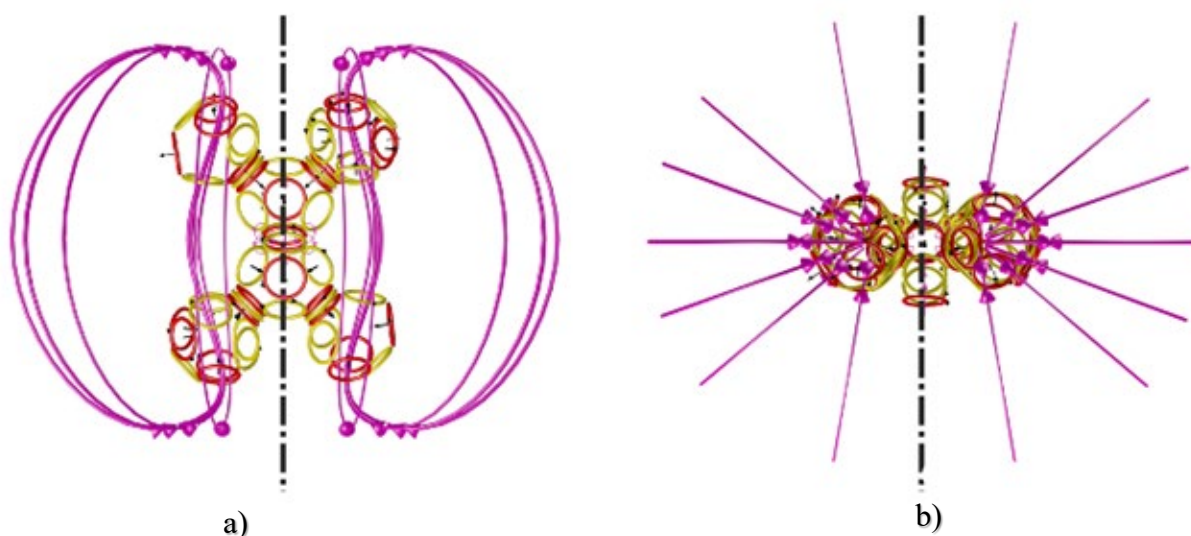
8.3 MODEL STRUKTURY JÁDRA ATOMU ŽELEZA



Obr. 8.5. Schéma rozložení magnetických momentů (černé šipky) protonů (červený) a neutronů (žlutý) v modelu jádra atomu železa podle RT.

Model jádra atomu železa podle RT je sestaven z globulí, které mají 4 a 5 párů proton – neutron. Střední dvě globule jsou složeny ze 4 párů proton – neutron a jsou navzájem propojeny pomocí tzv. „protonového můstku“ (obr.8.5). Obě tyto globule mají volný jeden proton, na který je navázán jeden valenční elektron. Takto vázané valenční elektrony jsou umístěny na opačných stranách modelu jádra atomu a tvoří osu (stupeň volnosti), kolem které se může celý atom otáčet. Na tyto střední globule jsou navázány symetricky střídavě koncové globule se třemi a čtyřmi volnými protony, na které jsou podle RT navázány elektrony třetí a čtvrté orbitální hladiny. Koncové globule jsou připojeny opět přes protonový můstek, který navíc obsahuje po jednom neutronu, protože nejrozšířenější izotop železa obsahuje v jádře 26 protonů, ale 30 neutronů.

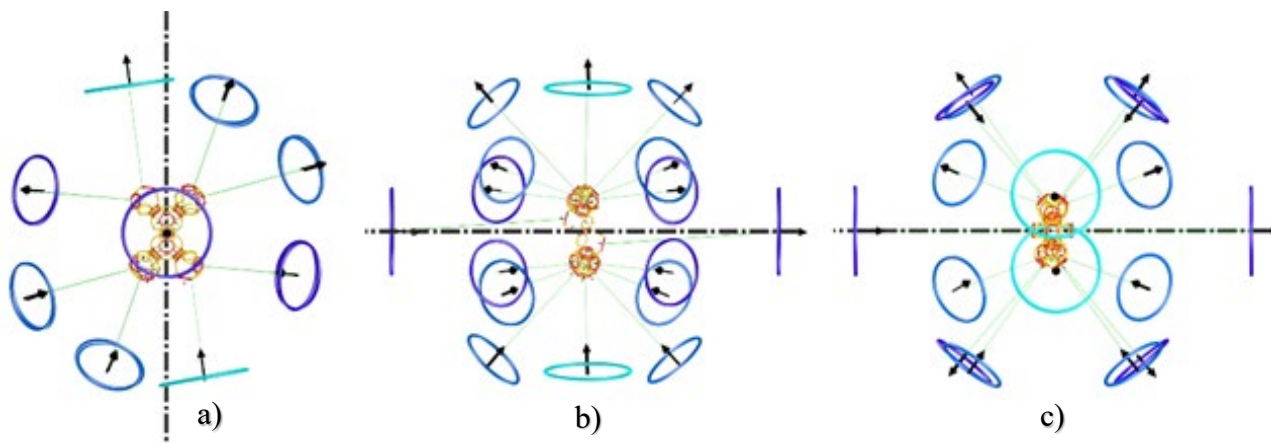
Na obrázku 8.5 jsou znázorněny černými šipkami magnetické momenty protonů a neutronů v modelu jádra atomu železa. Můžeme si všimnout, že v levé části modelu jádra směřují magnetické momenty protonů dovnitř obou globulí, kdežto v pravé části modelu vycházejí magnetické momenty protonů z globulí ven. Pokud si znázorníme symbolicky průběh siločar magnetických polí procházející těmito protony, zjistíme, že se magnetická pole rozdělí do dvou oblastí, které se navzájem odpuzují (obr. 8.6).



Obr. 8.6. Symbolické vyjádření rozložení magnetických polí (magnetický tok) v modelu jádra atomu Fe, a) nárysný pohled, b) půdorysný pohled.

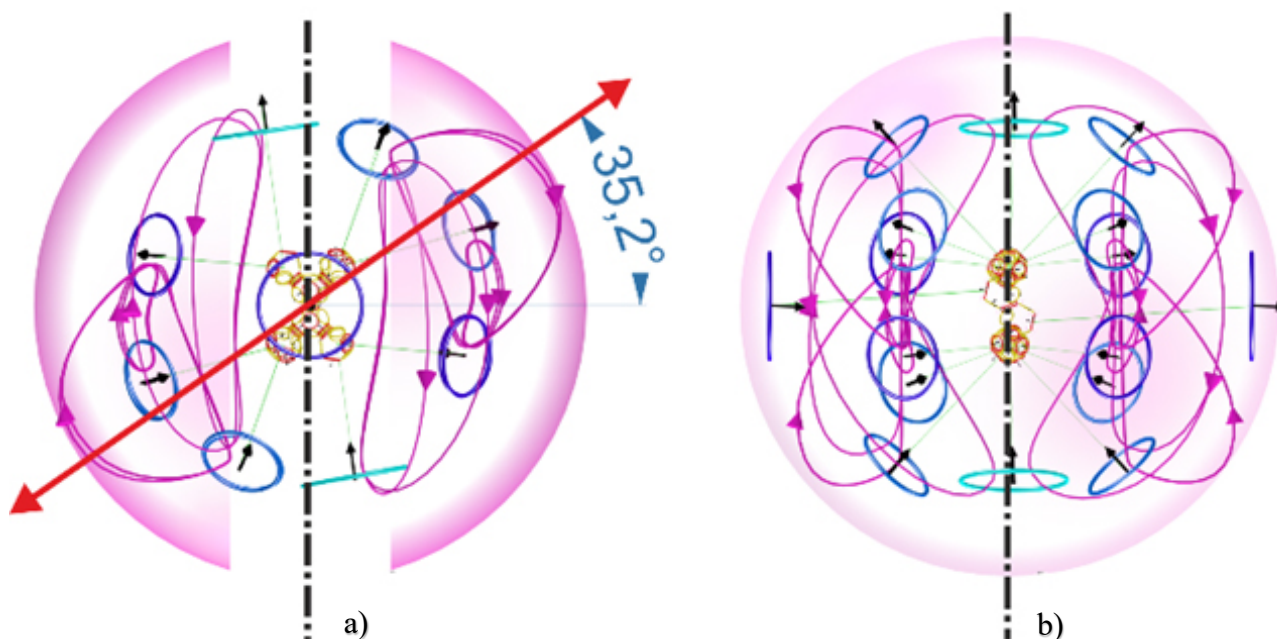
8.4 MODEL STRUKTURY ATOMU FE-ŽELEZA

Jelikož je, podle navržené Prstencové teorie, struktura jádra určující pro rozmístění elektronů na orbitech, můžeme i u modelů rozmístění elektronů rozdělit jejich třetí a čtvrtou energetickou hladinu na dvě symetrické části (obr. 8.7). Jejich uspořádání rozložení magnetického pole jsou před superpozicí tvořena dvěma oblastmi, které se navzájem po superpozici dynamicky odpuzují (obr. 8.8) a mají směrovou orientaci. Všechny modely feromagnetických prvků, a tedy i model atomu železa, mají dva vazební elektrony umístěny kolmo k ose, která jejich magnetická pole rozděluje na dvě odpudivé části. Přes tyto dva valenční elektrony vzniká osa, kolem které se mohou celé atomy natáčet.



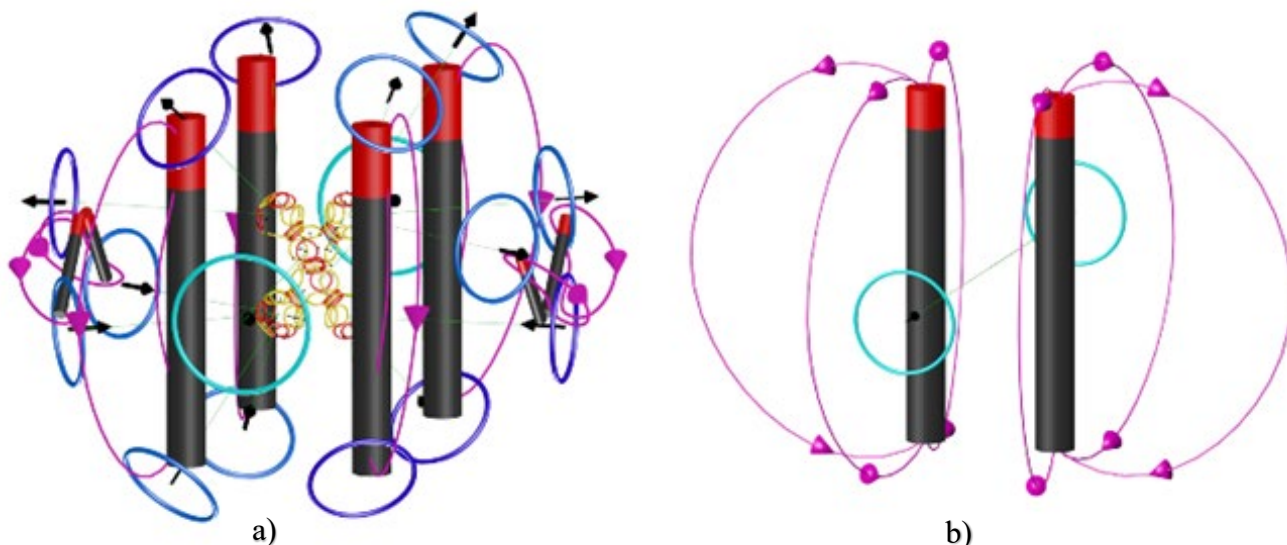
Obr. 8.7. Schéma modelu rozložení elektronů ve třetí a čtvrté energetické hladině atomu Fe a jejich rozdělení na dvě poloviny a) pohled nárysý, b) pohled bokorysný, c) pohled půdorysný.

Nerovnoměrnost (nesymetrie) geometrického uspořádání/rozložení elektronů v modelu atomu tři proti čtyřem způsobuje nerovnoměrnou superponovanou intenzitu magnetického pole H_{out} a jeho směrovost (obr.8.8). Toto nasměrování intenzity magnetického pole H_{out} umožňuje vytvářet vazby atomů v krystalové mřížce vyšších struktur hmoty pod určitým úhlem a u atomu Fe – železa vytváří krychlovou prostorově centrovanou krystalovou mřížku (obr.8.10).



Obr. 8.8. Schématické znázornění rozložení magnetických polí modelu atomu Fe na dvě části a) pohled nárysý, b) pohled bokorysný.

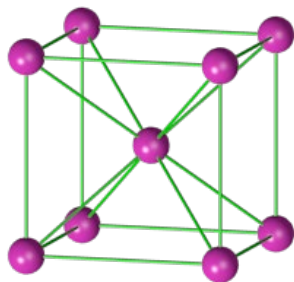
Pro názornost umístění a orientace atomů v prostorové krystalické mřížce Fe si můžeme zjednodušit model atomu železa nahrazením soustavy magnetických polí mezi elektrony dvěma souhlasně orientovanými magnetickými dipóly (obr. 8.9b). Tyto elementární magnety (dipóly) se mohou otáčet kolem osy kolmé k jejich rovině (obr.8,9b), která spojuje dva valenční elektrony (světle modré), které na této ose vytvářejí kovalentní vazbu mezi dalšími atomy železa v krystalické mřížce.



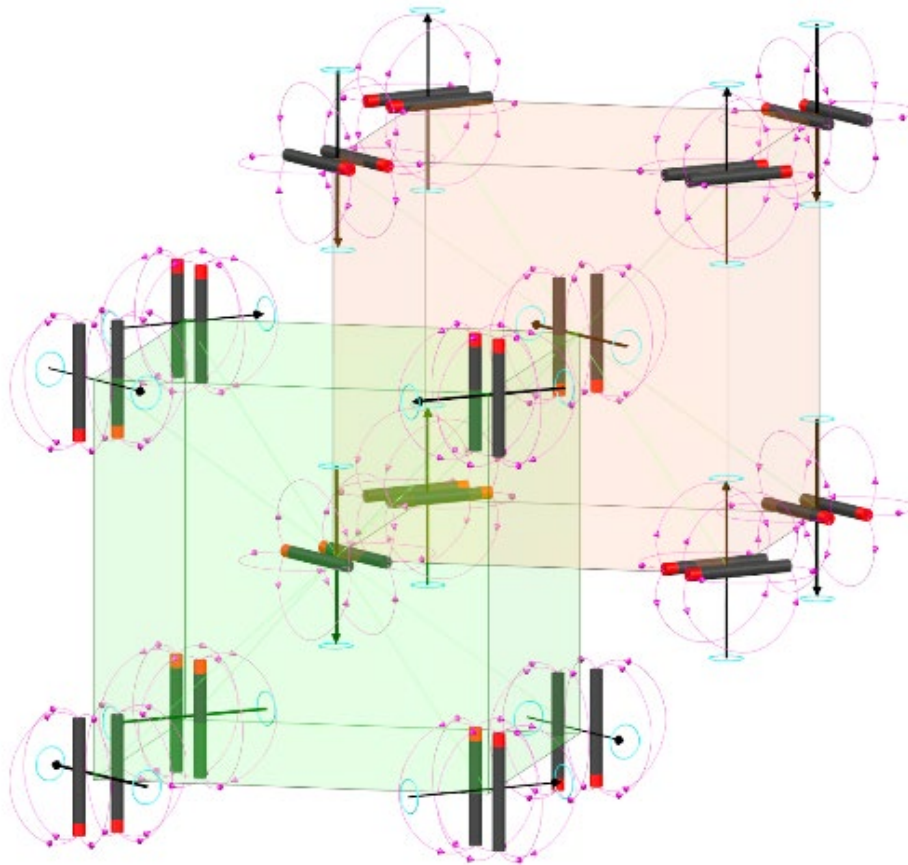
Obr. 8.9. Schematické nahrazení magnetických polí elementárními dipóly a) úplný model, b) zjednodušený model.

8.5 TVORBA MAGNETICKÝCH DOMÉN - VYŠŠÍ STRUKTURY HMOTY

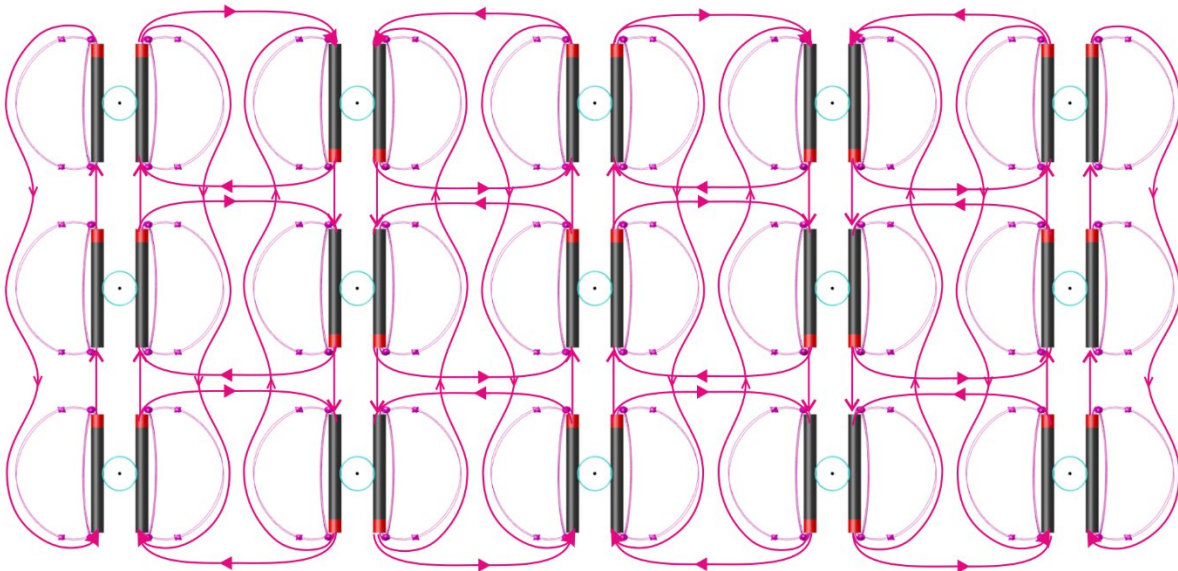
Železo (Fe) krystalizuje při teplotě 0–1179°K a 1674–1811°K [8.2] v krychlové prostorově centrované krystalické mřížce (obr. 8.10) [8.2]. V modelu krystalové mřížky Fe podle RT jsou atomy seskupeny tak, že osy vazebních elektronů jsou ve všech třech směrech v prostoru na sebe kolmé, a přitom atomy, které nejsou svázány přes valenční elektrony, jsou vázány vytvořením vlastních magnetických polí. V rovinách kolmých ke shodně orientovaným osám valenčních elektronů vznikají řetězce atomů vázaných navzájem stejně orientovanými magnetickými poli, které se pravidelně střídají s řetězcem atomů s opačnou orientací magnetických polí, takže celkové magnetické pole v krystalické mřížce po superpozici tvoří v dynamické rovnováze stav minima (obr. 8.12). V kolmém směru k těmto řetězcům spojuje jednotlivé řetězce kovalentní vazba dvou valenčních elektronů sousedních atomů (obr. 8.13).



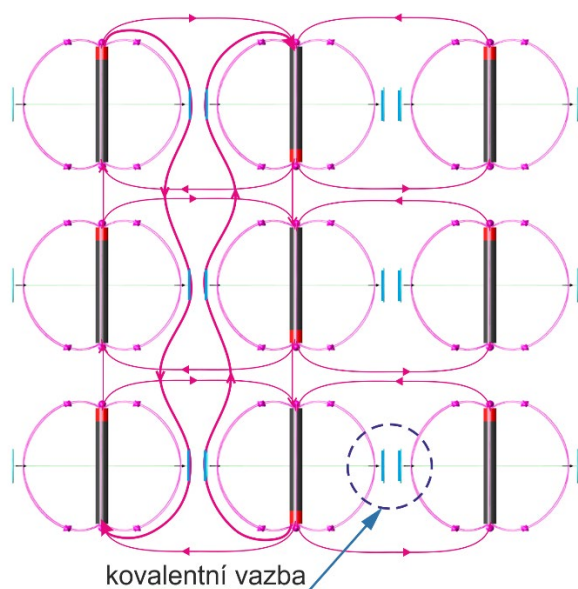
Obr. 8.10. Symbolické uspořádání v modelu rozmístění atomů v krychlové prostorově centrované krystalické mřížce železa [8.2].



Obr. 8.11. Schéma modelu rozmístění a orientace atomů v krystalické mřížce vyšší struktury Fe.

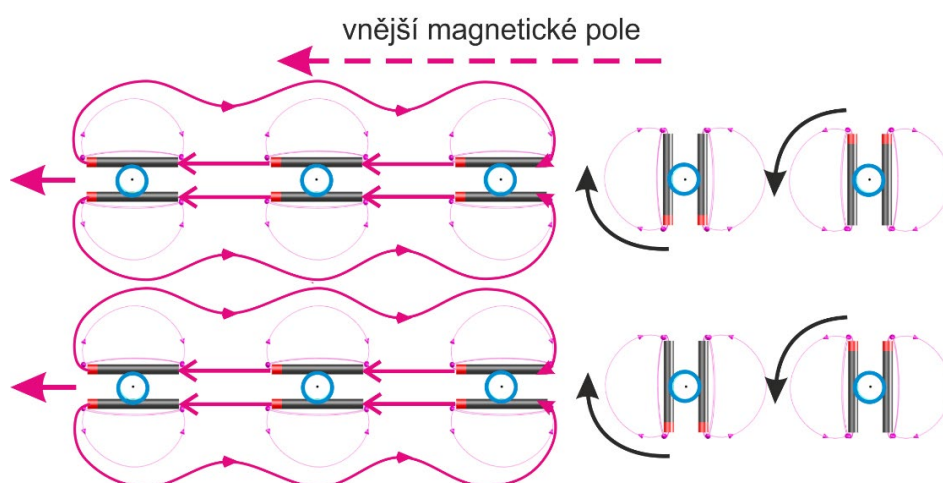


Obr. 8.12. Schéma vyjádření vazeb na základě rozložení magnetických polí v modelu krystalické mřížky Fe struktury v rovině kolmé k osám valenčních elektronů (pohled nárysný).



Obr. 8.13. Schéma vyjádření vazeb na základě rozložení magnetických polí v modelu krystalické mřížky Fe struktury v rovině kolmé k osám valenčních elektronů (pohled bokorysný).

Působením vnějšího magnetického pole H_{out} , B_{out} , dojde u modelovaných atomů, jejichž osa valenčních elektronů je kolmá k vnějšímu magnetickému poli, k natáčení atomů kolem osy kovalentní vazby, obr. 8.14. V dynamickém rovnovážném stavu se rozpadnou původní proti sobě orientované řetězce a začnou se vytvářet nové řetězce orientované všechny ve shodném směru, který je kolmý ke směru původních řetězců. Tím vznikne v krystalické mřížce silné magnetické pole orientované ve směru vnějšího magnetického pole (vytváření magnetických domén, podstata Barghausenového šumu atd.). Těmito oblastem v krystalové mřížce se shodně orientovanými magnetickými řetězci říkáme domény [8.3, 8.4]. Atomy svázané do těchto nových řetězců zůstanou v tomto stavu i po odstranění vnějšího magnetického pole B_{out} . Pokud se dodáním vnější energie zvýší dynamika atomů za požadovaných podmínek natolik, že se naruší magnetické vazby nově vzniklých řetězců, vrátí se atomy do původní polohy a krystalická mřížka ztratí svou magnetickou orientaci, vlastní vnitřní hodnota magnetického pole struktury atomů zanikne.

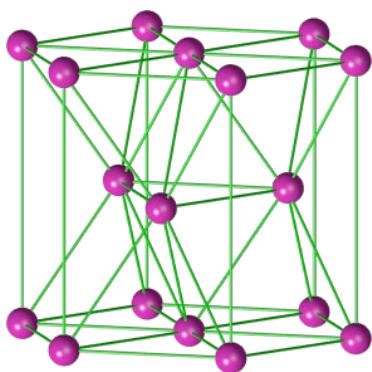


Obr. 8.14. Schéma objasnění jevů při natočení atomů Fe v makroskopické struktuře materiálu působením vnějšího magnetického pole v modelu krystalické mřížky a vytvoření magnetických domén.

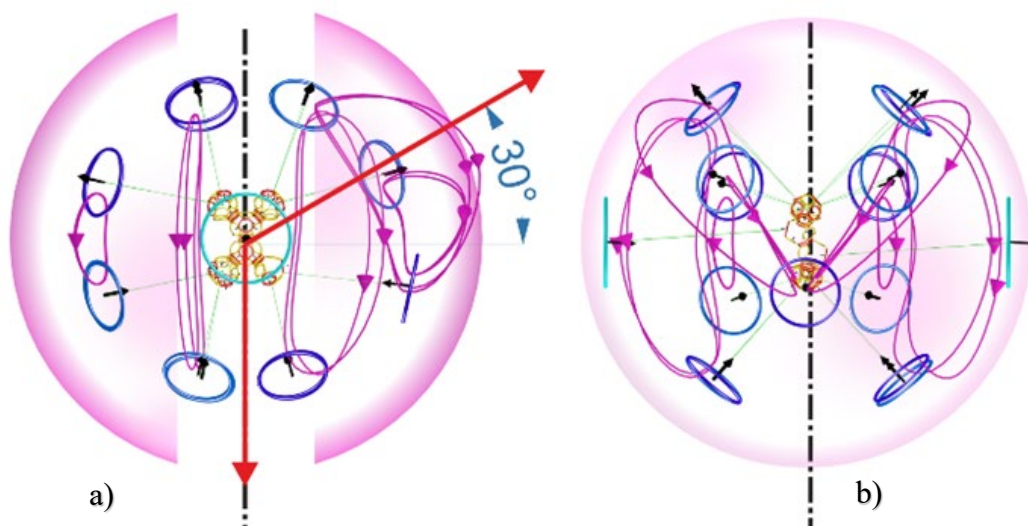
Vnější magnetické pole ovlivní částečně i ty atomy, jejichž osa valenčních elektronů není kolmá k magnetickým indukčním čarám vnějšího magnetického pole. Potom se může kvalifikovaně vyhodnocovat magnetizační křivka, její parametry, jevy demagnetizace a hystereze, a další známé fenomény.

8.6 MODEL ATOMŮ A KRYSTALOVÉ MŘÍŽKY KOBALTU

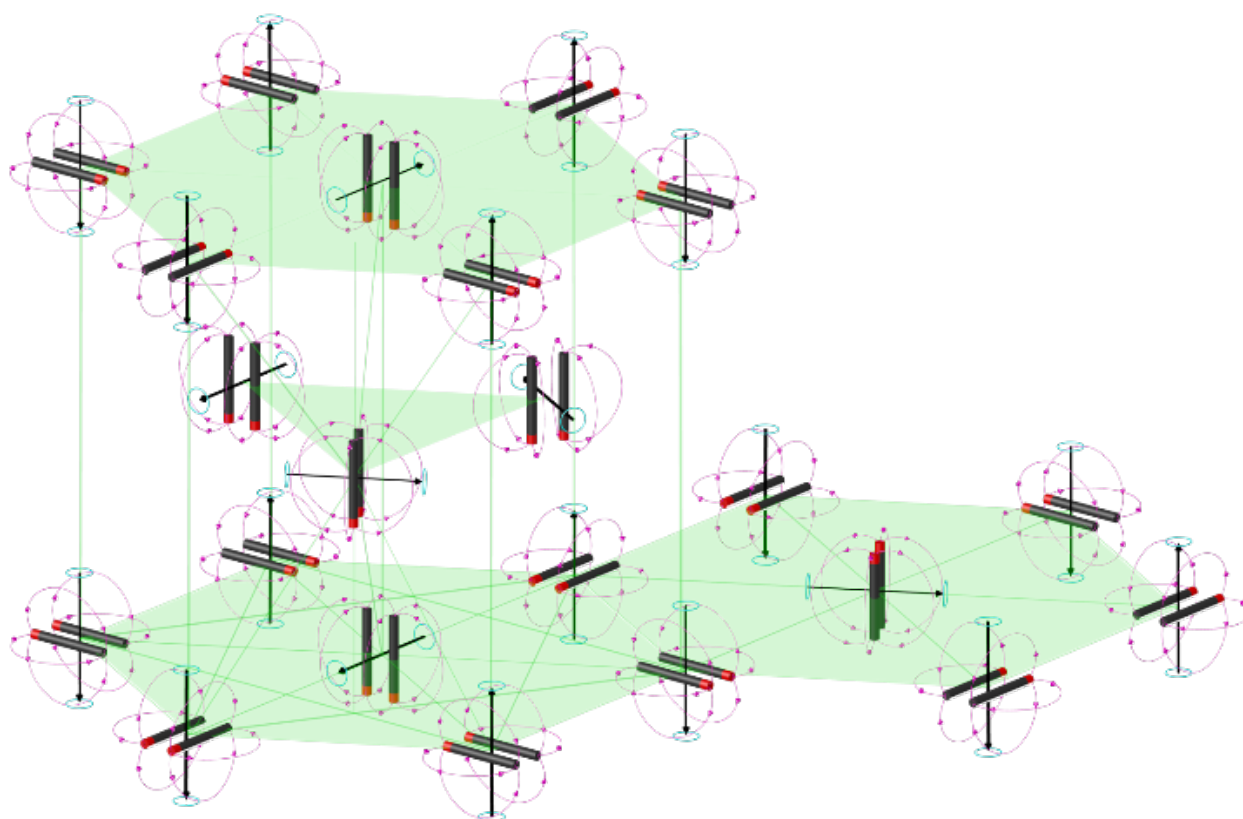
Kobalt – Co, krystalizuje v krystalické mřížce šesterečné (obr. 8.15) [8.2]. Jeho schéma modelu jádra obsahuje v jedné polovině dvě koncové globule se čtyřmi vázanými elektrony, ale v druhé polovině má jednu globuli se čtyřmi navázanými elektrony a druhou globuli pouze se třemi vázanými elektrony (obr. 8.16). Tato nesymetrie způsobuje nepravidelné rozložení magnetického pole vytvářeného elektrony, a proto je kobalt schopen vytvářet krystalovou mřížku i s úhly 120° v šesterečné krystalové soustavě.



Obr. 8.15. Symbolické uspořádání v modelu rozmístění atomů v šesterečné krystalické mřížce kobaltu [8.2].



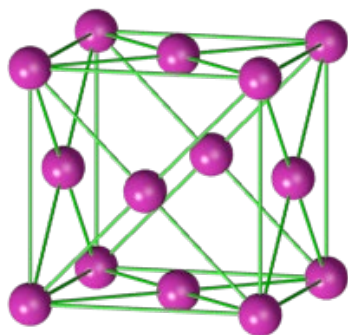
Obr. 8.16. Schéma rozložení magnetických polí modelu atomu Co na dvě části a) pohled nárysný, b) pohled bokorysný.



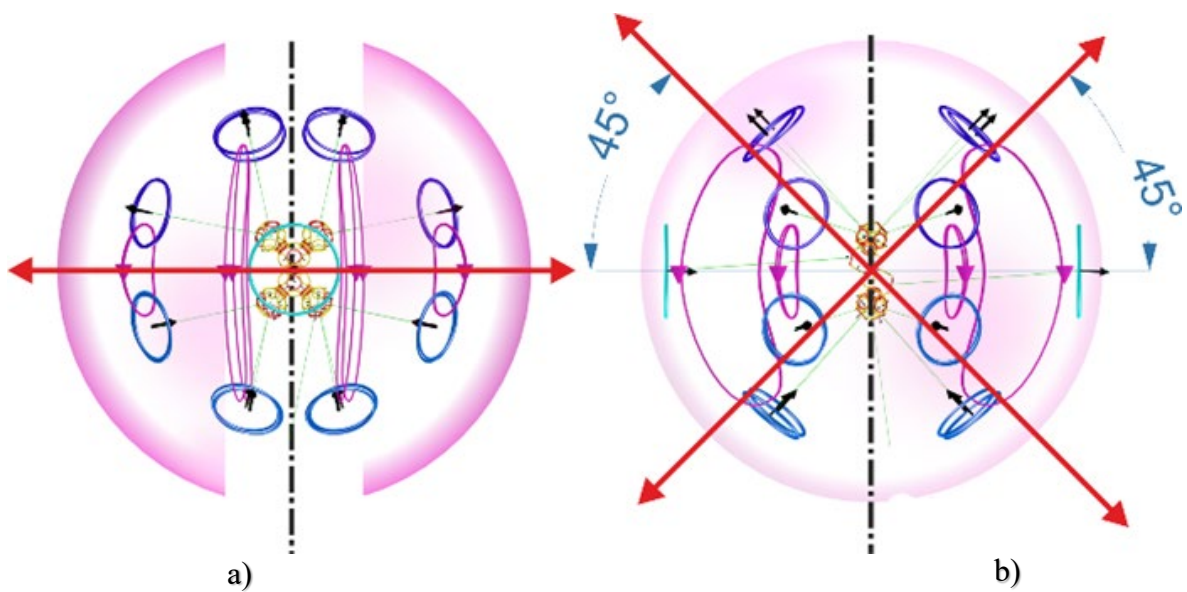
Obr. 8.17. Schéma zjednodušeného modelu rozmístění a orientace atomů v krystalické mřížce Co.

8.7 MODEL ATOMŮ A KRYSTALOVÉ MŘÍŽKY NIKLU

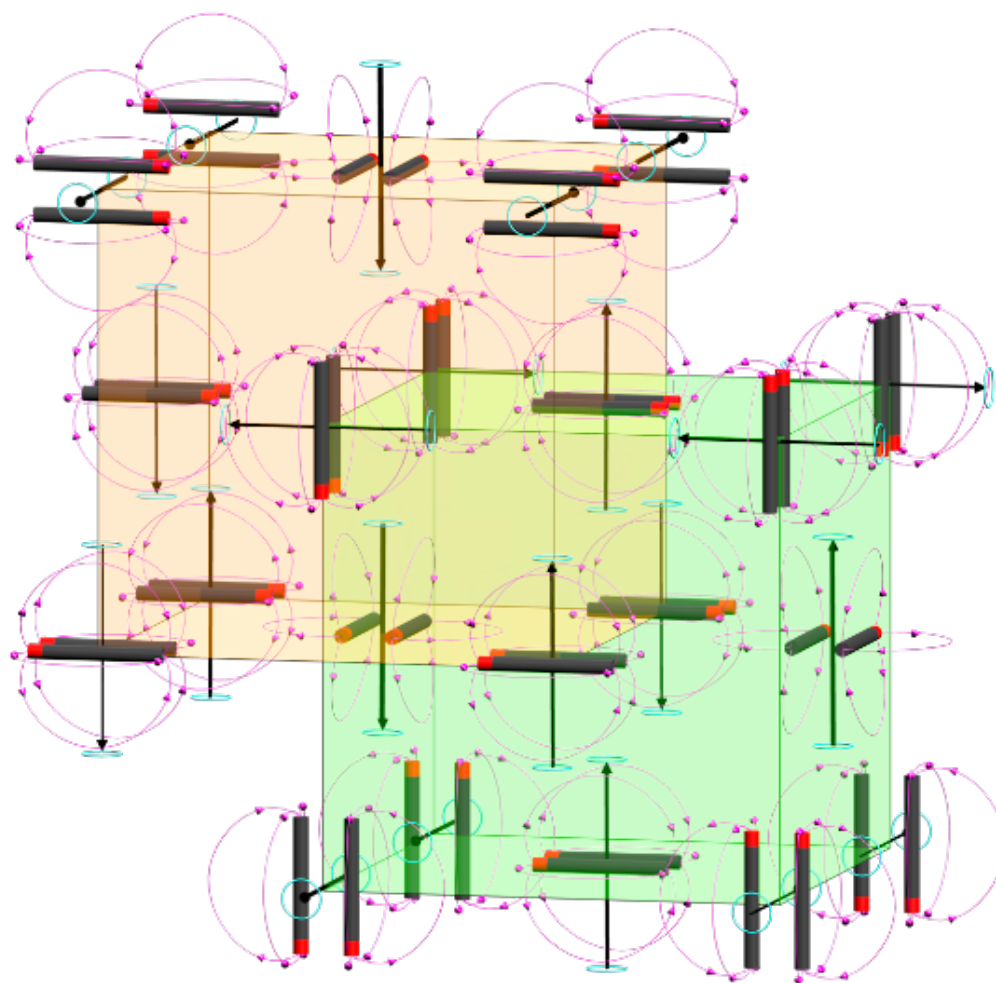
Nikl, Ni, krystalizuje v krychlové plošně centrované krystalické mřížce (obr. 8.18) [8.2]. Jeho model jádra i elektronového obalu je symetricky rozdělen do dvou, magneticky se v dynamickém rovnovážném stavu odpuzujících, částí (obr. 8.19). Tato pravidelnost mu umožňuje vytvářet krychlovou plošně centrovanou krystalickou mřížku (obr. 8.20).



Obr. 8.18. Symbolické uspořádání v modelu rozmístění atomů v krychlové plošně centrované krystalické mřížce niklu [8.2].



Obr. 8.19. Schéma rozložení magnetických polí modelu atomu niklu na dvě části a) pohled nárysný, b) pohled bokorysný.



Obr. 8.20. Schéma zjednodušeného model rozmístění a orientace atomů v krystalické mřížce Ni.

8.8 MANGAN, CHROM, VANAD

Mezi další prvky, které se vyznačují feromagnetickými vlastnostmi, patří mangan (Mn), chrom (Cr) a vanad (V). I tyto jmenované prvky mají podle RT dva vazební elektrony ve vrstvě 3d na ose modelu atomu, a elektronový obal rozdělený na dvě poloviny s odpudivými magnetickými poli v dynamickém rovnovážném stavu. Protože však mají méně elektronů než například atom Fe, jejich výsledná magnetická pole jsou v porovnání s feromagneticky známými atomy (Fe, Ni, Co) slabší a jejich feromagnetických vlastností se využívá v kombinaci (směsi, slitiny atp.) s jinými prvky nebo strukturami.

Již roku 1903 objevil Friedrich Heusler [8.5], že mangan (Mn) tvoří s mnoha kovy – například hliníkem (Al), cínem (Sn) nebo antimonem (Sb) – slitiny, které jsou feromagnetické, aniž obsahují feromagnetický kov. Zdá se, že v těchto slitinách vznikají intermetalické vazby, složeniny nebo sloučeniny. Nejsilnější feromagnetické vlastnosti se dosáhnou, pokud nejsou přítomny atomy Mn, Cr nebo V v čistém stavu, ale jako „směsné“ struktury, uskupení – krystaly.

Oxid chromičitý (CrO_2) se používá jako záznamový magnetický materiál, protože má feromagnetické vlastnosti, dále materiál je FeCr, Fe_2O_3 atp.

Vanad se v poslední době uplatňuje i při výrobě elektrických článků a baterií a slitiny vanadu s galiem (Ga) patří k materiálům používaných pro přípravu supravodivých magnetů.

9 VODÍKOVÁ VAZBA MEZI MOLEKULAMI VODY

9.1 ÚVOD

Je známo, že pokud dojde u dvou nano-subsystemů (atomární úroveň) s neúplně obsazenými elektronovými obaly k překryvu jejich elektronových sfér, může dojít ke vzniku kovalentní vazby [9.1]. Nezbytnou podmínkou je, aby vzdálenost dvou atomů byla menší než 2 Å.

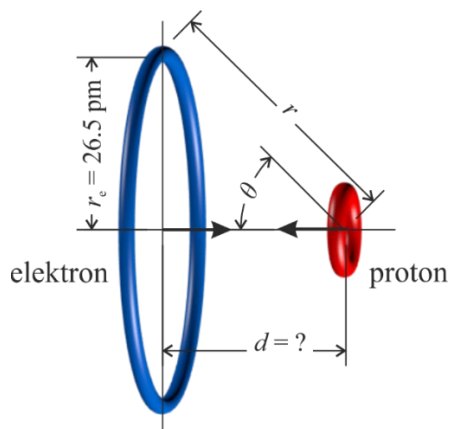
Mezi atomy však může vzniknout vazba i na mnohem větší střední vzdálenost (až 10 Å), při které se atomové orbitály již nepřekrývají. Na této nekovalentní vazbě se podílejí jak elektrické, tak kompletní dynamické elektromagnetické síly. Jednou z takových vazeb mezi molekulami je vodíková vazba.

Co to je vodíková vazba? Je to nekovalentní vazba mezi vodíkovým atomem (H) s deficitem elektronů a místem s vysokou elektronovou hustotou [9.1]. Vodíková vazba je nejčastěji typu $XH\cdots Y$, kde X a Y jsou elektronegativní atomy ($X = F, O, N$, ale i C) a Y navíc obsahuje volné elektronové páry. Kromě vodíkových vazeb $OH\cdots O$, $NH\cdots O$, $FH\cdots F$, známe také vazby, v nichž protonovým akceptorem jsou systémy s de-lokalizovanými elektrony. Příkladem je poměrně silná vodíková vazba (stabilizační energie kolem 1 kcal mol^{-1}) mezi molekulou vody (H_2O) a benzenem ($OH\cdots\pi$), [9.1].

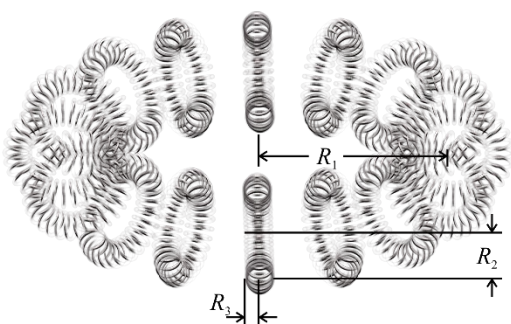
Na model vodíkové vazby mezi molekulami H_2O se můžeme podívat pomocí základů modelování prstencové struktury elementárních částic [1.4]. Rozebereme jednotlivé prvky vodíkové vazby, určíme jejich vzájemné vztahy a vypočítáme vzdálenosti prvků vodíkové vazby mezi molekulami H_2O .

9.2 MODEL ATOMU VODÍKU

Nejjednodušším subsystemem v soustavě vodíkové vazby je model atomu vodíku H, obr. 9.1. Model atomu vodíku se podle Prstencové teorie skládá z prstencového modelu protonu a prstence elektronu (jako prostoru, ve kterém se explicitně vyjádří poloha elektrického náboje dané úrovně struktury), a tento prostor se dále skládá z prstencových podstruktur (obr. 9.2). Prostor je vymezen elektrodynamickou rovnováhou a vazbami elektrických nábojů q mezi nimiž lze vyhodnotit elektromagnetické síly a jejich působení (obr. 9.3) [1.4]. Prsteneček protonu a prsteneček elektronu se nacházejí na společné ose prstenců ve vzdálenosti d , která odpovídá dynamické rovnovážné poloze tvořené silami elektrickými a silami magnetickými z pohledu jedné úrovně měřítka struktury mezi protonem a elektronem.

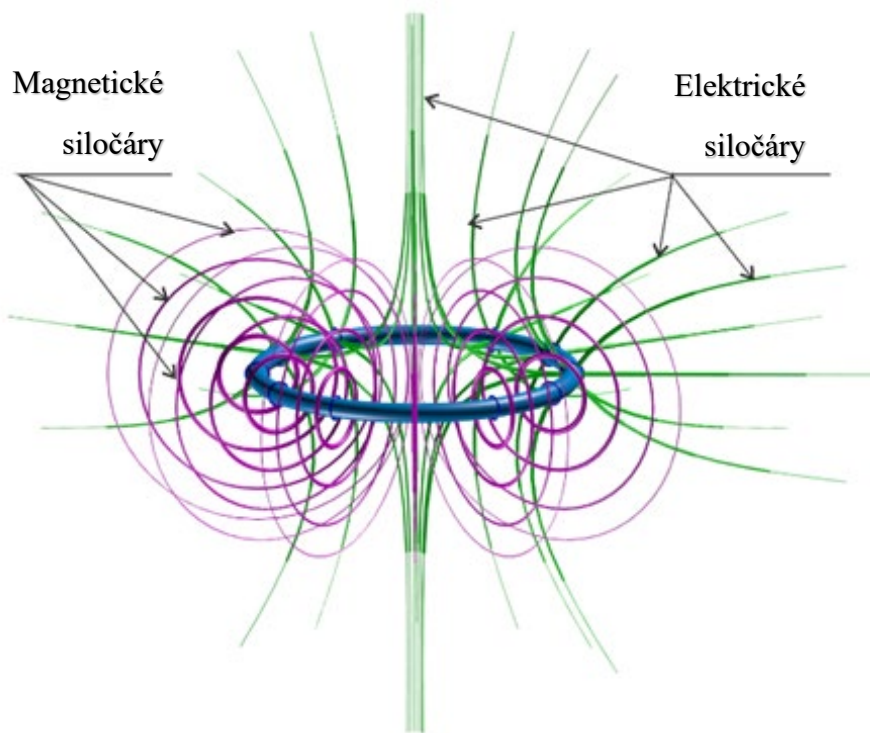


Obr. 9.1. Schéma symbolického zachycení modelu atomu H podle RT.

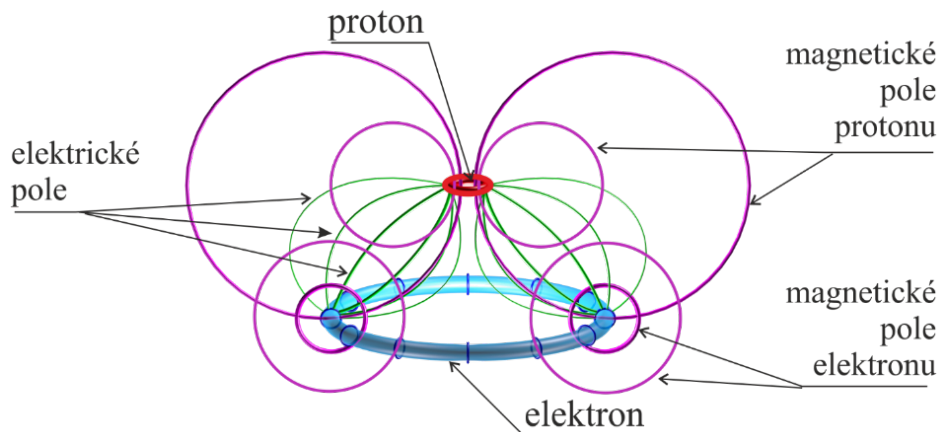


Obr. 9.2. Schéma a ukázka dvou úrovní struktury modelu elementu –například elektronu a jeho geometrické parametry.

Při výskytu (pohybu) elektrického náboje q v prostoru toroidu – po obvodu prstence elektronu, protonu a neutronu se mění vzájemné síly s původem v elektrickém i magnetickém poli, dochází k superpozici polí a vzniku výsledného elektrického i magnetického pole (obr. 9.4). Elektrická pole protonu a elektronu vytvářejí síly a jejich účinky působí na strukturu přitažlivě, zatímco jejich magnetická pole způsobují výsledné silové účinky odpuzujícího charakteru [1.4]. Podmínkou dynamické rovnováhy je, aby magnetické momenty protonu a elektronu byly antiparalelní. Střední vzdálenost d mezi protonem a elektronem je závislá na dynamické stabilitě systému, a tedy kmitá kolem rovnovážné polohy z důvodů silových účinků elektrické a magnetické složky pole (obr. 9.5).



Obr. 9.3. Schématické znázornění charakterů složek elektromagnetického pole v modelu elektronu, vyjádření charakteru a podoby elektrických a magnetických siločar kruhové smyčky, po které se mění/pohybuje elektrický náboj q na odpovídající měřítkové úrovni struktury.



Obr. 9.4. Symbolické zachycení vazeb v modelu atomu vodíku se schématickým zobrazením elektrických a magnetických siločar protonu a elektronu podle RT [1.4].

9.2.1 Vyjádření parametrů RT modelu atomu vodíku [1.4]

Poloměr modelu vázaného elektronu atomu vodíku na základní energetické hladině vychází z Termů jednotlivých sérií [1.4] spektrálních čar. Term Lymanovy série [3.4] (ultrafialová část spektra) je

$$T_L = 91.1 \cdot 10^{-9} \text{ m} . \quad (111)$$

K výpočtu poloměru r_e základní velikosti modelu elektronu atomu vodíku použijeme vztah odvozený ze spektra atomu vodíku [3.4]

$$r_e = \frac{T_1 \cdot \alpha}{8\pi \cdot n} = \frac{91.2324 \cdot 10^{-9}}{8\pi \cdot 137} = 2.651 \cdot 10^{-11} \text{ m}. \quad (112)$$

Čas, který foton potřebuje na předání své energie E_{ph} elektronu, je delší o hodnotu konstanty α než ten, za který urazí vzdálenost své vlnové délky rychlostí světla

$$t_e = \frac{T_1}{c \cdot \alpha} = \frac{91.1 \cdot 10^{-9} \cdot 137}{3 \cdot 10^8} = 4.16 \cdot 10^{-14} \text{ s}. \quad (113)$$

Proud elektronu i_e , který vzniká rotací elektrického náboje q_e po obvodu elektronu za jednu otáčku vypočteme

$$i_e = \frac{q_e}{t_e} = \frac{1.62 \cdot 10^{-19}}{4.16 \cdot 10^{-14}} = 3.846 \cdot 10^{-6} \text{ A}. \quad (114)$$

Náboje i magnetické pole protonu a elektronu na sebe působí ve vzdálenosti přepony r .

$$r = \sqrt{r_e^2 + d^2}. \quad (115)$$

Pro výpočet elektrické síly v ose z $F_{el,z}$ použijeme Coulombův zákon [1.6]

$$F_{el,x} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_e^2}{r^2} \cdot \cos\theta. \quad (116)$$

Pro vyjádření magnetické síly $F_{mg,z}$ v ose x použijeme vztah pro uzavřený prstenec [2.1], kterým protéká proud i_e a v místě prstence svírá magnetická indukce \mathbf{B} s normálou úhel 2θ .

$$F_{mg,x} = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \sin 2\theta}{4\pi \cdot r^3}. \quad (117)$$

Levitační vzdálenost d protonu a elektronu u atomu vodíku na základní energetické úrovni je dána rovnováhou mezi elektrickou silou přitažlivou a magnetickou silou odpudivou

$$F_{el,x} = F_{mg,x}, \quad (118)$$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_e^2}{r^2} \cdot \cos\theta = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \sin 2\theta}{4\pi \cdot r^3}, \quad (119)$$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_e^2 \cdot d}{\sqrt{(r_e^2 + d^2)}^3} = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot 2 \cdot r_e \cdot d}{4\pi \cdot \sqrt{(r_e^2 + d^2)}^5}. \quad (120)$$

Z těchto vztahů vyjádříme vzdálenost d_l pro rovnovážný stav

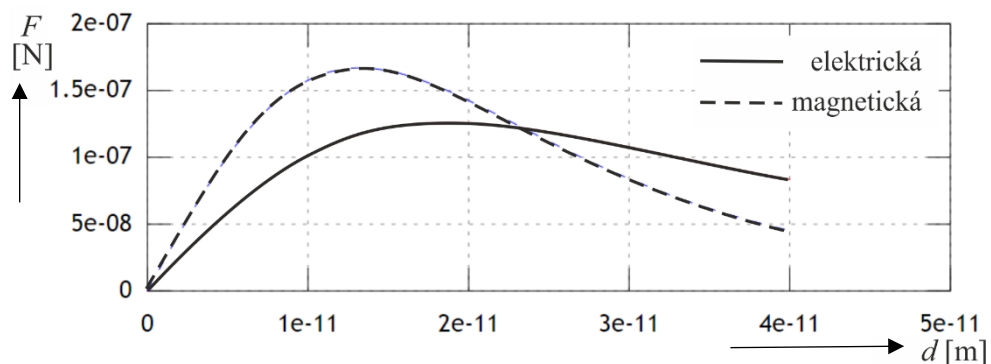
$$d_l^2 = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \epsilon_0 \cdot 2 \cdot r_e}{q_e^2} - r_e^2, \quad (121)$$

$$d_l = \left(\frac{3.85 \cdot 10^{-6} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1.41 \cdot 10^{-26} \cdot 8.854 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 2.65 \cdot 10^{-11}}{(1.6 \cdot 10^{-19})^2} - (2.65 \cdot 10^{-11})^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (122)$$

Po dosazení známých hodnot a vypočtených hodnot dostaneme rovnovážnou polohu pro modelovaný elektron a proton atomu vodíku na základní úrovni struktury, obr. 9.5 pro vzdálenost:

$$d_i = 2.34 \cdot 10^{-11} \text{ m.}$$

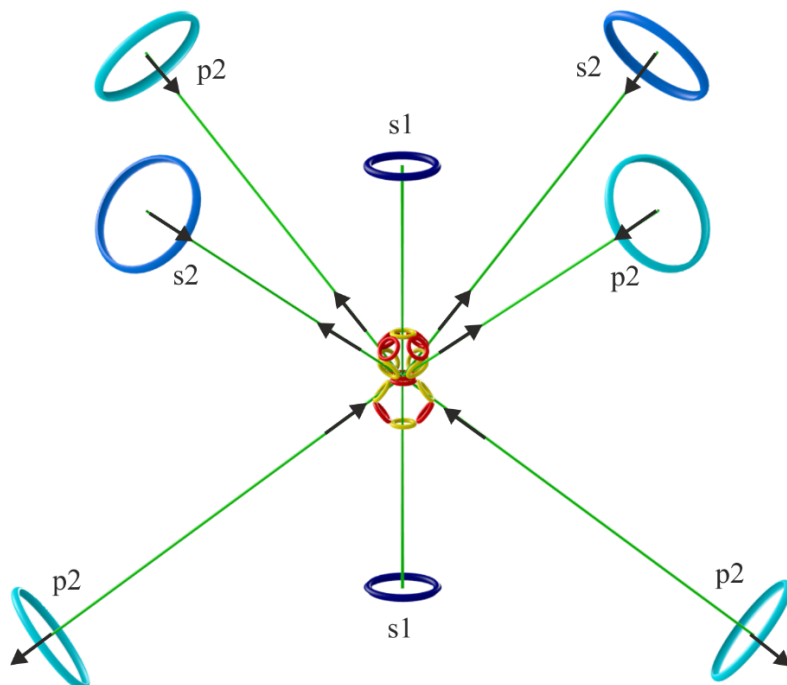
(123)



Obr. 9.5. Grafické vyjádření sil a podmínky rovnovážného stavu při vzdálenosti atomu vodíku na základní úrovni struktury toroidů.

Grafické vyjádření závislosti modulů elektrické a magnetické síly v ose z v modelu atomu vodíku na základní energetické hladině v závislosti na vzdálenosti d , obr. 9.5, ukazuje v průsečíku sil jeho vzdálenost při dynamický rovnovážný stav.

9.3 MODEL ATOMU KYSLÍKU O



Obr. 9.6. Symbolické zachycení struktury modelu atomu kyslíku podle RT.

9.3.1 Vyjádření vzdálenosti elektronu v atomu kyslíku

K vyjádření a vyčíslení poloměru r_e velikosti modelu elektronu na druhé energetické hladině $2p$ v atomu kyslíku použijeme vztah odvozený ze spektra atomu kyslíku [3.4]. Ionizační energie elektronu $2p$ atomu kyslíku je uvedena v Databázi spekter NIST [3.4]

$$W_i = 13.6181 \text{ eV} .$$

Z ionizační energie můžeme vypočítat Term a určit poloměr elektronu $2p$ atomu kyslíku

$$r_e = \frac{T_1 \cdot \alpha}{8\pi \cdot n} = \frac{91.101365 \cdot 10^{-9} \cdot 2}{8\pi \cdot 137 \cdot 2} = 2.6472 \cdot 10^{-11} \text{ m} . \quad (124)$$

Z uvedených hodnot vidíme, že jak ionizační energie W_i , tak i poloměr elektronu $2p$ jsou velmi blízké hodnotám elektronu atomu vodíku na základní hladině $1s$, a proto se budou moci snadno spolu vázat v kovalentní vazbě bez nutnosti výrazného přizpůsobování „velikosti“ rozměrů struktury elektronů.

Modely elektronů obou atomů budou však mít rozdílné hodnoty modulů magnetického pole, což se projeví ve výsledné velikosti síly F vzhledem k modelu protonů. Podle RT má elektron na energetické hladině $2p$ veličiny hustoty magnetického toku – pole třikrát vyšší vzhledem k modelu elektronu u atomu vodíku, který je na základní hladině $1s$. Z tohoto předpokladu pak vyplývá závěr, že i velikost vzájemně působící síly elektronu vůči protonu je třikrát větší.

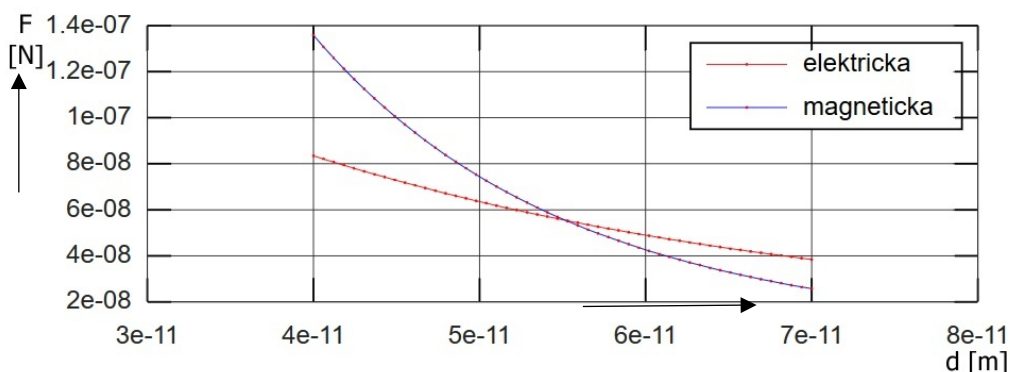
$$F_{el,x} = 3 \cdot F_{mg,x} , \quad (125)$$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_e^2}{r^2} \cdot \cos\theta = \frac{3 \cdot i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \sin 2\theta}{4\pi \cdot r^3} . \quad (126)$$

Z těchto vztahů (125) vyjádříme pro dynamický rovnovážný stav, obr.9.7, vzdálenost d_l pro elektron $2p$ atomu kyslíku

$$d_l^2 = \frac{3 \cdot i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \epsilon_0 \cdot 2 \cdot r_e}{q_e^2} - r_e^2 , \quad (127)$$

$$d_l = 5.516 \cdot 10^{-11} \text{ m} , \quad (128)$$

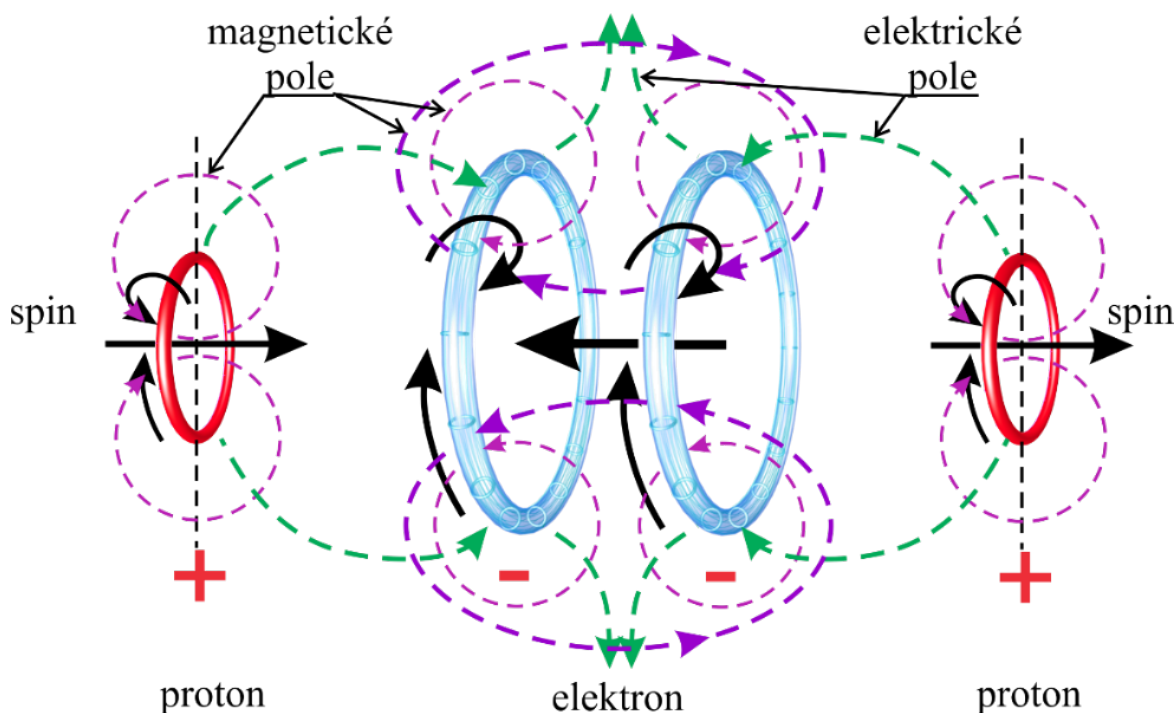


Obr. 9.7. Grafické vyjádření modulů sil a podmínky rovnovážného stavu elektron-proton $2p$ při vzdálenosti atomu kyslíku na základní úrovni struktury toroidů.

Z hodnoty pro rovnovážný stav vzdálenosti d (120) je patrné, že i když jsou poloměry elektronů velmi blízké, vzdálenost d , pro rovnovážný stav systému elektron-proton je u modelu atomu kyslíku z důvodů silnějšího účinku odpuzivých magnetických sil výrazně větší než u modelu atomu vodíku.

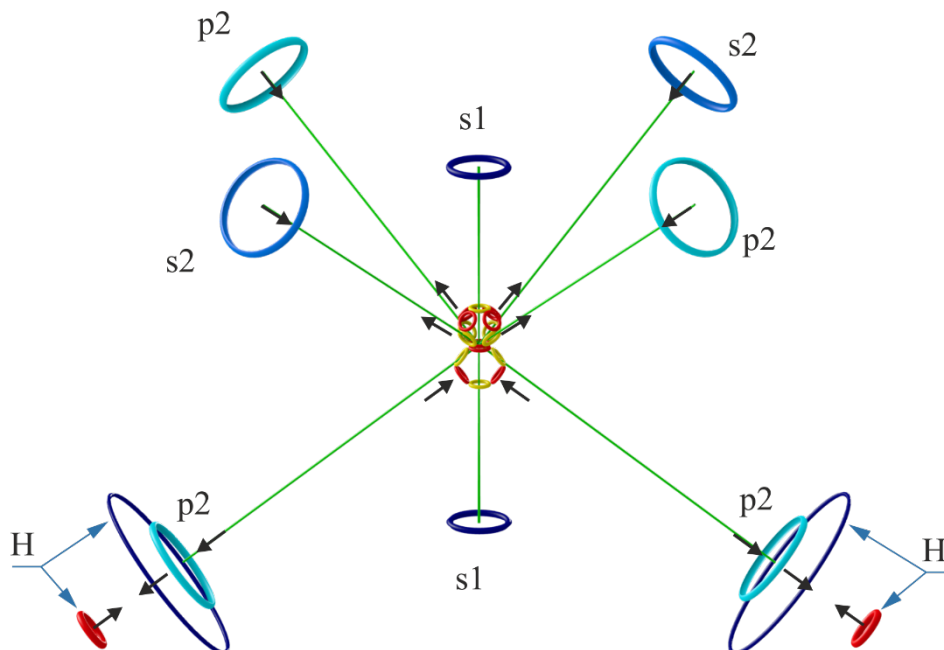
9.4 KOVALENTNÍ VAZBA

Pro vznik „kovalentní vazby“ [1.4] v modelech podle RT je nezbytné, aby magnetické momenty vazebních elektronů μ_e byly paralelní, (obr. 9.8). Pokud se struktury modelů elektronů dostanou do dostatečně blízké pozice, nastane dynamická rovnováha vstupujících sil elektrických polí a magnetických polí obou elektronů. Vzdálenost prstenců modelů elektronů takto vzniklé kovalentní vazby je pro model molekuly vodíku $d_k = 3.2 \cdot 10^{-13} \text{ m}$ [1.4].



Obr. 9.8. Schéma rozložení, působení elektrických a magnetických polí vyjádřených pomocí siločar, orientace spinů při vzniku kovalentní vazby v modelu atomu.

9.5 MODEL MOLEKULY H₂O



Obr. 9.9. Schéma modelu molekuly vody H₂O podle RT.

9.5.1 Vyjádření vzdáleností pro osamocenou molekulu vody

Pro výpočet vzdáleností $d_1 + d_2$ (obr. 9.11) molekuly vody v navrženém modelu podle RT potřebujeme spojit do kovalentní vazby elektron atomu vodíku $1s$ s elektronem atomu kyslíku $2p$. Ve vazbě O-H vstupuje, a má také vliv, elektrické pole se svými silovými účinky do efektů vazeb mezi protony vodíku a kyslíku F_{e-pp} . Silové působení vyjádřené pomocí vektorů F_{el} v ose x budeme uvažovat z Coulombova zákona [1.6] podle vztahu (116) a vektor sil magnetického pole F_{mg} v ose x budeme uvažovat podle dříve odvozeného vztahu (117). Rovnice pro vyjádření dynamické rovnováhy sil v modelu, obr. 9.11, tak bude obsahovat členy

$$2F_{1el,x} - 4 \cdot F_{1mg,x} - (2F_{2el,x} - 4 \cdot F_{2mg,x}) - F_{e-pp,x} = 0 . \quad (129)$$

Kde $F_{1el,x}$ je složka vektoru elektrické síly prvního elektronu v ose x , $F_{2el,x}$ je složka vektoru elektrické síly druhého elektronu v ose x , $F_{1mg,x}$ je složka vektoru magnetické síly prvního elektronu v ose x , $F_{2mg,x}$ je složka vektoru magnetické síly druhého elektronu v ose x , $F_{e-pp,x}$ je složka vektoru elektrické síly mezi protony vodíku a kyslíku v ose x . Po provedení výpočtu a nalezení vzdáleností pro minimální sílu vychází vzdálenost

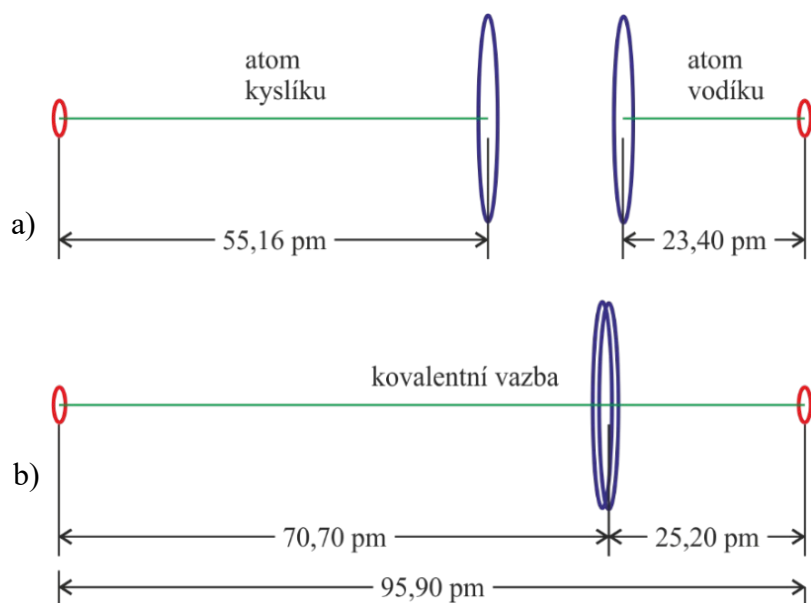
$$d_1 = 7.07 \cdot 10^{-11} \text{ m} , \quad (130)$$

a vzdálenost

$$d_2 = 2.52 \cdot 10^{-11} \text{ m} . \quad (131)$$

Celková vyčíslená vzdálenost pro vazby O-H je zobrazena v grafu obr. 9.10

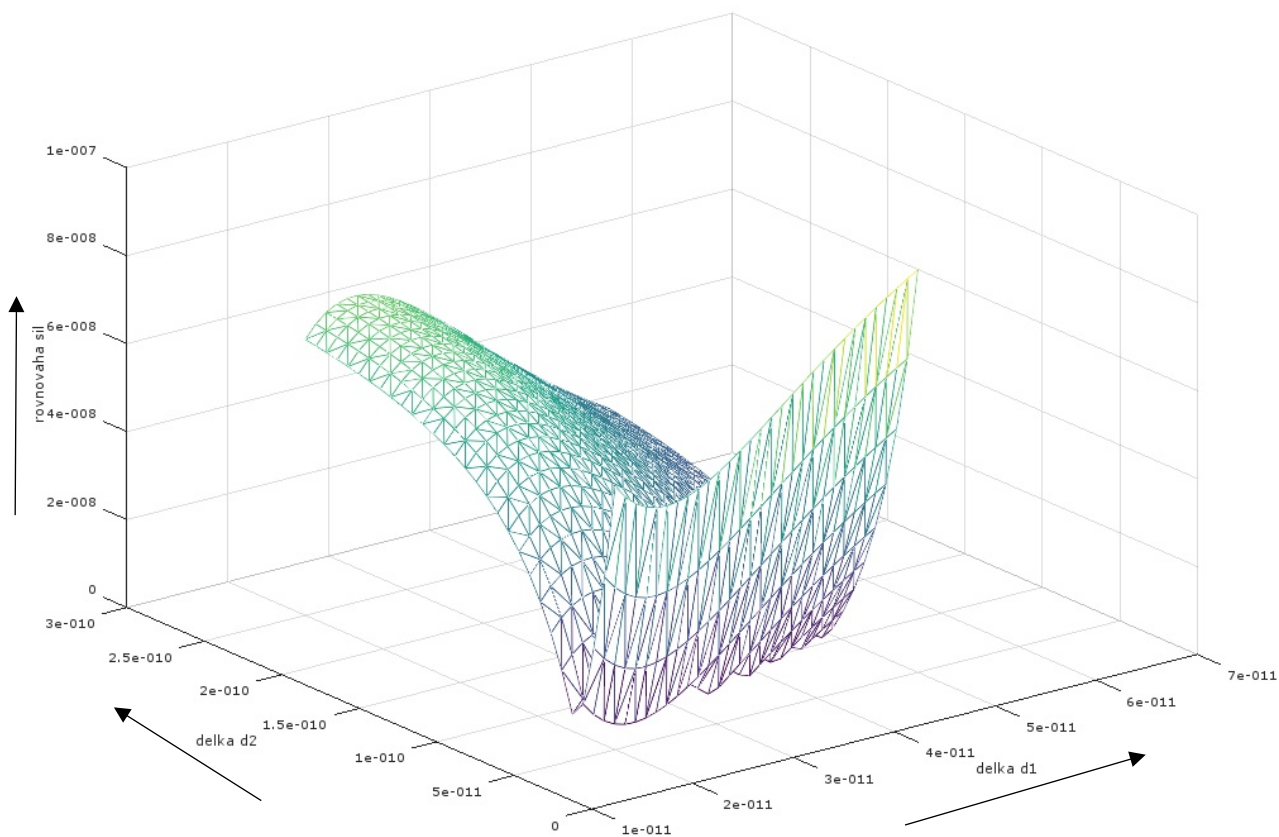
$$d_1 + d_2 = 9.59 \cdot 10^{-11} \text{ m} . \quad (132)$$



Obr. 9.10. Zobrazení vyjádřených a vyčíslených vzdáleností d_1 a d_2 u a) modelů samostatných atomů kyslíku a vodíku, b) velikosti vzdáleností při dosažení kovalentní vazby molekuly vody.

Experimentálně naměřené hodnoty pro molekulu plynné vody jsou O-H délka $d_1 + d_2 = 9.5718 \cdot 10^{-11} \text{ m}$, H-O-H úhel 104,474 [9.15].

min sila je: 5.45e-011 pro d1: 2.52e-011 d2: 7.07e-011 d=d1+d2: 9.59e-011

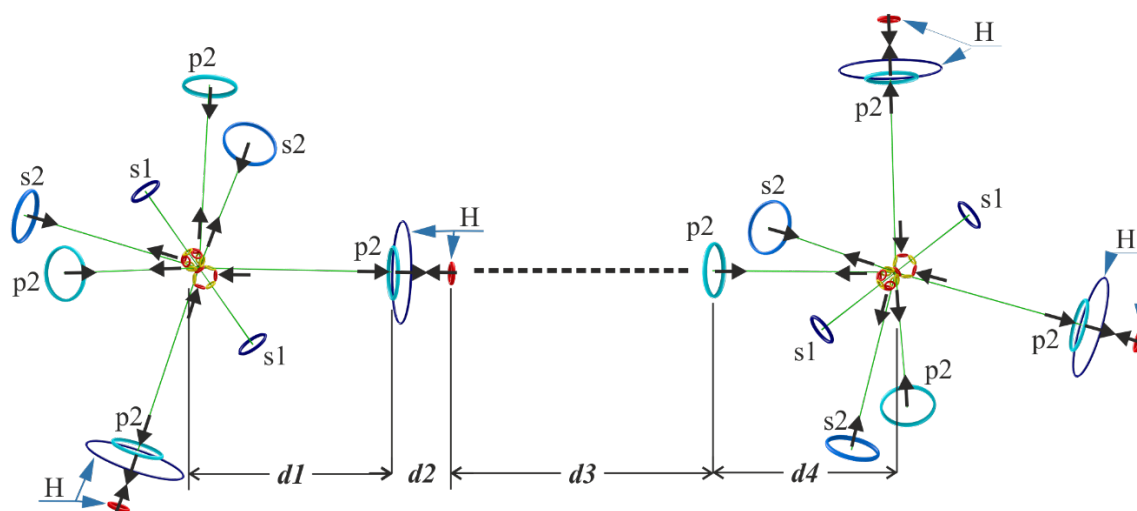


Obr. 9.11. Grafické vyjádření závislosti modulů sil a vzdáleností d_1 a d_2 modelu molekuly vody.

9.6 MODEL VODÍKOVÉ VAZBY

Na obrázku obr. 9.12 je graficky zachycen schématický/symbolický model vazby dvou osamocených molekul H_2O .

Vodíková vazba je definována jako nekovalentní vazba mezi atomem vodíku [9.1] s deficitem elektronů a místem s vysokou elektronovou hustotou. Vodíková vazba je nejčastěji typu $\text{X-H}\cdots\text{Y}$, kde X a Y jsou elektro-negativní atomy (kde X jsou například prvky F, O, N, ale i C) a Y navíc obsahuje volné elektronové páry. Kromě vodíkových vazeb $\text{O-H}\cdots\text{O}$, $\text{N-H}\cdots\text{O}$, $\text{F-H}\cdots\text{F}$, známe také vazby, ve kterých protonovým akceptorem jsou systémy s de-lokalizovanými elektrony [9.1]. Příkladem je poměrně silná vodíková vazba mezi molekulou vody a benzenem ($\text{O-H}\cdots\pi$). Při tvorbě vodíkové vazby $\text{X-H}\cdots\text{Y}$ dojde k prodloužení vazby X-H. Pás příslušející valenční vibraci vazby X-H se posune a změní frekvenční charakteristiku s posuvem směrem k delším vlnovým délkám a tento velmi charakteristický jev se nazývá červený posun [9.1].



Obr. 9.12. Model symbolického zobrazení vodíkové vazby dvou osamocených molekul vody podle RT.

Vodíková vazba je nejsilnější, jestliže atomy X, H a Y ve vazbě $\text{X-H}\cdots\text{Y}$ mají „lineární“ uspořádání, obr. 9.12.

Dvě hypotézy podávají teoretickou interpretaci vodíkové vazby. První, založený na převládajícím elektrickém poli v modelu, popisuje vznik vodíkové vazby na vyhodnocení energií W [9.1], s jejich vyjádřením a na jejich základě deduktivního přístupu zobecněním závěrů. Druhý model, založený na přenosu elektronu mezi systémy předložil Coulson v polovině minulého století [9.7].

Vysvětlení modelu vodíkové vazby podle Prstencové teorie (RT) budeme popisovat pomocí obecně platné Maxwellovy teorie elektromagnetického pole [11], [1.6] a formulovaného odpovídajícího dynamického systému silových účinků, kterými na sebe vzájemně působí prvky celé soustavy strukturálního pojetí modelu hmoty. Vyjádření parametrů vzdáleností provedeme postupně v několika krocích, jak je naznačeno symbolicky v obr. 9.12. Bude se jednat o tyto kroky:

1. Určení vzdálenosti proton – elektron u atomu vodíku, relace (123),

2. Určení vzdálenosti proton – elektron $2p$ u atomu kyslíku, relace (128),
3. Určení vzdálenosti $d_1 + d_2$ mezi protonem vodíku a protonem kyslíku u osamocené molekuly vody, relace (132),
4. Určení vzdálenosti $d_2 + d_3$ mezi elektronem vodíku donoru a elektronem $2p$ akceptoru molekuly kyslíku,
5. Určení vzdálenosti d_4 proton – elektron $2p$ u atomu kyslíku.

Pro vyčíslení vzdálenosti $d_2 + d_3$, obr. 9.12, mezi elektronem a protonem vodíku donoru a elektronem $2p$ akceptoru molekuly kyslíku potřebujeme spojit vazby protonu atomu vodíku se svým $1s$ elektronem a kovalentně svázaným elektronem $2p$ atomu kyslíku, a na druhé straně vazbu s elektronem $2p$ atomu kyslíku akceptoru. V celkové vazbě bude hrát nepatrnou roli i odpudivá elektrická síla mezi svázanými protony vodíku a kyslíku F_{pp} . Sílu elektrického pole F_{el} v ose x budeme počítat podle vzorce (116) a sílu magnetického pole F_{mg} v ose x budeme počítat podle vzorce (117).

Rovnice pro výpočet dynamické rovnováhy sil tak bude obsahovat členy

$$F_{1el,x} - 4 \cdot F_{1mg,x} - (F_{2el,x} - 4 \cdot F_{2mg,x}) - F_{e-pp,x} = 0 \quad (133)$$

Po provedení a vyhodnocení vzdáleností pro minimální sílu vychází vzdálenost

$$d_2 = 4.45 \cdot 10^{-11} \text{ m} , \quad (134)$$

a vzdálenost d_3

$$d_3 = 11.9 \cdot 10^{-11} \text{ m} . \quad (135)$$

Celková vypočítaná velikost vazby $d_2 + d_3$ je znázorněna pomocí grafické interpretace, obr. 9.13,

$$d_2 + d_3 = 16.4 \cdot 10^{-11} \text{ m} . \quad (136)$$

Celková vzdálenost d vodíkové vazby u osamocené molekuly vody je součtem jednotlivých vzdáleností

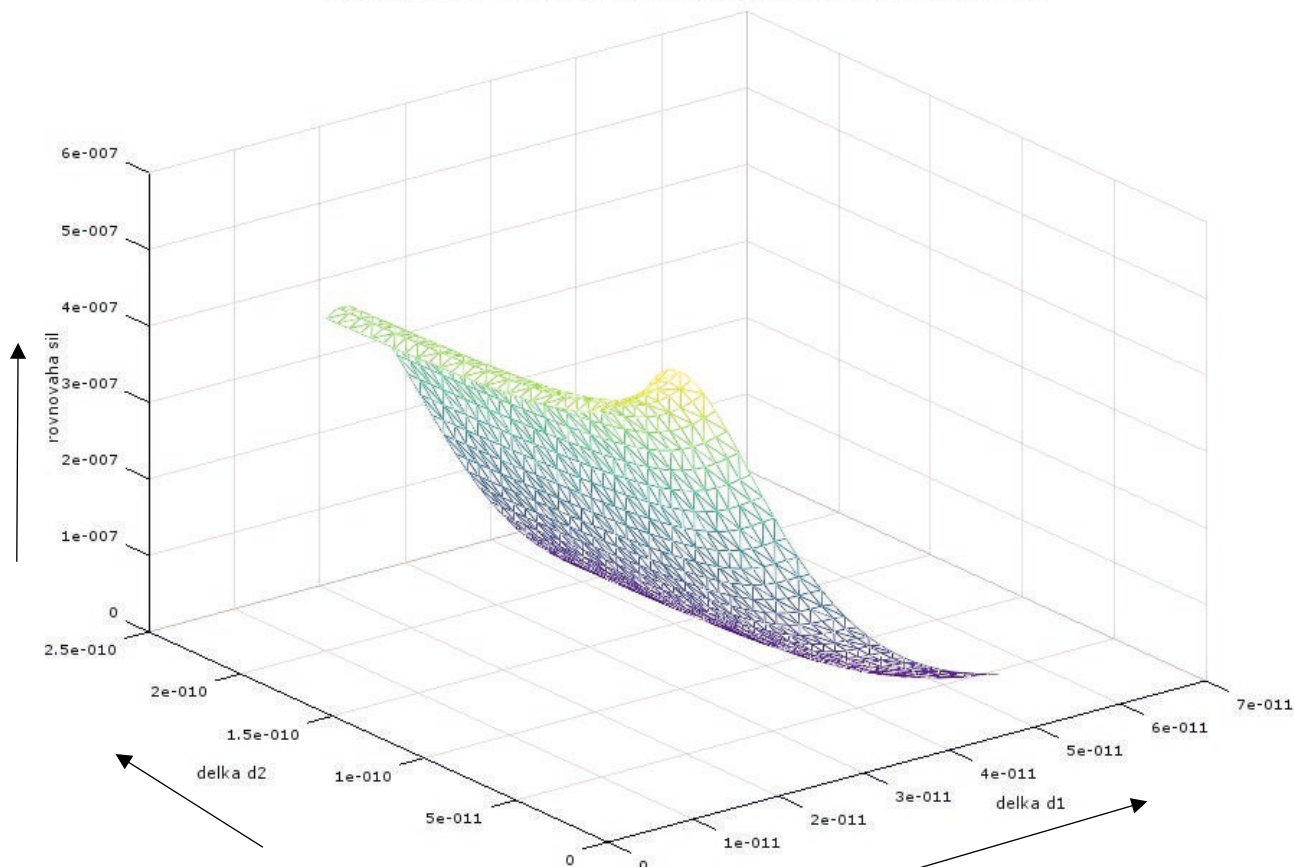
$$d = d_1 + d_2 + d_3 + d_4 ,$$

$$d = (7.07 + 4.45 + 11.9 + 5.52) \cdot 10^{-11} = 28.94 \cdot 10^{-11} \text{ m} . \quad (137)$$

Experimentálně naměřená velikost vodíkové vazby je $d = 28.1 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ [9.14].

Z uvedených vyčíslení vidíme, že při vzniku vodíkové vazby v modelech RT vzroste rozměr prostoru modelovaného objektu $d_1 + d_2$ u osamocené molekuly vody o $\Delta d = 1.93 \cdot 10^{-11} \text{ m}$, což se projeví jevem experimentálně ověřitelným jako tzv. červený posun valenční vibrace vazby X-H.

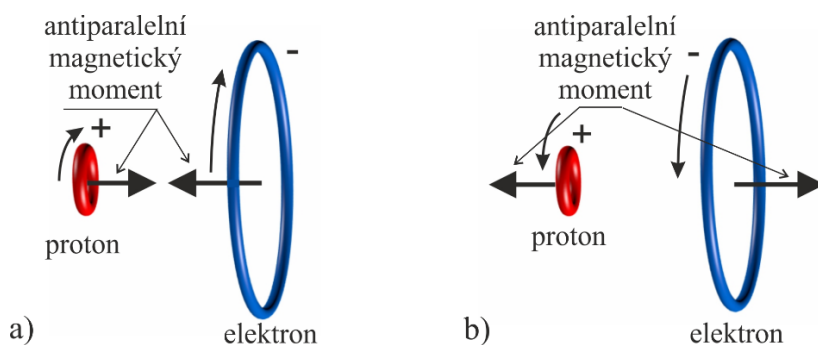
min sila je: 5.43e-011 pro d2: 4.45e-011 d3:1.19e-010 d=d2+d3: 1.64e-010



Obr. 9.13. Grafické zobrazení modulů sil a vzdálenosti pro dynamickou rovnováhu modelu vodíkové vazby vody d_2+d_3 .

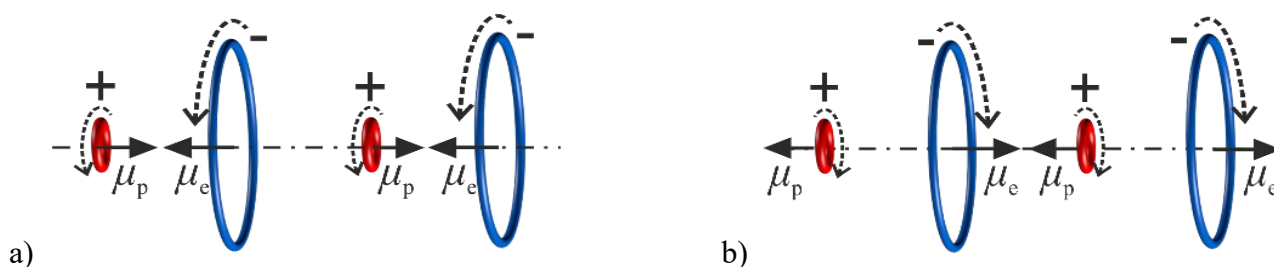
9.7 ORTHO-VODA, PARA-VODA

Pokusíme se, pomocí navrženého přístupu modelování struktury hmoty, navrhnout model modifikovaných variant osamocené molekuly vody, s různými typy anizotropie diskutovaných jako orto a para – voda. Podle RT [1.4] je možné sestavit atomy vodíku se shodnou orientací rotací protonu a elektronu v antiparalelním postavení jejich magnetických momentů μ_m dvěma způsoby, obr. 9.14. Strukturu atomu vodíku s magnetickými momenty protonu μ_p a elektronu μ_e orientovanými šípkami vektorů k sobě můžeme nazvat in-hydrogen, a strukturu atomu vodíku s magnetickými momenty protonu μ_p a elektronu μ_e orientovanými šípkami vektorů směrem od sebe můžeme nazvat out-hydrogen. Uvažujme, že vzájemný poměr výskytu „in“ a „out“ atomů vodíku je závislý na teplotě makroskopického množství látky.



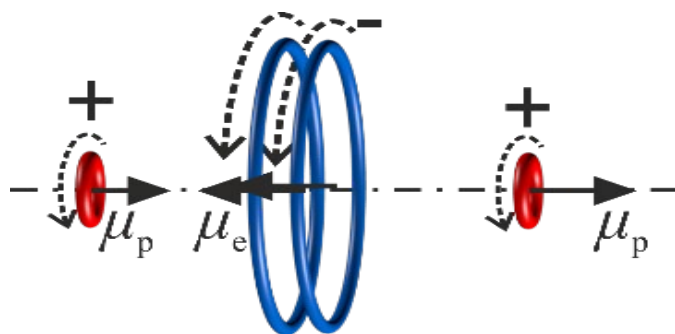
Obr. 9.14. Symbolicky vyjádřený geometrický model atomu vodíku s rozdílnými orientacemi magnetických momentů elementů (proton, elektron) a) in-hydrogen, b) out-hydrogen.

Takto navržené modely dvou typů atomů vodíku pak tvoří v parametrech rozdílné typy dvouatomových molekul. Potom *ortho*-vodík je podle RT tvořen dvěma atomy stejného typu, které jsou řazeny lineárně za sebou se střídavým pořadím proton-elektron-proton-elektron, obr. 9.15.



Obr. 9.15. Symbolicky zachycený geometrický model molekuly *ortho*-vodíku H₂ tvořený atomy typu a) „in“, b) „out“.

Para-vodík je podle RT tvořen oběma typy atomů v lineárním uspořádání proton-elektron-elektron-proton, schematicky, pomocí symbolů, zachycený v obr. 9.16.

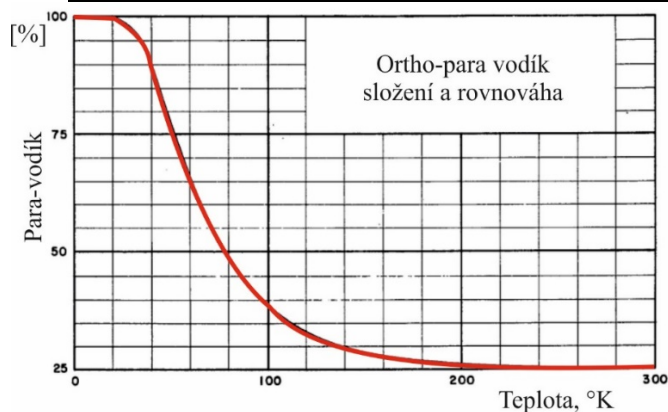


Obr. 9.16. Symbolicky zobrazený geometrický model molekuly *para*-vodíku H₂ tvořený jedním atomem vodíku typu „in“ a druhým atomem typu „out“.

Z pohledu navrhovaného modelu struktury atomu je nutnou podmínkou pro vznik struktur orto/para shodný směr „rotace“ protonů a elektronů (směr postupného maxima elektrického náboje v prostoru toroidu elementu struktury) na společné ose prstenců a antiparalelní orientace magnetických momentů mezi protony μ_p a elektrony μ_e . Za nižších teplot (než pokojová, než kapalného dusíku) je pravděpodobnější vznik *para*-vodíku, se stoupající teplotou roste i pravděpodobnost a míra koncentrace výskytu *ortho*-vodíku. [9.2].

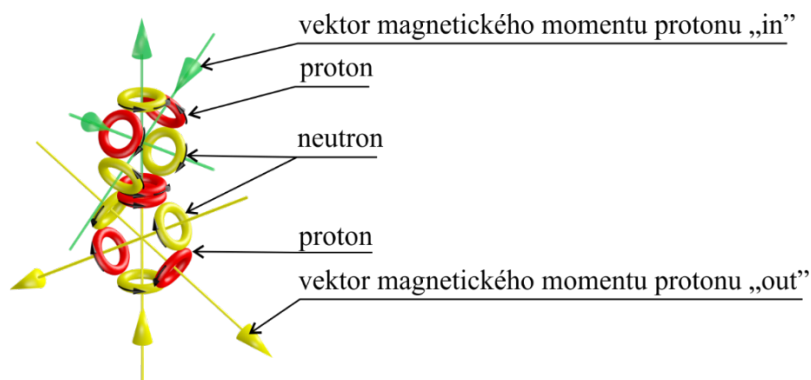
Tab. 9.1 Teplotní závislost koncentrace *para*-vodíku

Teplota [K]	Koncentrace <i>para</i> -vodíku [%]
10	99,9999
20	99,821
50	77,054
100	38,620
200	25,974
300	25,072



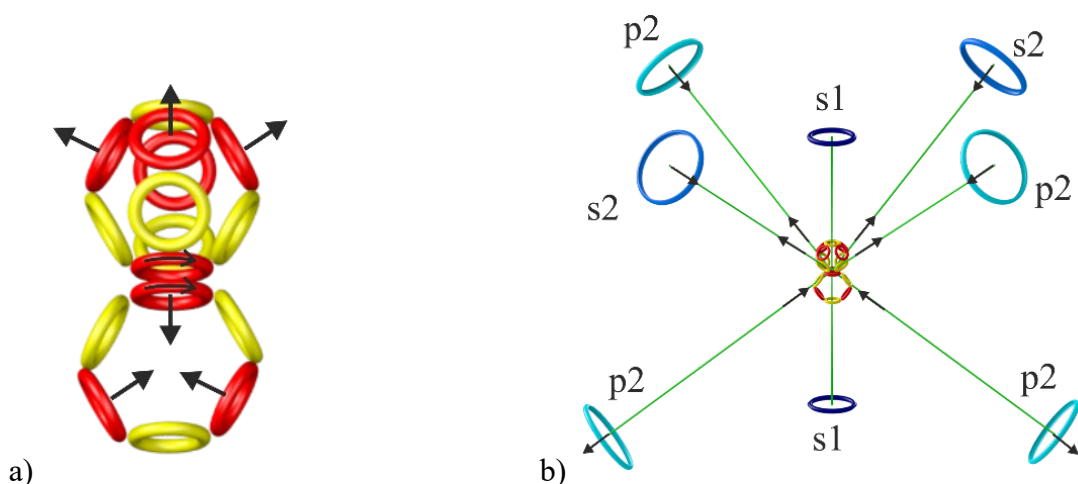
Obr. 9.17. Tabulka koncentrací a grafické zobrazení poměru procentuálního zastoupení ortho/para vodíku H_2 v závislosti na teplotě [9.2].

Podle zásad RT [1.4] jsou jádra atomů sestavena z tzv. globulí tak, že sousední globule mají magnetické momenty protonů orientovány opačně (vektory momentů jsou souběžné ale protisměrné). Jestliže u jedné globule jsou vektory magnetických momentů protonů orientovány kladným směrem, pak u sousední globule jsou orientovány vektory momentů záporně vzhledem k povrchu globule, obr. 9.18.



Obr. 9.18. Symbolické vyjádření modelu struktury jádra atomu uhlíku (C) s dvojitým směrem orientace vektorů magnetických momentů.

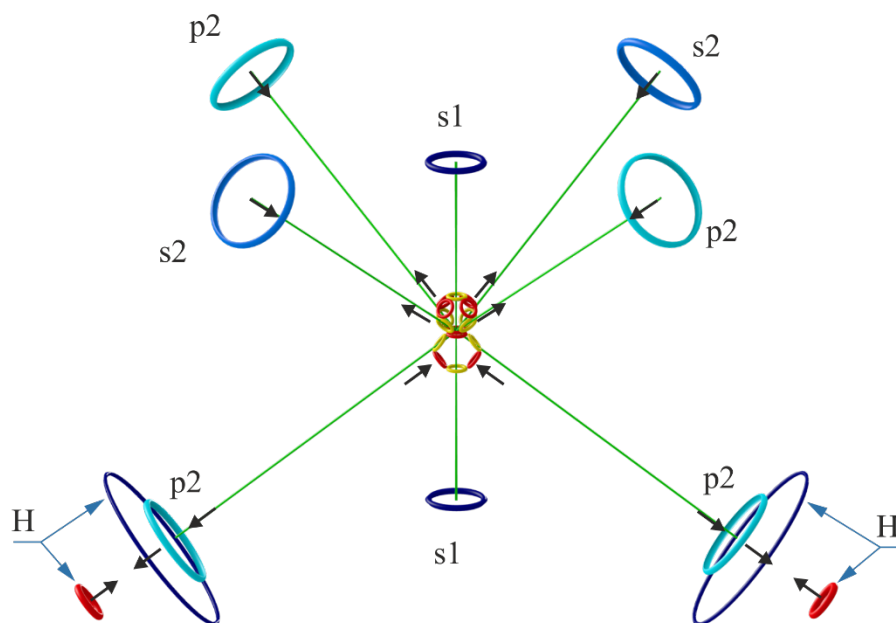
Důsledkem takové možnosti konfigurace struktury modelu jádra je dvojitá orientace vektorů magnetických momentů elektronů vždy tak, aby magnetické momenty protonů a elektronů na společné ose byly vždy v antiparalelní pozici. Pokud u globule směřují magnetické momenty protonů kladným směrem (orientovány vektorem směrem do struktury), pak magnetické momenty elektronů vázané k těmto protonům musí být orientovány záporným směrem (směřovat vektorem ze struktury), jak je symbolicky naznačeno v obr. 9.19.



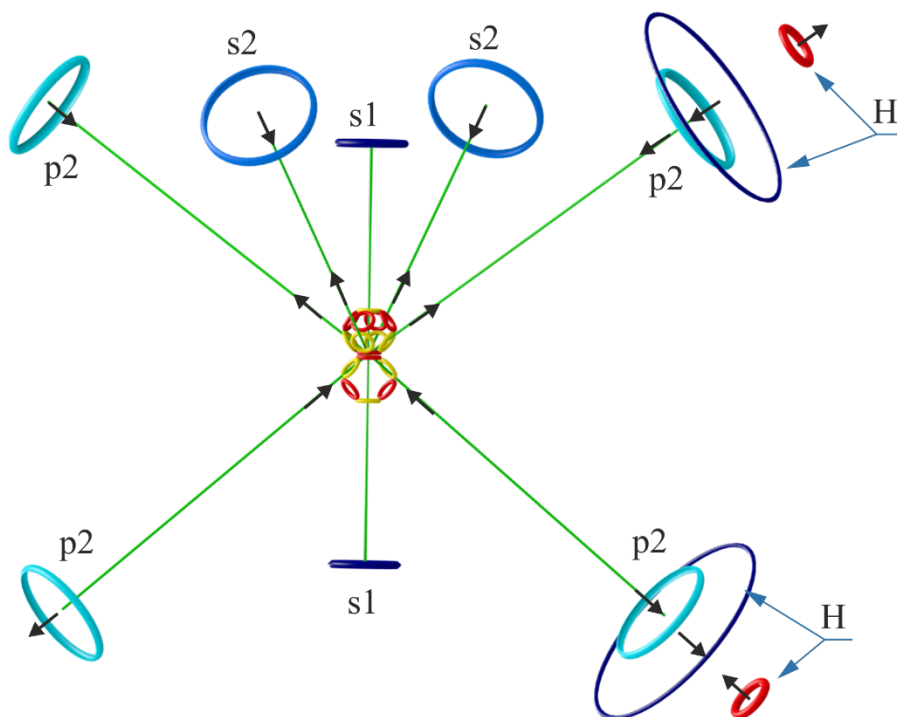
Obr. 9.19. Schéma modelu struktury H_2O a orientace vektorů magnetických momentů μ_m a) jádra atomu kyslíku, b) elektronového obalu atomu kyslíku.

Pokud má atom kyslíku v pojetí chemického přístupu reagovat s vodíkem a vytvořit kovalentní vazbu, musí mít v místě vazby oba modely elektronů se shodným směrem časové změny elektrického náboje q ve struktuře (povrch toroidu) na společné ose elementu struktury a jejich vektory magnetických momentů μ_m musí být v pozici paralelních vektorů, jak je naznačeno v obr. 9.19a).

Na základě výše popsané struktury modelu atomového jádra kyslíku a jeho elektronového obalu existuje molekula vody ve formě dvou „izomerů“, ortho a para – podle toho, zda magnetické momenty obou vodíkových atomů mají souhlasnou orientaci magnetických momentů μ_m vzhledem k jádru kyslíku (obr. 9.20), nebo každý model atomu vodíku má vůči modelu jádra kyslíku opačnou orientaci magnetických momentů μ_m svých elektronů (obr. 9.21).



Obr. 9.20. Schematicky zobrazený model struktury jádra a elektronového obalu molekuly ortho- H_2O .

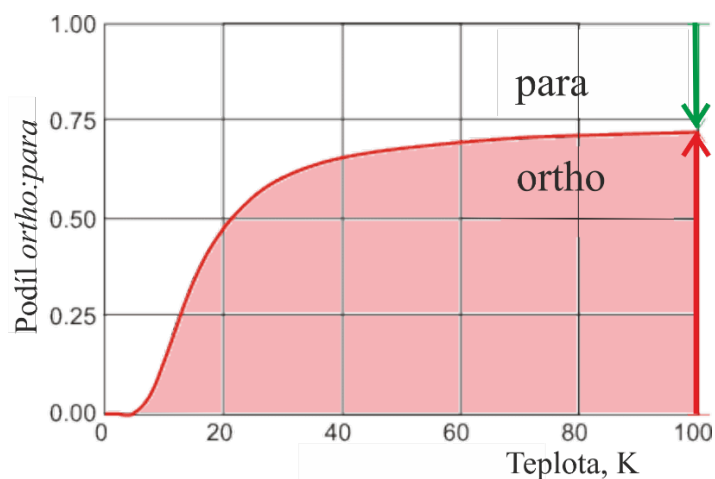


Obr. 9.21. Schematicky zobrazený model struktury jádra a elektronového obalu molekuly para-H₂O.

Fyzikální vlastnosti obou takto modelovaných forem osamocené molekuly vody jsou z vnějšího pohledu téměř shodné. Vzhledem k tomuto stavu je obtížné od sebe obě formy v experimentálním stavu oddělit. Nabízí se použití efektů elektrického pole při působení na uvažovanou strukturu. Takto separované formy rozdílných vlastností molekul H₂O byly podrobeny experimentálním zkouškám, během kterých se zjistilo, že para-voda reaguje přibližně o 25 % rychleji než ortho-voda v chemickém pojetí a přístupu k experimentům [9.3].

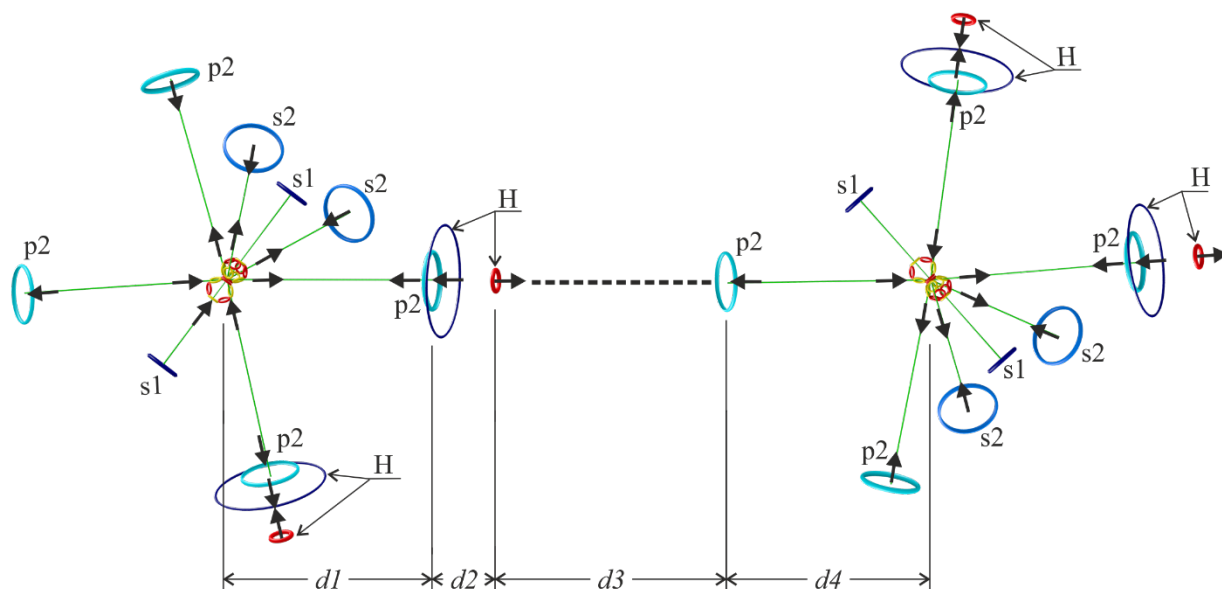
Pozorovaný fenomén a vlastnosti forem molekuly byl dále interpretován na základě navrženého modelu duálního charakteru homogenního mnoha molekulového složení vody v kapalně fázi, jako roztoku dvou smíšených tekutin sestávajících z komplexů molekul s vodíkovými vazbami, které se liší koncentrací a strukturou vodíkové vazby. [9.4] Podíl objemového množství molekul *ortho* ku *para* vodě V_{ortho}/V_{para} se mění v závislosti na teplotě T zkoumaného vzorku. Při teplotě T blízké 0°K je 100 % molekul vody typu para. Se zvyšující se teplotou narůstá podíl ortho vody a v kapalně fázi vodě při pokojové teplotě je tento podíl uvažován $V_{ortho}/V_{para} \approx 3:1$, jak je graficky zachyceno v obr. 9.22 [9.5].

Modelované molekuly formy para-H₂O se podle vyhodnocení modelu z RT liší strukturou molekuly, nevykazují v základním dynamicky stabilním stavu plně volnou formu pohybu elektrického náboje ve své struktuře, nereagují výrazně na vnější magnetické pole a liší se odlišným rozmístěním hustoty elektrického náboje z pohledu ustáleného stavu.



Obr. 9.22. Grafické zobrazení objemového podílu $V_{\text{orto}}/V_{\text{para}}$ molekul ortho, para H_2O v závislosti na teplotě T [9.5].

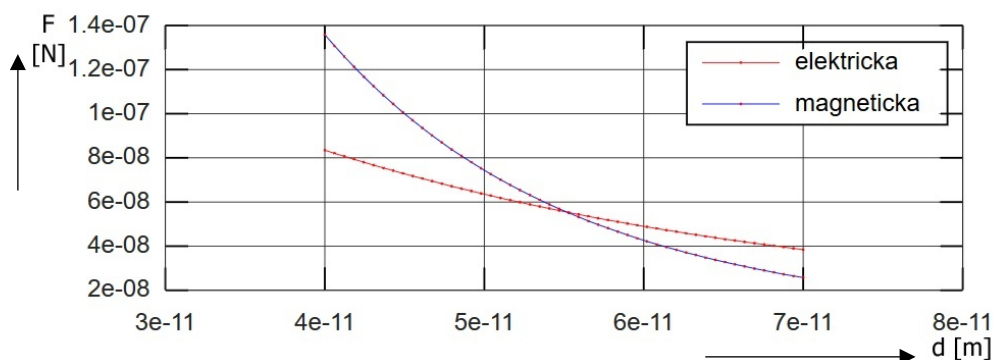
9.7.1 Vyjádření vodíkové vazby u formy para – H_2O



Obr. 9.23. Schéma modelu struktury vodíkové vazby mezi dvěma molekulami para – H_2O .

Pro vyjádření a vyčíslení parametrů modelu vodíkové vazby mezi dvěma molekulami para- H_2O budeme vycházet se schéma modelu molekuly para- H_2O (obr. 9.21), ve kterém bude vodíková vazba tvořena v oblasti donoru i akceptoru shodnými molekulami para- H_2O , jak je symbolicky naznačeno v obr. 9.23.

Vzdálenost d_1 je v modelu atomu kyslíku tvořena elektronem na hladině $2p$ a je podle vztahu (128) $d_1 = 5.516 \cdot 10^{-11} \text{ m}$, (obr. 9.24).



Obr. 9.24. Grafické vyhodnocení vzdáleností dynamického rovnovážného stavu elementů pro d_1 u modelu atomu kyslíku.

Pokud však v modelu připojíme k atomu kyslíku atom vodíku v kovalentní vazbě, změní se rozložení elektromagnetických sil a tím i vzdálenost d_1 . Vztah pro vyjádření dynamické rovnováhy sil pro uvažované uspořádání tak bude obsahovat členy

$$2F_{1el,x} - 4 \cdot F_{1mg,x} - (2F_{2el,x} - 4 \cdot F_{2mg,x}) - F_{e-pp,x} = 0 . \quad (138)$$

Po provedení vyčíslení hodnoty vzdáleností při minimální výsledné síle vychází vzdálenost

$$d_1 = 7.18 \cdot 10^{-11} m , \quad (139)$$

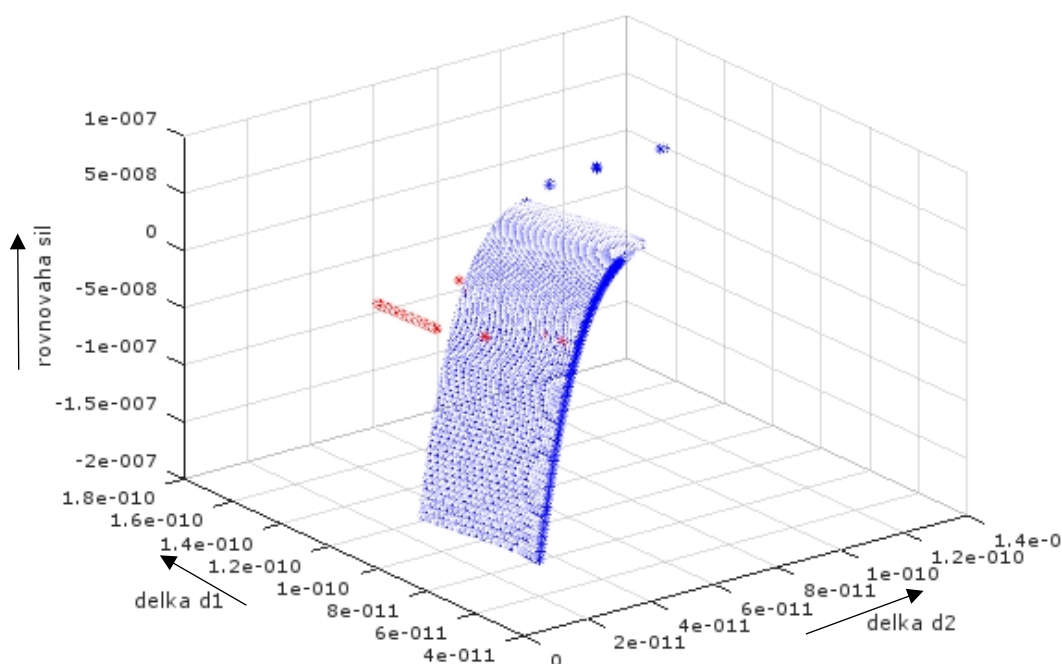
pak vzdálenost d_2 v modelu mezi elektronem a protonem atomu vodíku je

$$d_2 = 3.77 \cdot 10^{-11} m . \quad (140)$$

Celková vyčíslená vzdálenost u vazby O-H je zobrazena v grafu v obr. 9.25 a nabývá hodnoty

$$d_1 + d_2 = 11.0 \cdot 10^{-11} m . \quad (141)$$

min síla je: 1.11e-009 pro d2: 3.77e-011 d1: 7.18e-011 d=d1+d2: 1.10e-010



Obr. 9.25. Grafické zobrazení závislosti vzdáleností u dynamicky rovnovážného stavu modelu pro d_1 a d_2 molekuly H_2O .

Pro nalezení vzdálenosti $d_2 + d_3$ (obr. 9.23) mezi modelovaným elektronem a protonem vodíku donoru a elektronem 2p akceptoru molekuly kyslíku použijeme vztah rovnovážného stavu

$$F_{1el,x} - 4 \cdot F_{1mg,x} - (F_{2el,x} - 4 \cdot F_{2mg,x}) - F_{e-pp,x} = 0 \quad (142)$$

Po provedení vyčíslení vzdáleností dynamické rovnováhy vychází vzdálenost

$$d_2 = 4.18 \cdot 10^{-11} m, \quad (143)$$

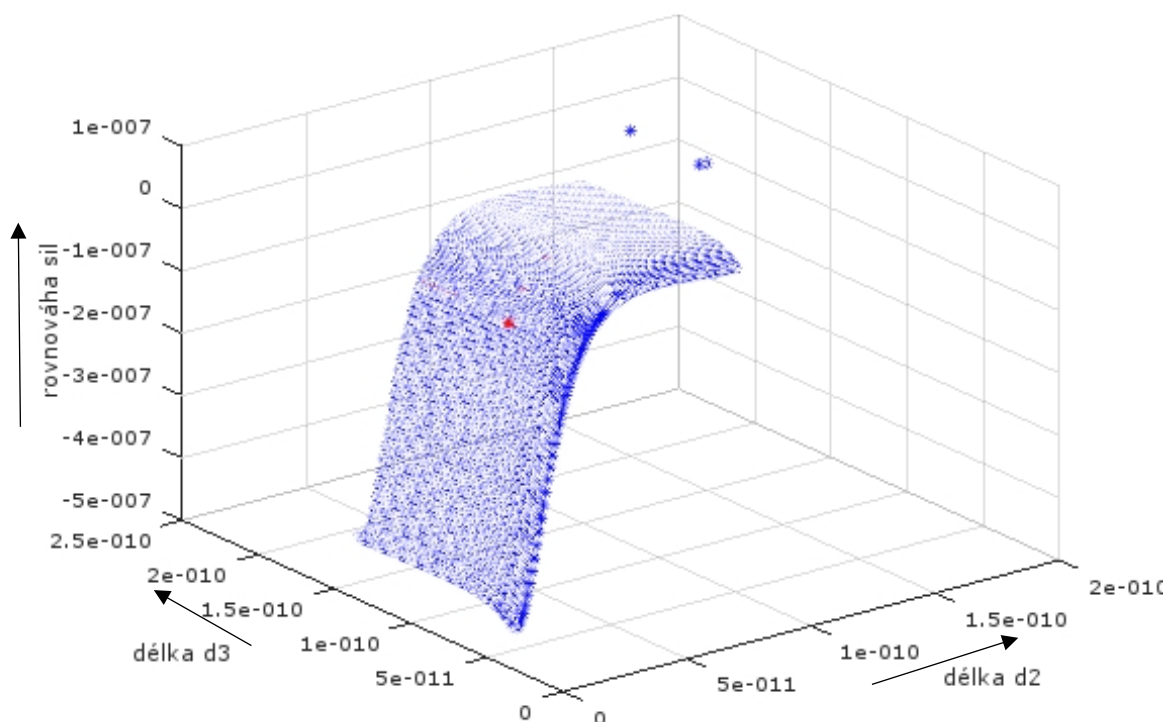
dále vzdálenost

$$d_3 = 9.14 \cdot 10^{-11} m. \quad (144)$$

Celková vzdálenost elementů pro uvažovanou vazbu $d_2 + d_3$ a její závislost na vzdálenostech je znázorněna v obr. 9. 26

$$d_2 + d_3 = 13.3 \cdot 10^{-11} m. \quad (145)$$

min síla je: 2.53e-009 pro d2: 4.18e-011 d3: 9.14e-011 d=d2+d3: 1.33e-010



Obr. 9.26. Grafické zobrazení závislostí vzdáleností u dynamicky rovnovážného stavu modelu pro d_2 a d_3 molekuly para- H_2O .

V případě vyjádření vzdálenosti $d_3 + d_4$ (obr. 9.23) mezi modelem protonu vodíku jako donoru a modelem elektronu 2p jako akceptoru modelované molekuly kyslíku a protonu atomu kyslíku použijeme vztah vyjádření dynamické rovnováhy sil, která bude obsahovat členy

$$F_{1el,x} - 3 \cdot F_{1mg,x} - (F_{2el,x} - 3 \cdot F_{2mg,x}) - F_{e-pp,x} = 0 \quad (146)$$

Po úpravě a nalezení vzdáleností při minimální síle v rovnovážném stavu je

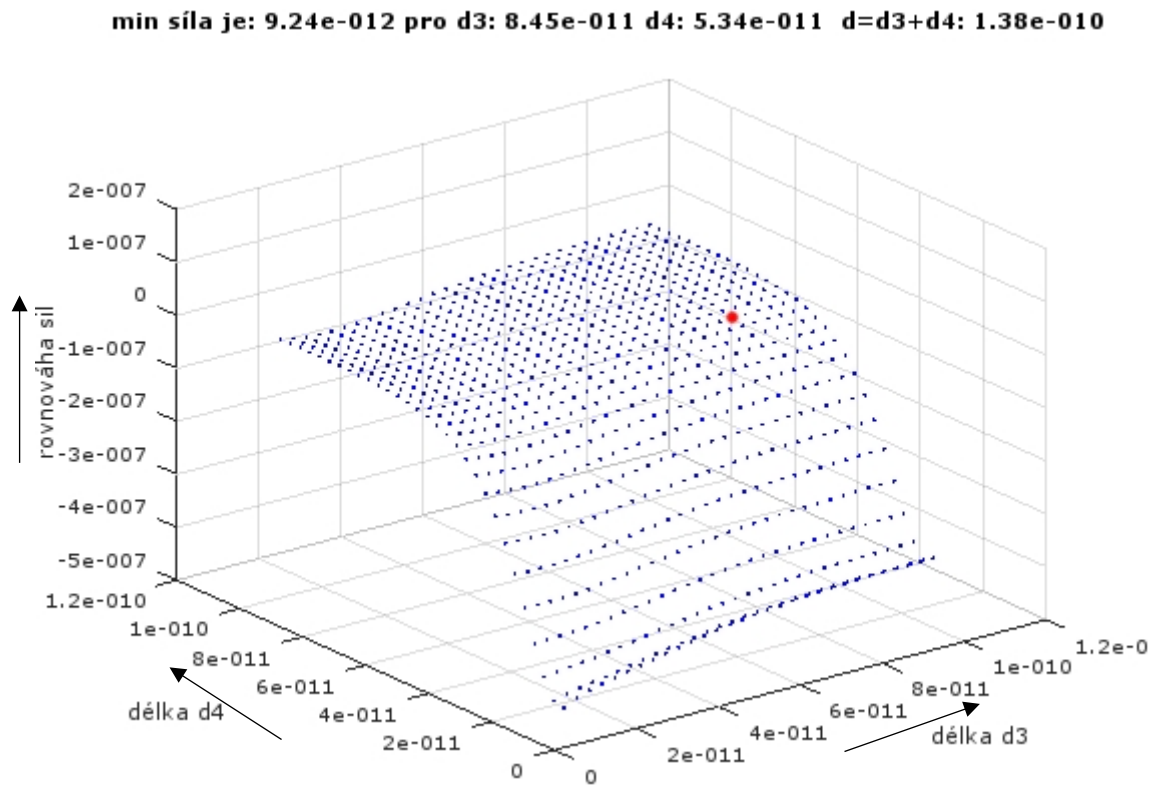
$$d_3 = 8.45 \cdot 10^{-11} \text{ m} , \quad (147)$$

dále vzdálenost

$$d_4 = 5.34 \cdot 10^{-11} \text{ m} . \quad (148)$$

Celková vzdálenost pro uvažovanou vazbu $d_3 + d_4$ je graficky znázorněna v obr. 9.26.

$$d_3 + d_4 = 13.8 \cdot 10^{-11} \text{ m} . \quad (149)$$



Obr. 9.27. Grafické zobrazení závislosti vzdáleností u dynamicky rovnovážného stavu modelu pro d_3 a d_4 molekuly para- H_2O .

Celková vzdálenost d pro nastavení rovnovážného stavu vodíkové vazby u modelu molekuly para-vody je součtem jednotlivých vzdáleností

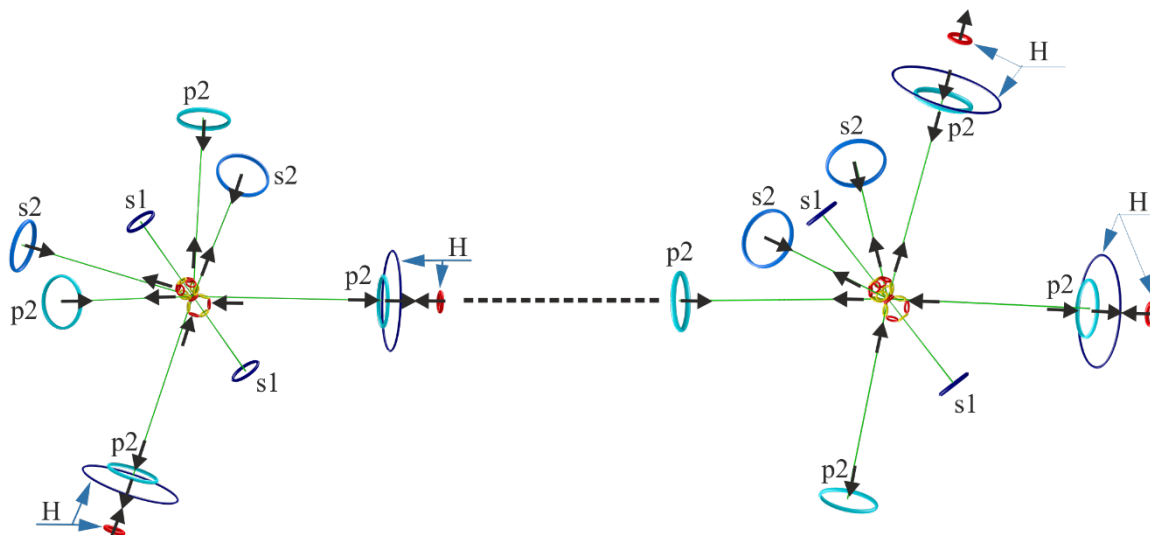
$$d = d_1 + d_2 + d_3 + d_4 , \quad (150)$$

$$d = (7.18 + 4.18 + 8.45 + 5.34) \cdot 10^{-11} = 25.15 \cdot 10^{-11} \text{ m} . \quad (151)$$

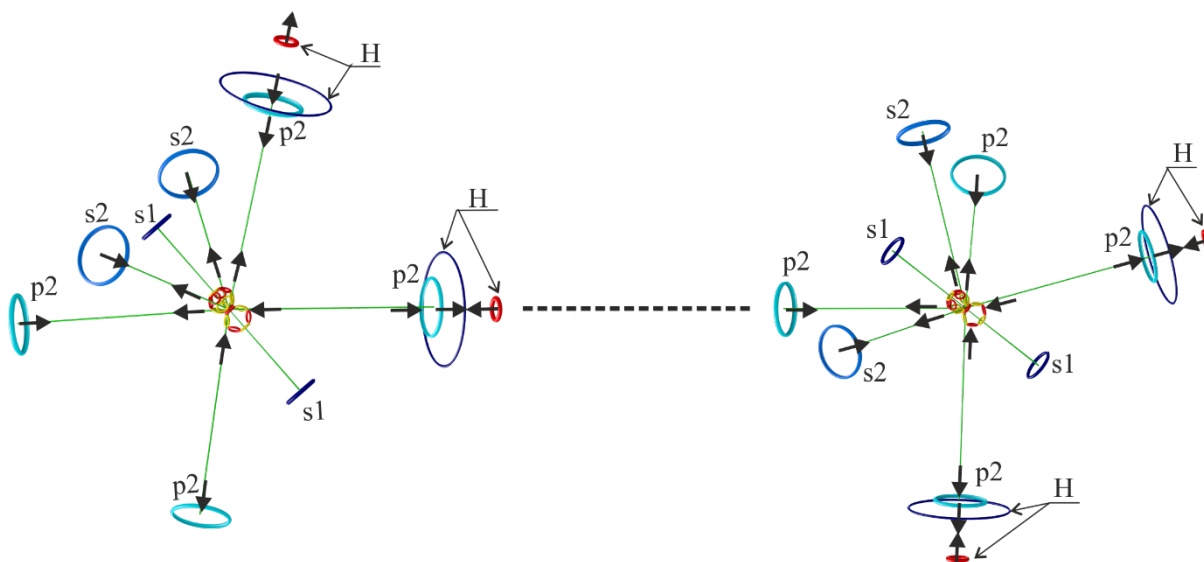
Z uvedených vyčíslení (137) je patrné, že při vzniku vodíkové vazby vzroste velikost vzdálenosti v modelu při rovnovážném stavu vazby z $d_1 + d_2$ u modelu molekuly vody o $\Delta d = 0.41 \cdot 10^{-11} \text{ m}$, což se projeví ve frekvenčním spektru tzv. červeným posunem vazby O-H.

Naopak, u zkoumaného modelu jiných forem (para, ortho) a jeho vlastností molekuly H_2O můžeme pozorovat zkrácení celkové délky d vodíkové vazby H_2O vzhledem k modelům molekul para H_2O o $\Delta d = 3.79 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ a rozměru vlastního vodíkového můstku H_2O o $\Delta d = 3.45 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ vzhledem k délce vazeb u modelu ortho- H_2O (137).

Na základě takto vyhodnoceného zkrácení vzdálenosti vazby rovnovážného stavu systému prvků modelu se můžeme domnívat, že vodíkové vazby pro formu para- H_2O jsou silnější a při dynamických změnách trvají déle časy jejich rozpadu než pro vodíkové vazby ortho- H_2O [9.3]. Je tedy možné, že ortho- H_2O a para- H_2O tvoří mezi sebou oddělené kyslíkové vazby s para H_2O , přičemž výhodné jsou v tetrahedrálně uspořádaných klastrech s výslednou nízkou hustotou. Ve skupinách s vysokou hustotou obsazení jsou preferovány ortho- H_2O forma, ve které je v důsledku dynamicky volnější vazby snadnější pohyb elektrického náboje ve struktuře, jak je naznačeno v symbolických vyjádření modelů obr. 9.23, 9.28, 9.29.

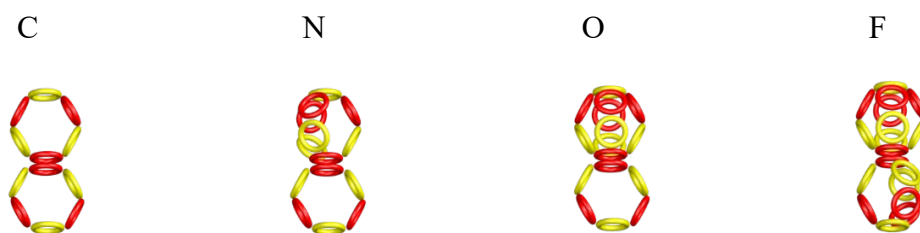


Obr. 9.28. Symbolicky zobrazený model struktury vodíkové vazby mezi molekulou ortho H_2O jako donorem a para H_2O jako akceptorem vodíkové vazby.

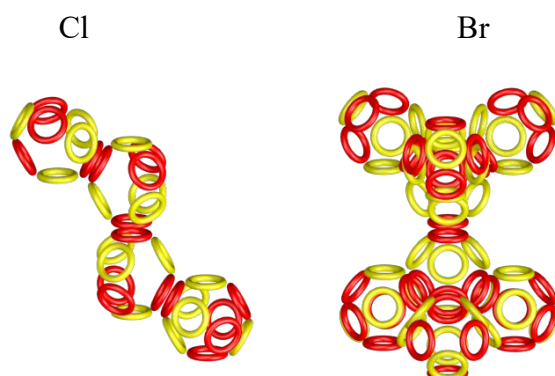


Obr. 9.29. Symbolicky zobrazený model struktury vodíkové vazby formy molekuly para H_2O jako donorem a para H_2O jako akceptorem vodíkové vazby.

Na základě navržených modelů struktur jader (podle RT) prvků C, N, O a F (obr. 9.30) se můžeme domnívat, že i tyto prvky vytvářejí dvojí typ vodíkových vazeb, jak bylo ukázáno pro modely molekuly vody. Podobná možnost dvojích vazeb může také nastávat i u modelů molekul s Cl a Br, obr. 9.31.



Obr. 9.30. Symbolicky zobrazený model struktury jader atomů C, N, O a F.



Obr. 9.31. Symbolicky zobrazený model struktury jader atomů Cl a Br.

9.8 NEPRAVÁ VODÍKOVÁ VAZBA

Vodíková vazba je charakterizována typickým červeným posunem ve frekvenčním spektru pro valenční vazbu X-H. V literatuře nalezneme několik experimentálních i teoretických studií [9.10], [9.11], [9.12], které ukazují, že tvorba komplexu není provázána červeným posunem valenční vibrace, ale opačným, tj. modrým posunem. To znamená, že frekvence valenční vibrace při tvorbě komplexu vzroste [9.1].

„Nepřavá vodíková vazba“ [9.13] se, při uvážení modelů struktur hmoty podle RT, vyskytuje velmi často a prakticky všechny typy vazeb ($X-H \cdots Y$, $X = C, N, F, O, \dots$; $Y = \pi, O, F, \dots$) byly nalezeny pokusně nebo předpovězeny teoreticky [9.1], a to v plynné, kapalně i pevné fázi testované hmoty. Vzhledem k tomu, že všechny projevy vzniku této vodíkové vazby jsou opačné než u klasické vodíkové vazby (zkrácení vazby X-H, vzrůst valenční frekvence a pokles intenzity příslušného vibračního pásu), byl nazván tento typ vodíkové vazby jako nepřavá vodíková vazba s modrým posunem (v anglickém originále „improper blue-shifting hydrogen bond“) [9.1].

Elektrostatická složka elektro-dynamického modelu nabízí objasnění prodloužení vazby X-H, charakteristické pro vodíkovou vazbu, zvětšením dipólového momentu protonového donoru při protažení vazby X-H. Při hodnocení vlastností modelů elementárních stavebních prvků hmoty lze konstatovat, že velká většina modelovaných systémů se takto chová. Jsou ale třídy molekul, které se chovají právě naopak; halogen-uhlovodíky k této skupině patří. Prodloužíme-li např. vazbu C-H v seskupení známém jako chloroform, pak se dipólový moment modelované molekuly zmenší. Naopak, jestliže vazbu C-H zkrátíme, dojde ke zvětšení příslušného dipólového momentu μ_m .

Je zřejmé, že takto chápané a vyhodnocované charakteristiky vazeb (pomocí stabilizační energie, velikost elektronového přenosu, absolutní změna vazebné délky a valenční frekvence vazby X-H) se

v zásadě neliší. Rozdílné jsou pouze charakter směru: prodloužení vzdálenosti a červený posun u vodíkové vazby, naopak zkrácení délky a modrý posun u tzv. „nepravé vodíkové vazby“.

Shrneme-li základní vlastnosti modelovaných vodíkových vazeb, můžeme konstatovat, že v uvažovaném modelu tvorba komplexu s vodíkovou vazbou $X-H\cdots Y$ může být provázena jak poklesem frekvence vazebního můstku (červený posun), tak jejím vzrůstem (modrý posun). Může ale také dojít k situaci, ve které nedojde k žádné změně frekvence při vzniku vazby $X-H$ a to přesto, že vazba $X-H$ se účastní vzniku poměrně stabilní vodíkové vazby [9.6], [9.7].

10 TVAR MOLEKUL PODLE RT

10.1 ÚVOD

U víceatomových molekul neodpovídají tvary molekul odhadnuté pomocí teorie molekulových orbitalů experimentálně zjištěným údajům. Tvar molekul, vazební úhly a vazební délky se stanovují experimentálně.

V současné době se v chemii používají dva jednoduché modely přibližného odhadu tvaru molekul. První metoda vysvětluje směrovou orientaci vazeb a vazebních úhlů na základě hybridních orbitalů a používá se od roku 1939 [10.5], kdy vyšlo první vydání knihy Linuse Paulinga nazvané „The Nature of the Chemical Bond“. Druhou metodu nazvanou VSEPR (Valence Shell Electron Pair Repulsion) [10.1] rozpracovali Gillespie a Nyholm v roce 1957. Teorie VSEPR je založena na předpokladu, že vazebné i nevazebné elektrony obklopující atom, se navzájem odpuzují, a proto se snaží zaujmout takové uspořádání, aby byly co nejdále od sebe, a tím určují geometrii molekuly [10.1]. Tvary molekul je také možné předpovídat pomocí analýz založených na řešení Schrödingerovy rovnice [6.3] v kvantově mechanickém pojetí.

První metoda hybridizace orbitalů [10.2] je proces „energetického“ sjednocení původně kvantitativně „nerovnocenných“ atomových orbitalů. Hybridizují se ty orbitaly atomu, které poskytují své elektrony k vytvoření kovalentních σ -vazeb. Při tomto procesu dojde k energetickému sjednocení orbitalů, přičemž se zachovává energetické těžiště, tzn. celková energetická hladina orbitalů po hybridizaci je rovna té před hybridizací [10.2].

Atomový orbital (AO) je funkce, popisující prostorové rozložení možného výskytu elektronu daného kvantového stavu v elektronovém obalu atomu. AO je popsán vlnovou funkcí elektronu v elektrickém poli nabitého jádra, která je výstupem řešení Schrödingerovy rovnice [6.3]. Tato funkce nabývá hodnot maxima pravděpodobnostního rozložení vyjádření výskytu pozice elektronu [6.3]. Teorie hybridizace však tyto vypočítané atomové orbitaly přeměňuje na jiný tvar a jiné prostorové uspořádání [10.2], ruší původní kvantové stavy elektronů a vytváří nové shodné energetické úrovně vazebních elektronů. Z těchto nových prostorových útvarů pravděpodobného výskytu elektronů vytváří překryvem podobných hybridizovaných atomových orbitalů jiného atomu kovalentní vazbu. Experimentátoři však nepracují s pravděpodobným výskytem elektronů, ale s přesnými a vždy stejnými vzdálenostmi a úhly konkrétních molekul [10.3], což je v rozporu s předchozími analýzami AO a jejich hybridizační přeměně [10.2].

Druhá metoda, známá jako teorie VSEPR [10.1], se používá k popisu uspořádání elektronových párů kolem atomů v molekulách a následně k předpovědi či zdůvodnění „tvarů molekul“. Tato teorie a metodika je vhodná pro hodnocení pouze sloučenin s-prvků a p-prvků (1., 2., 13. až 18. skupina), pro sloučeniny d-prvků se použít nedá. V jejich případě může být elektronová struktura odlišná [10.4]. Tato teorie a metodika například umožňuje vysvětlit, proč mají některé molekuly - např. SO_2 a CO_2 stejnou stechiometrii, stejnou topologii (kyslíky vázány k centru, $\text{O}-\text{C}-\text{O}$ a $\text{O}-\text{S}-\text{O}$), ale jiný tvar a jiné vlastnosti. Molekula CO_2 je lineární, molekula SO_2 je lomená. Vysvětlit tyto rozdíly je možno teprve v případě, když vezmeme v úvahu nejen atomy a vazby mezi nimi, ale také vliv všech valenčních elektronů, které daná částice obsahuje a které se vzájemně odpuzují. Elektronové páry (ať už vazebné nebo nevazebné) v okolí každého atomu jsou v prostoru umístěny tak, aby se střední hodnoty sil blížily k minimu a tvořily tak nejnižší efekt odpudivých působení [10.2].

Teorie VSEPR se využívá pro predikci uspořádání elektronových párů v obalu nevodíkových atomů v molekule, především v jednoduchých a symetrických molekulách, ve kterých jsou jejich centrální atomy vázány se dvěma a více atomy. Geometrické uspořádání atomů a jejich ne vazebných elektronových párů pak určují geometrii zbytku molekuly ve smyslu kvantově mechanické teorie stavby hmoty.

Teorie VSEPR [10.2] je založena na pozorovatelné elektronové hustotě, jako statistické veličině, než na bázi modelu založeného na vlnové teorii stavby hmoty (MWT) [3.11]. Proto obtížně využívá hybridizaci orbitalů, i když, jako výše popsáná teorie modelování podle RT, řeší geometrická uspořádání a tvar molekul [10.2].

Podle dosavadních výzkumů, experimentů a poznání existují však skupiny sloučenin, u kterých hodnocení a popis podle VSEPR selže při určování a hodnocení geometrie molekuly. VSEPR má také problém s určováním geometrie rozsáhlých molekul [10.2], tento problém je způsoben soustředěním se na geometrii atomů pouze v nejbližším okolí centrálního atomu a zanedbáním dynamického vlivu existujících atomů v blízkém okolí zkoumaného atomu. V této teorii se neuvažují rovněž různé ne vazebné interakce v molekule a existence elektrického náboje q (vázaného ke struktuře elementů hmoty) v okolí jednotlivých atomů, které se ovšem také navzájem ovlivňují.

Dnešní věrohodné metody pro predikci určení tvaru molekul v ustáleném dlouhodobém stavu (vázané k pozorování například mikroskopickými nástroji) zahrnují různé formy kvantově – mechanicky orientovaných výkladů a berou také v úvahu nejrůznější interakce, ke kterým v molekulách dochází.

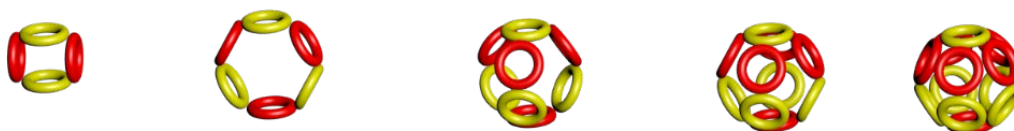
Prstencová teorie využívá k modelování tvaru molekul modely struktur atomových jader a elektromagnetické síly prstencové struktury modelu elektronu.

10.2 STRUKTURA A TVAR MOLEKUL S JEDNÍM CENTRÁLNÍM ATOMEM PODLE RT

10.2.1 Model struktury jader atomů a jejich elektronový obal podle RT

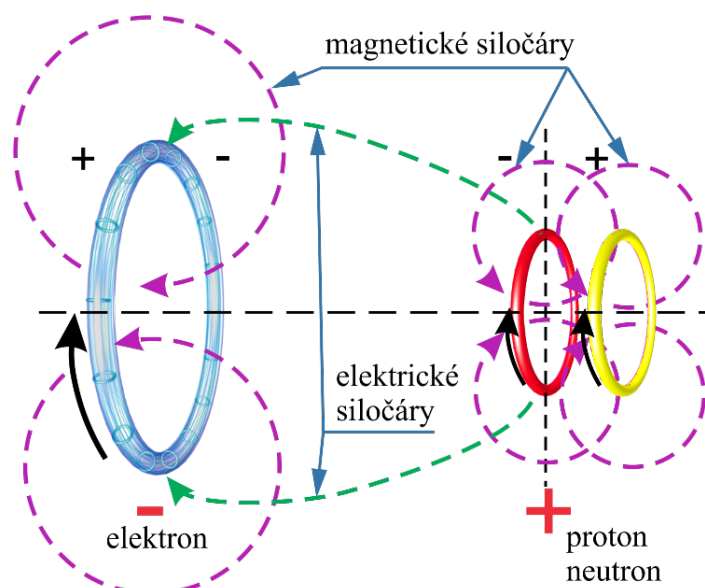
Podle Prstencové teorie je pro stavbu, složení a strukturu elektronového obalu určující modelovaná skladba jádra atomu. Na tuto strukturu jádra atomu je navázána struktura elektronového obalu [1.4]. Teprve na základě takto deterministicky a explicitně popsáného modelu elektronového obalu můžeme vytvářet vazby s jinými atomy a určovat tak tvar a strukturu vytvářených molekul v ustáleném dynamicky rovnovážném stavu.

Navržené modely jader atomů jsou sestaveny z prostorových globulí, obr.10,1, které vzniknou spojením dvou až šesti prvků v podobě prstencových protonů (prostor výskytu explicitně určeného elektrického náboje q) se stejným počtem neutronů, obr. 10.1. Důvod uspořádání prvků protonů a neutronů do globule vyplývá s orientace okamžitých elektrických nábojů elementů a magnetických vazeb, blíže popsáných v práci [1.4]. Tyto globule se mohou navzájem spojovat do složitějších celků pomocí „protonových můstků“, jak bylo zmíněno v předchozím textu. Protonový můstek má také funkci volného vazebního prvku snižujícího pouze jeden stupeň volnosti v navrženém modelu, podobně jako z mechaniky známe „rotační ložisko“ [1.4].



Obr. 10.1. Symbolicky zobrazený model elementárních prvků „globulí“ podle RT, červeně jsou znázorněny protony a žlutě jsou znázorněny neutrony.

Ke každému prstencovému modelovanému protonu v jádře atomu je na jeho ose vázán elektromagnetickým polem a udržován v dynamické rovnováze jeden modelovaný elektron, jak je naznačeno v obr. 10.2. Vzhledem ke stochastickým modelům to znamená, že rozmístění elektronů v elektronovém obalu je determinováno strukturou jádra atomu [1.4].



Obr. 10.2. Symbolicky zobrazený prstencový model elektromagnetické vazby mezi elementem představujícím proton v jádře atomu a elektronem v elektronovém obalu atomu navrženého modelu.

10.2.2 Kovalentní vazba

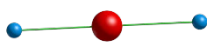
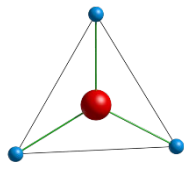
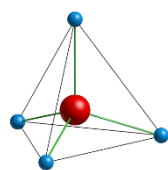
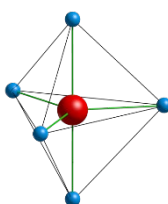
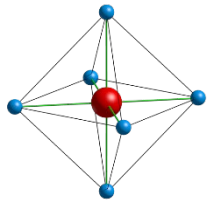
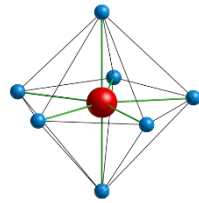
Kovalentní vazba, jak již byla částečně popsána výše (kapitola 9.4), je vnitro-molekulární forma chemické vazby, kterou lze charakterizovat sdílením jednoho nebo více párů elektronů mezi dvěma prvky. Tento druh vazby je typický pro atomy organických molekul a pro anorganické látky s krystalovou mřížkou složenou ze stejných atomů [10.2].

Podle RT je model kovalentní vazby tvořen dvěma prstencovými valenčními elektrony na společné ose, které jsou v dynamické rovnováze drženy vlivem existujícího elektromagnetického pole a vzniklých silových účinků. Elektrostatické pole dvou shodných elektrických nábojů q vytváří odpudivou sílu elektrického původu. Přitažlivá síla je vytvářena složkou v magnetickém poli při souhlasném směru pohybujících se elektrických nábojů q se shodně orientovanými vektory magnetických momentů μ_m , jak bylo okázáno například v obr. 9.8. Podle navrženého modelu prstencové struktury hmoty vektory magnetických momentů mezi protony μ_{mp} a elektrony μ_{me} v kovalentní vazbě musí mít vždy opačný směr. Přitažlivá i odpudivá síla dvou blízkých protonů je vzhledem k ostatním elementům a jejich vzájemnému silovému působení řádově nižší [1.4].

Podle výše popsáných přístupů a vyjádření dynamické rovnováhy v kovalentní vazbě, kapitola 9.4, relace (125) – (128) lze uvažovat a kvantifikovat vztahy v kovalentní vazbě modelů podle RT.

10.3 ZÁKLADNÍ TVARY MOLEKUL PODLE METODY VSEPR

Podle metody VSEPR můžeme rozdělit tvary molekul s jedním centrálním atomem do šesti základních tvarů [10.2].

<p>1.</p> 	<p>Lineární</p>	<p>2.</p> 	<p>Rovnostranný trojúhelník</p>
<p>3.</p> 	<p>Pravidelný tetraedr</p>	<p>4.</p> 	<p>Trigonální bipyramida</p>
<p>5.</p> 	<p>Oktaedr (tetragonální bipyramida)</p>	<p>6.</p> 	<p>Pentagonální bipyramida</p>

Obr. 10.3. Základní tvary molekul podle VSEPR [10.2].

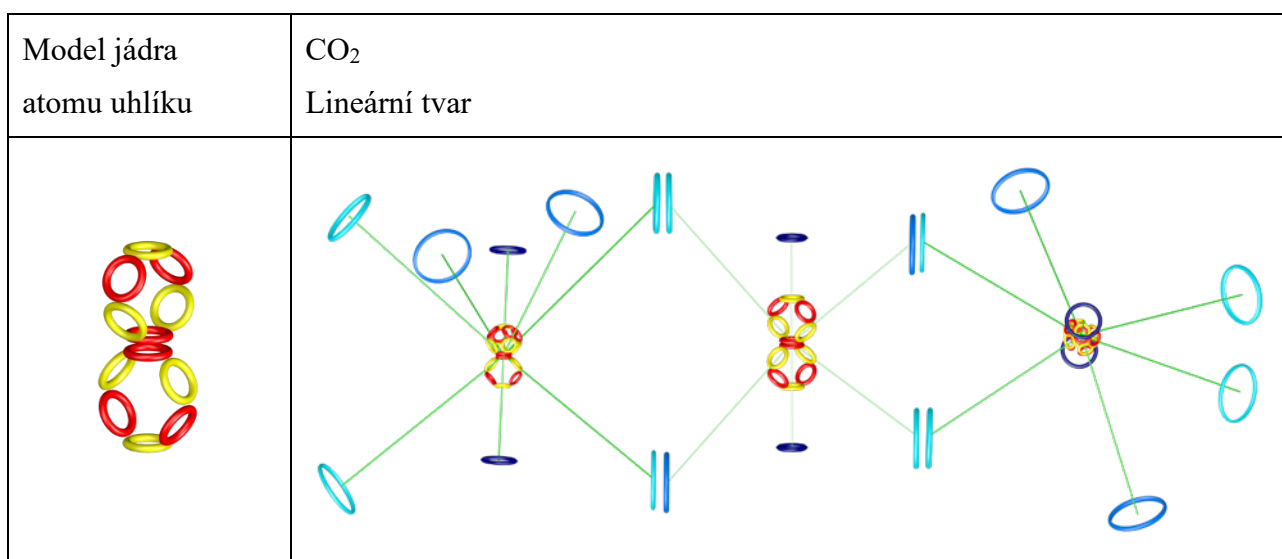
10.4 TVARY MOLEKUL PODLE NAVRŽENÉ TOROIDÁLNÍ STRUKTURY - RT

Prstencová teorie přináší v explicitním přístupu některé parametry, které v dosud používaných koncepcích stavby elementární hmoty nejsou běžné, obvyklé nebo se nevyskytují. Pomocí přístupu koncepce navržené toroidální struktury elementárních prvků hmoty se ukazuje její důležitost v objasnění jevů a vlastností modelovaných jaderných struktur. Prstencová teorie se svým explicitním elektrodynamickým přístupem, vzhledem k dosud používaným stochasticky orientovaným hypotézám stavby hmoty, ukazuje, že jádro atomu nemusí být jen náhodný shluk protonů a neutronů

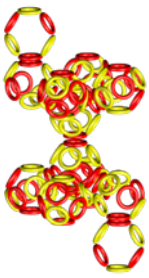
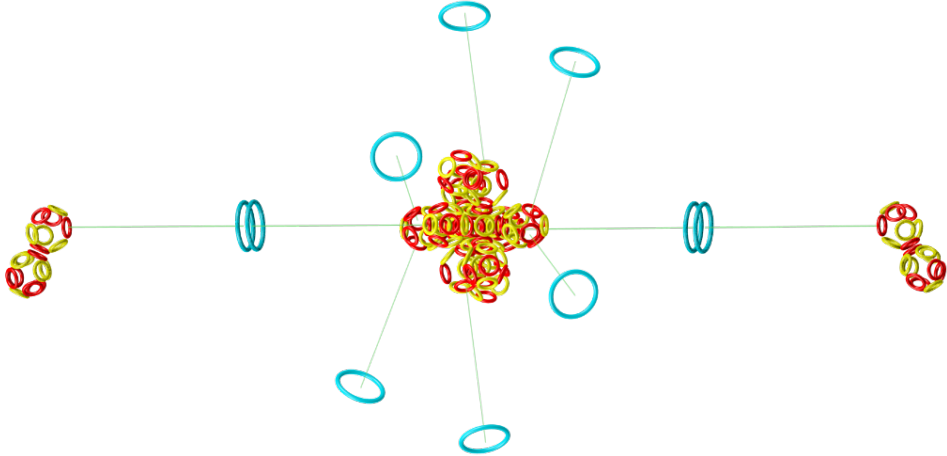
pro udržení stochasticky modelovaného elektronového obalu a vyhoví podmínkám dynamické stability. Elektronový obal pro prstencovou teorii stavby hmoty neplní pouze kvantitativní úlohu pouhého nositele elektrického náboje, ale podílí se na kvalitativních ukazatelích při fyzikálních a chemických reakcích elementárních prvků stavby hmoty. Jak bylo výše na příkladech modelů RT elementárních prvků hmoty ukázáno, propojenost každého modelu protonu v jádře se „svým“ elektronem v elektronovém obalu určuje strukturu a charakter elektronového obalu, rozmístění elektronů v jednotlivých slupkách, jejich vzdálenosti od jádra atomu, postavení vazebních elektronů v dynamickém ustáleném stavu a tím i základní prostorový tvar vzniklých molekul. Model založený na prstencové teorii umožňuje řešit elektrodynamické děje jako přechodné děje s explicitním přístupem možných analýz.

Uvažované a modelované elektrony v obalu modelu jádra atomu však nejsou v dynamické rovnováze vázány pouze ke „svým“ protonům v jádře, ale jsou ovlivňovány ostatními elektrony a dalšími elementy v jejich okolí elektromagnetickou vazbou. Proto pro určení a nalezení jejich přesnější polohy, v dynamicky ustáleném stavu systému modelované struktury, můžeme použít/porovnat všechna pravidla, která používá metoda VSEPR [10.2], protože jsou vytvořena na základě empirických pozorování [10.5].

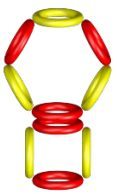
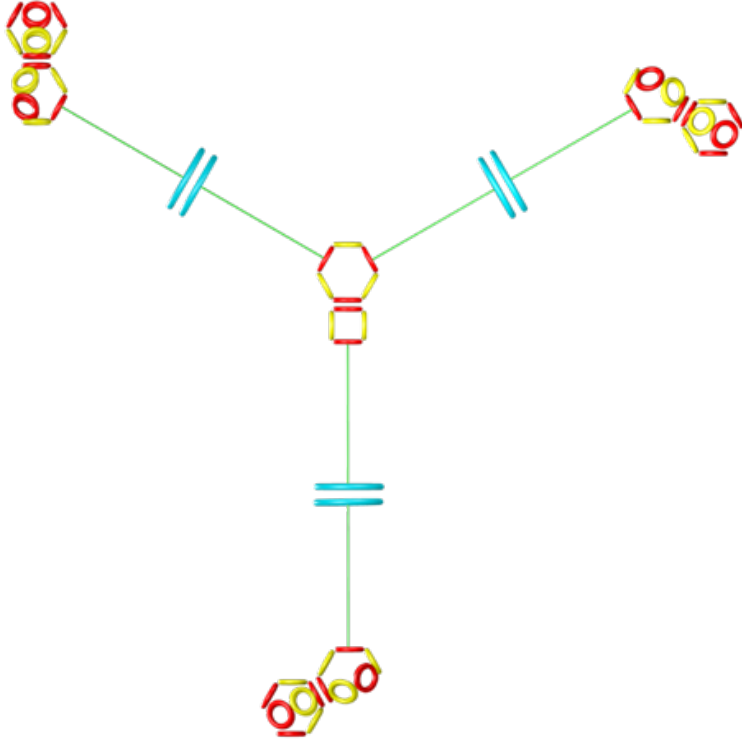
V následujících obrázcích (obr. 10.4 – obr. 10.18) jsou ukázány některé příklady symbolicky charakterizovaných základních tvarů molekul, které jsou modelovány a odvozeny z modelů struktur jader jejich centrálních atomů podle RT.



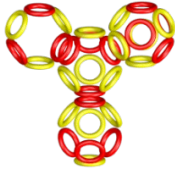
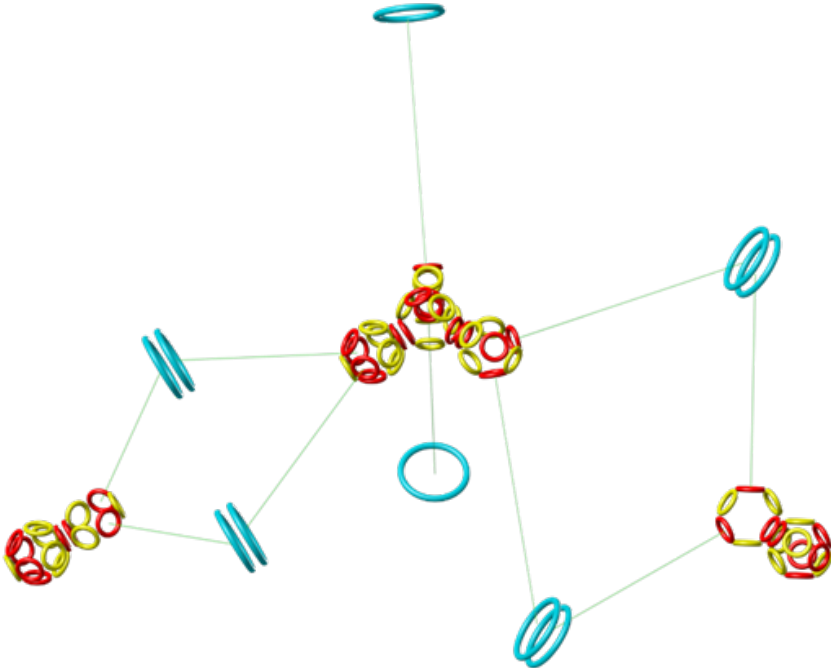
Obr. 10.4. Model jádra atomu uhlíku a model molekuly CO_2 , lineární tvar podle RT.

Model jádra atomu xenonu	XeF_2 Lineární tvar
	

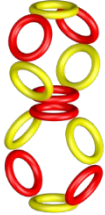
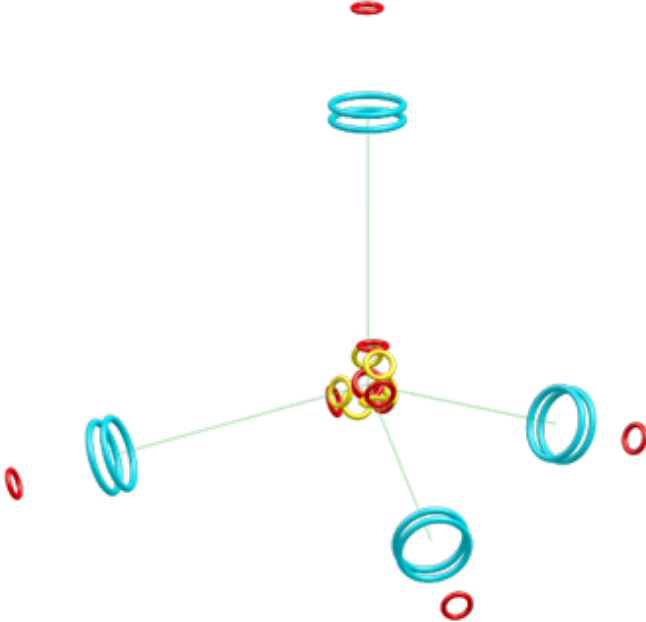
Obr. 10.5. Model jádra atomu xenonu a model molekuly XeF_2 , lineární tvar podle RT.

Model jádra atomu boru	BF_3 Trigonálně planární tvar
	


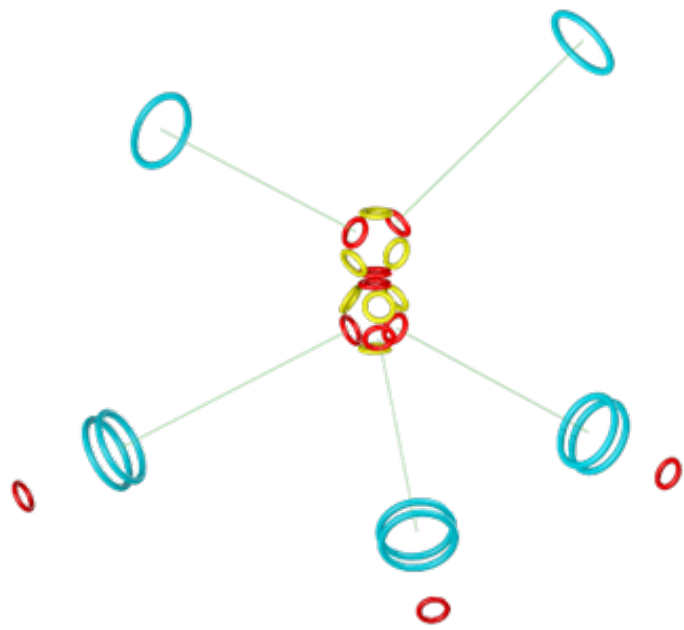
Obr. 10.6. Model jádra atomu boru a model molekuly BF_3 , trigonálně planární tvar podle RT.

Model jádra atomu síry	SO_2 Lomený tvar
	


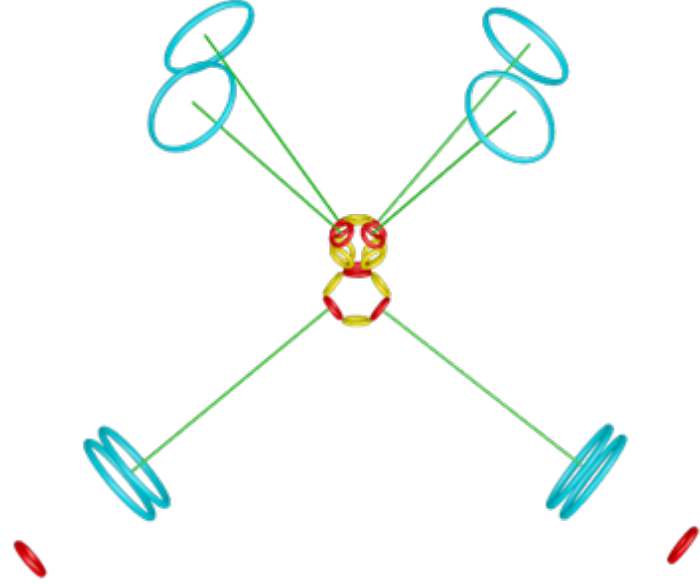
Obr. 10.7. Model jádra atomu síry a model molekuly SO_2 , lomený tvar podle RT.

Model jádra atomu uhlíku	CH_4 Tetraedr
	


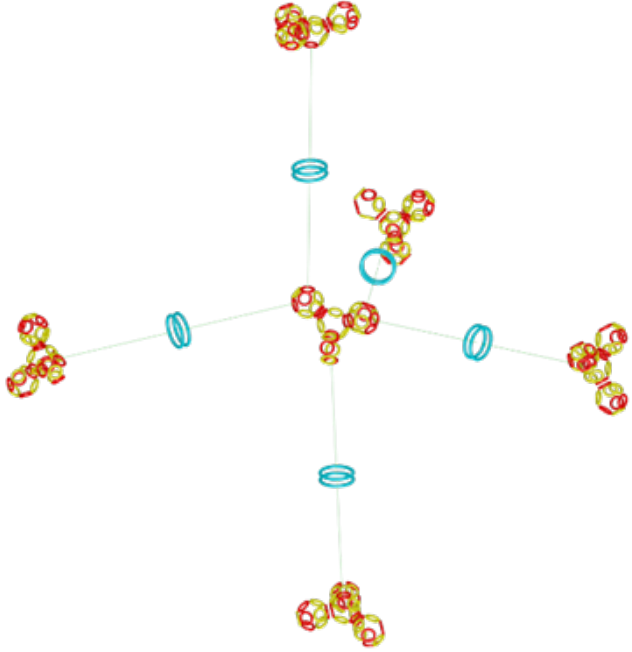
Obr. 10.8. Model jádra atomu uhlíku a model molekuly CH_4 , tetraedr tvar podle RT.

Model jádra atomu dusíku	NH ₃ Trigonální pyramida
	


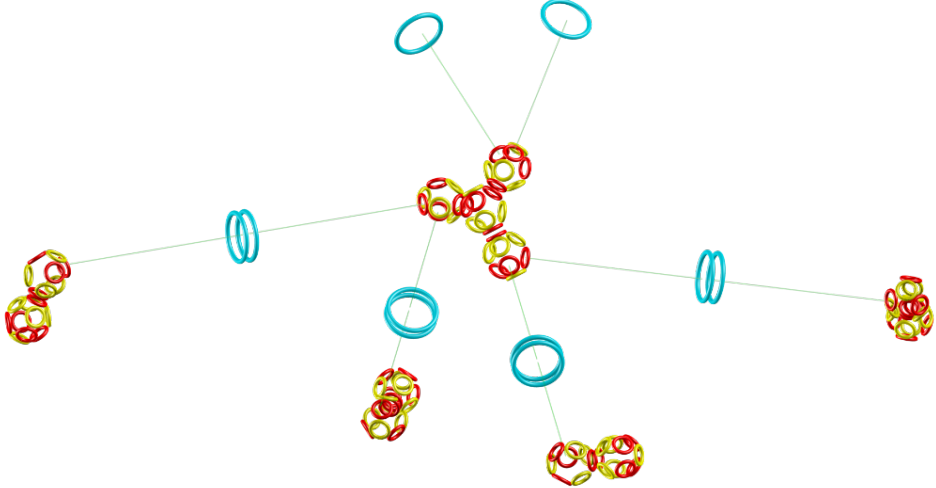
Obr. 10.9. Model jádra atomu dusíku a model molekuly NH₃, trigonální pyramida podle RT.

Model jádra atomu kyslíku	H ₂ O Lomený tvar
	

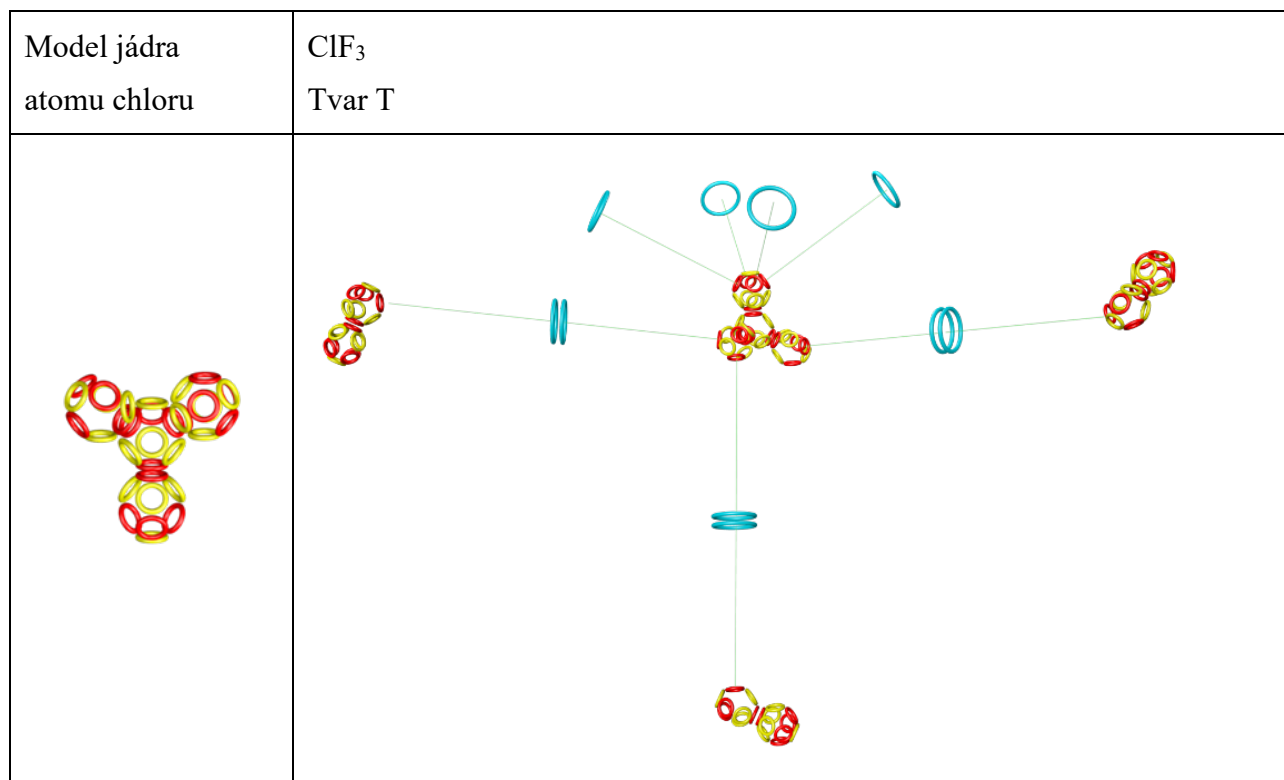
Obr. 10.10. Model jádra atomu kyslíku a model molekuly H₂O, lomený tvar podle RT.

Model jádra atomu fosforu	PCl_5 Trigonální bipyramida
	

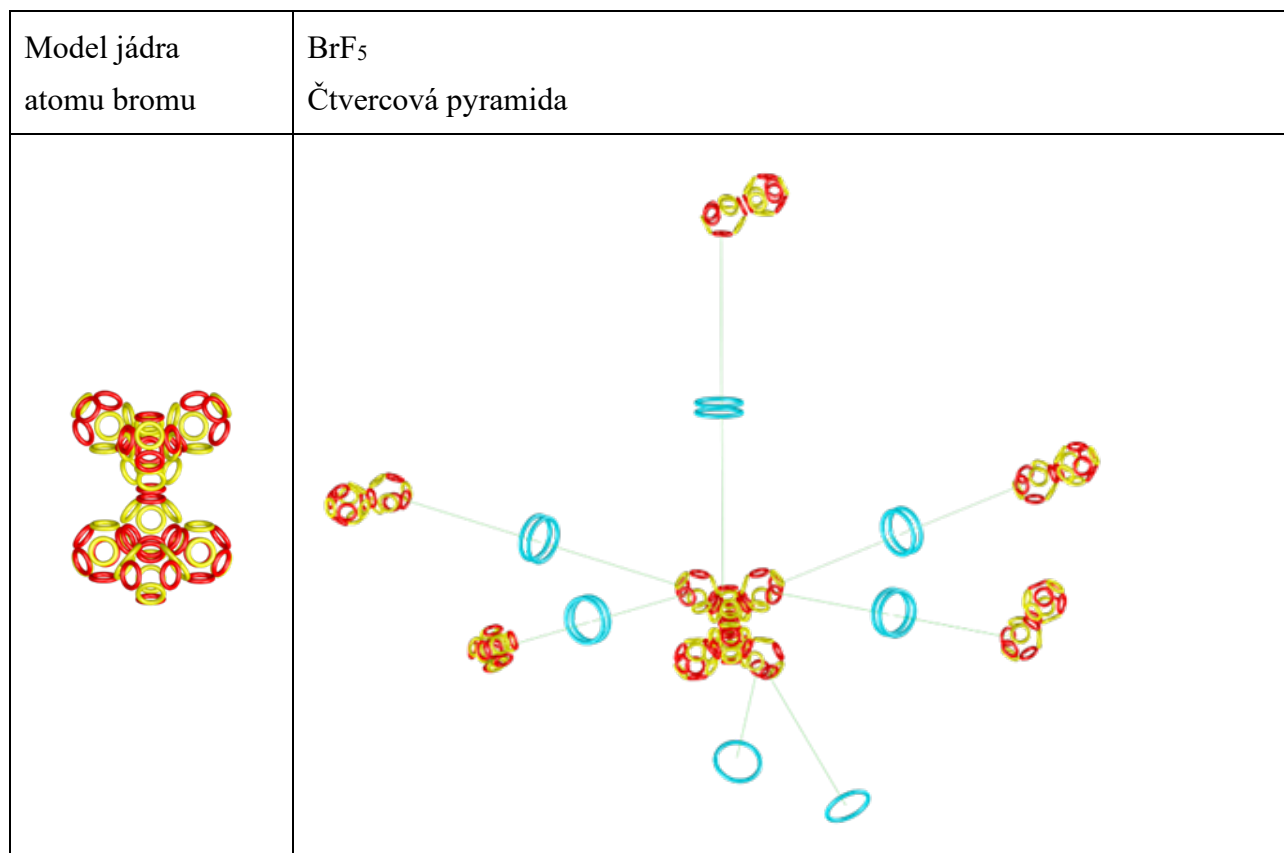
Obr. 10.11. Model jádra atomu fosforu a model molekuly PCl_5 , trigonální bipyramida podle RT.

Model jádra atomu síry	SF_4 Houpačka
	

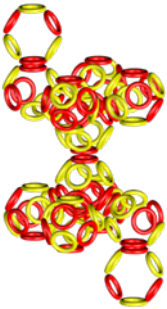
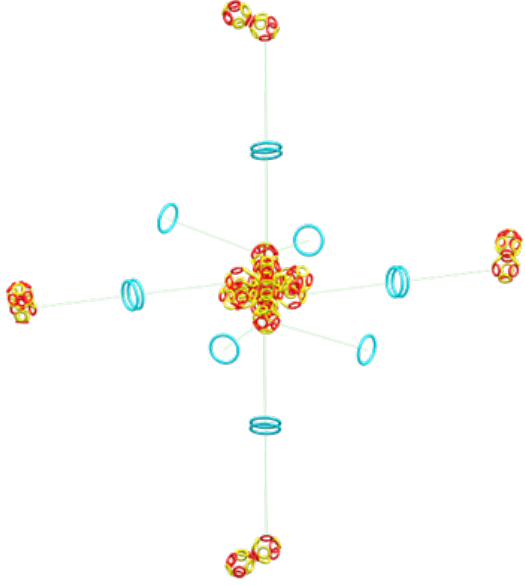
Obr. 10.12. Model jádra atomu síry a model molekuly SF_4 , tvar „houpačka“ podle RT.



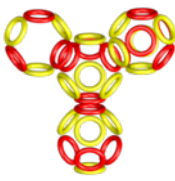
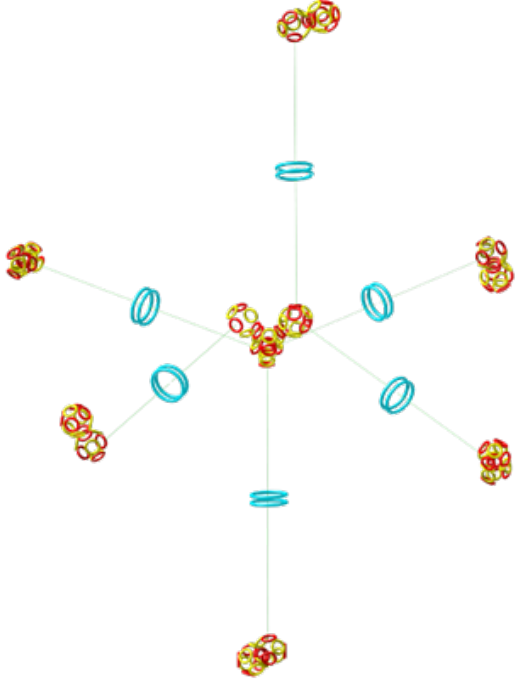
Obr. 10.13. Model jádra atomu chloru a model molekuly ClF_3 , tvar T podle RT.



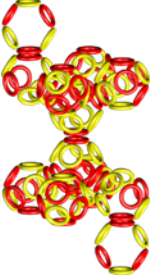
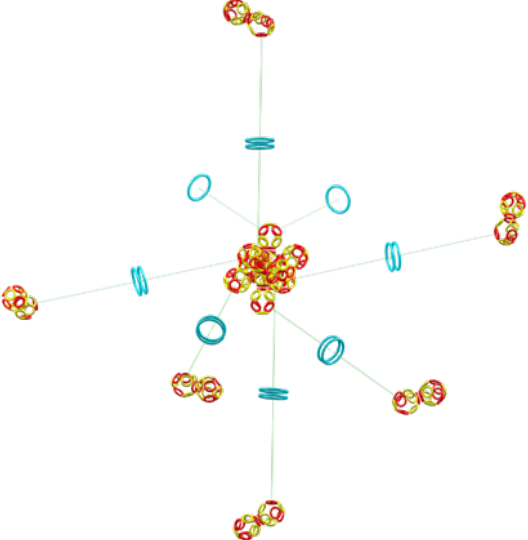
Obr. 10.14. Model jádra atomu bromu a model molekuly BrF_5 , tvar čtvercová pyramida podle RT.

Model jádra atomu xenonu	XeF_4 Čtverec/kvádr
	

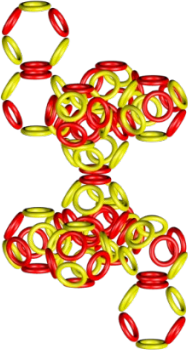
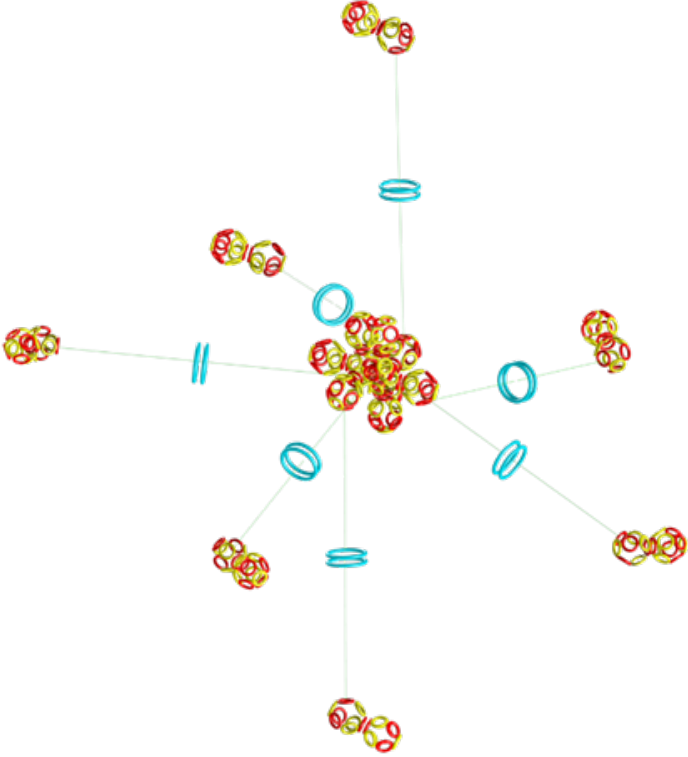
Obr. 10.15. Model jádra atomu xenonu a model molekuly XeF_4 , tvar čtverec/kvádr podle RT.

Model jádra atomu síry	SF_6 Oktaedr tvar
	

Obr. 10.16. Model jádra atomu síry a model molekuly SF_6 , oktaedr tvar podle RT.

Model jádra atomu xenonu	XeF_6 Deformovaný oktaedr
	

Obr. 10.17. Model jádra atomu xenonu a model molekuly XeF_6 , deformovaný oktaedr podle RT.

Model jádra atomu jodu	IF_7 Pentagonální bipyramida
	

Obr. 10.18. Model jádra atomu jodu a model molekuly IF_7 , pentagonální bi-pyramida podle RT.

10.5 ZÁVĚR

Prstencová teorie a její explicitně definované modely využívající platné elektromagnetické pole v dynamickém vázaném systému se snaží poukázat na důležitost struktury jader atomů při vytváření vazeb, a tedy i elektronových obalů. S navrženými modely jader atomů se pak dokáže jiným pohledem racionálně a ověřitelným způsobem vysvětlit a zdůvodnit rozložení elektronů v elektronovém obalu atomů, dokáže vyjádřit jejich parametry, zejména vzdálenosti od jádra v dynamickém ustáleném stavu a popsat/vysvětlit i vazby mezi atomy a tvary vzniklých molekul a další navazující jevy a efekty.

11 ZÁVĚR

Předložený model stavby prvků hmoty, navržený způsob modelování elementárních částí hmoty podle RT představuje explicitní způsob náhledu, popisu a analýzy v procesu modelování elementárních struktury hmoty. Strukturu atomových jader, atomů i molekul lze pak podle navrženého přístupu snadněji modelovat a predikovat jejich vlastnosti, na rozdíl od doposud používaných implicitních přístupů a obtížných matematicko-fyzikálních aparátů používaných k vytváření, modelování a analýze stochastických modelů. Základy navržené RT jsou jednoduché, stojí na známých a experimenty ověřených teoriích EMG pole [11] a elektrodynamiky, teorii elektromagnetického pole [1.6]. Pro uchopení a srozumitelné použití přispívá možnost názorného schématického grafického zobrazení navržených struktur, geometrie, vazeb pomocí složek elektromagnetického pole. Popisovaný přístup RT nevyužívá obtížný složitý matematický aparát stochastických a dalších nedeterministických přístupů k vyjádření nespojitých dějů, ale standartních nástrojů známých z řešení parciálních diferenciálních rovnic a elektrodynamiky [1.6].

RT může přispět k posunu v oblasti základní a aplikované fyziky, nanomateriálového inženýrství, materiálových vědách, chemie, v uchopení některých jevů z oblasti fyziky elementárních částic a atomové struktury, nanotechnologie, které se z implicitního popisu obtížně analyzuje, objasňuje a prokazuje. Modely struktur podle RT mohou přispět k snadnému způsobu chápání základů chemie a fyziky částic, může snadno interpretovat důvody pro stabilitu i reaktivitu atomů a molekul.

Explicitní modelování a popis chování elementárních objektů hmoty – protonů a neutronů v rámci struktury jádra atomu, pohyb elektronu v atomu, velmi přispívá k racionálnímu přístupu částicového inženýrství, a tedy i otvírá možnosti rozvoje nano-oborů. RT může přispět k modelování atomů, molekul a umožní navrhnout a ověřit nové molekuly a materiály požadovaných/specifických vlastností bez zdlouhavých a drahých experimentálních výzkumů.

Uvažovaným přístupem modelování navrženým v RT dostává materiálové inženýrství nástroj, který může snadněji vysvětlit jevy, standardními kvantově-mechanickými stochastickými modely obtížně nebo náročně vysvětlitelné. Může na základě explicitního přístupu uchopit zákonitosti, jevy a procesy, které obory nano věd doposud obtížně zpracovávaly.

11.1 PODĚKOVÁNÍ

Poděkování patří panu prof. Ing. Pavlu Fialovi, Ph.D., za metodické vedení při zpracování textů.

Výzkum byl prováděn na základě dílčích cílů grantu Grantové agentury České republiky GA 17-00607S. Analýzy a zázemí nezbytných výzkumných aktivit bylo podpořeno infrastrukturou centra excellence SIX.

12 LITERATURA

Abstrakt

- [1] Feynman, RP. (1986), *Elementary Particles and the Laws of Physics*. The Dirac Memorial Lectures, Cambridge University Press, Cambridge; (1987).
- [2] Landau, L. D., - Haan-Gruiten. (2014), *Klassische Feldtheorie*, Verl. Europa-Lehrmittel Nourney, Vollmer, 2014, unveränd. Nachdr. der 12., überarb. Aufl., 4. Dr.
- [3] Bohr N. (1913) *Phil Mag.* 1913; 26:1.
- [4] Schrödinger, E. (1930), *Über die kräftefreie Bewegung in der relativistischen Quantenmechanik*, Berliner Ber; 1930:418.
- [5] Wheeler, J. A., Zurek, W. H., (1983) *Quantum Theory of Measurement*, (Princeton Univ. Press, Princeton, NJ, 1983).
- [6] Science that Matters: Integrating Information, *Science, and Technology for Prediction*, (2014), Implementation Plan v 3.0 February 2014, Los Alamos laboratory, USA.
- [7] Sklenar, J., et al. (2016), *Perspective: Interface generation of spin-orbit torques*, Journal of Applied Physics 120, 180901 (2016); doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4967391>,
- [8] Braibant, S., Giacomelli, G., Spurio, M. (2012), *Particles and Fundamental Interactions*, An Introduction to Particle Physics, 2nd, Springer, 1–3., pp. 457 2012
- [9] Viceconti, M. (2012), *Multiscale Modeling of the Skeletal system*, Cambridge University Press, UK, pp. 210 ,2012
- [10] Anslyn, E. V., Dougherty D. A., (2005), *Modern Physical Organic Chemistry*. University Science Books, Kausalito, California 2005. ISBN 1-891389-9
- [11] Maxwell, J. C., (1873), *A treatise on electricity and magnetism Vol I*, Oxford: Clarendon Press

12.1 ÚVOD

- [1.1] Osmera, P. (2009), *The Vortex – ring - fractal Structure of Hydrogen Atom*, in Proceedings of WCECS2009, San Francisco, USA, pp.89-94., October 20-22, 2009
- [1.2] Osmera, P. (2006), *Chaotic system with vortex- fractal structures*. In Proceedings of 13th Zittau East – West Fuzzy Colloquium. ISBN: 3-9808089-8-X, pp. 182, 2006.
- [1.3] Osmera, P., Werner,P., Osmera, P. jun., (2015), *Ring structures of atoms and molecules*. In Roychoudhuri, C; Kracklauer, A; DeRaedt, H. *Proceedings of SPIE : Nature of Light : What are Photons? VI*. Bellingham: SPIE, 2015. pp. 1-15, 15 p. ISBN 978-1-62841-736-4. doi:10.1117/12.2207303.
- [1.4] Werner, P. (2017), *Základy modelování prstencové struktury elementárních částic*. VUT ISBN 978-80-214-5620-4. <https://www.ringtheory.eu>
- [1.5] Fiala, P., (2016), *Studie vlastností základního stavebního elementu hmoty v souvislosti s modelováním a topologickým pojetím fyziky a elektrohydrodynamiky*, Výzkumná zpráva III/16, Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky FEKT VUT BRNO, Laboratoř modelování a optimalizace v elektromechanických systémech FEKT VUT v Brně, str.34, 04.2016

[1.6] Stratton, J. A., (1941), *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill, Boston, 1941

12.2 ELEKTRON V HOMOGENNÍM MAGNETICKÉM POLI

[2.1] Dědek, L., Dědková, J. (2000), *Elektromagnetismus*. VUT ISBN 80-214-1548-7, 2000.

12.3 FOTON, ELEKTRON, KVARK, NEUTRON

[3.1] <https://www.photonics.com/Article.aspx?AID=52250>

[3.2] NIST Atomic Spectra Database Lines Form: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>

[3.3] Savolainen, J., Uhlig, F., Ahmed, S. Hamm, P. and Jungwirth, P. (2014) *Direct observation of the collapse of the delocalized excess electron in water*, *Nature Chemistry* 6, 697–701 (2014) doi:10.1038/nchem.1995. Received 19 December 2013 Accepted 04 June 2013 Published online 06 July 2014.

[3.4] Mestayer J.J., (2008): *Realization of Localized Bohr-Like Wave Packets*; *Phys. Rev. Lett.* 100, 243004 (2008)

[3.5] Rice University Press Release, (2008): *Physicists create millimeter-sized "Bohr atom"*, 2008

[3.6] Williamson, J.G. & van der Mark, M.B. (1997): *Is the electron a photon with toroidal topology?*, *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, volume 22, no.2, 133 (1997).

[3.7] Greene, B. (2001), *Elegantní vesmír. Superstruny, skryté rozměry a hledání finální teorie*, Mladá fronta, Praha 2001, ISBN 80-204-0882-7

[3.8] Kusala, J., (2013), *RTG záření: Miniencyklopedie / sešit č. 6*[online]. 2. Simopt, 2013. ISBN 978-80-87851-15-9.

[3.9] Hsu, Y., Laughlin, D. E., & Lambeth, D. N. (1998). *Effects of sputtering conditions on texture, microstructure and magnetic properties of the CoCrPt/NiAl thin films*. Paper presented at the *Materials Research Society Symposium - Proceedings*, , 517 199-204

[3.10] Stormer, H. L. (1998), *Fractional quantum hall effect today*. *Solid State Communications*, 107(11), 617-622. doi:10.1016/S0038-1098(98)00218-X

[3.11] Padilla, W.J., (2006), *THz Metamaterials*, *Progress In Electromagnetics Research Symposium*, USA, Cambridge, 26.-29.3.2006.

[3.12] Vlaenderen, K. J. (1999), *A charge space as the origin of sources, fields and potentials*, *Physics*, arXiv:physics/9910022 v1 16 Oct 1999, 1-13, 1999.

12.4 MODEL ATOMU HELIA

[4.1] Gordon, M. D., & Secrest, D. O. N. (1970). *Helium-atom-hydrogen-molecule potential surface employing the LCAO-MO-SCF and CI methods*. *The Journal of Chemical Physics*, 52(1), 120-131. doi:10.1063/1.1672656

[4.2] Rojansky, V. (1930). *On the interaction of stark effect and electron spin in alkali atoms*. *Physical Review*, 35(7), 782-788. doi:10.1103/PhysRev.35.782

12.5 STERN-GERLACHŮV EXPERIMENT, SPIN

- [5.1] Gerlach, W. and Stern, O.; *Concerning the Quantization of Direction in a Magnetic Field*. Annalen der Physik, IV folge 74, 1924.
- [5.2] Bohm, D.; *Quantum Theory* (Prentice-Hall, NJ, 1951).
- [5.3] Platt, D., *A modern analysis of the Stern-Gerlach experiment.*, Am.J.Phys., 60, 306, 1992
- [5.4] Einstein, A., & Ehrenfest, P. (1922). *Quantentheoretische bemerkungen zum experiment von stern und gerlach*. *Zeitschrift Für Physik*, 11(1), 31-34. doi:10.1007/BF01328398
- [5.5] Poole, J. H. J. (1926). *Intensification of the metallic image in gerlach and stern's magnetic experiments* , *Nature*, 117(2943), 451. doi:10.1038/117451a0
- [5.6] Fraser, R. G. J., & Hughes, J. V. (1936). *The evaluation of molecular dipole moments from the data of electrical stern-gerlach experiments*. *The Journal of Chemical Physics*, 4(11), 730-731. doi:10.1063/1.1749777

12.6 ŠTĚPENÍ SPEKTRÁLNÍCH ČAR

- [6.1] Blum, P. W., & Fahr, H. J. (1976). *Revised interstellar neutral helium/hydrogen density ratios and the interstellar UV-radiation field*. *Astrophysics and Space Science*, 39(2), 321-334. doi:10.1007/BF00648333
- [6.2] Kantor, E. M., & Tsygan, A. I. (2006). *Accretion of neutral hydrogen and helium onto a neutron star. the X-ray and gamma-ray radiation of cool neutron stars*. *Astronomy Reports*, 50(2), 152-158. doi:10.1134/S1063772906020089
- [6.3] Zamastil, J., Benda, J. (2016), *Kvantová mechanika a elektrodynamika*, Univerzita Karlova v Praze, 2016.
- [6.4] Zamastil, J., & Benda, J. (2017). *Quantum mechanics and electrodynamics*. *Quantum mechanics and electrodynamics* (pp. 1-464) doi:10.1007/978-3-319-65780-6
- [6.5] Blokhintsev, D.I. (1964) *Quantum Mechanics*. Reidel, Dordrecht.
- [6.6] Grotch, H., & Yennie, D. R. (1969). *Effective potential model for calculating nuclear corrections to the energy levels of hydrogen*. *Reviews of Modern Physics*, 41(2), 350-374. doi:10.1103/RevModPhys.41.350
- [6.7] Dickey, J. M. (1983). *Multiple hypergeometric functions: Probabilistic interpretations and statistical uses*. *Journal of the American Statistical Association*, 78(383), 628-637. doi:10.1080/01621459.1983.10478022
- [6.8] Jung, D. -, Lee, J., & Nam, S. -. (2019). *Scalar dark matter in the conformally invariant extension of the standard model*. *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 797 doi: 10.1016/j.physletb.2019.134823
- [6.9] Romanino, A. (2009). *The standard model of particle physics. Paper presented at the Proceedings of the International Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics 2009*, 8-32.

- [6.10] Judd D. Bowman, Alan E. E. Rogers et al., (2018), *An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum*; Nature volume 555, pages 67–70 (01 March 2018)
- [6.11] Muñoz J.B., Loeb A., (2018): *A small amount of mini-charged dark matter could cool the baryons in the early Universe*; Nature, Vol. 557, 31 May 2018
- [6.12] Muñoz J.B., Loeb A., (2018): *Insights on Dark Matter from Hydrogen during Cosmic Dawn*; arXiv:1802.10094 [astro-ph.CO], 26 Mar 2018
- [6.13] Fialkov, A., & Barkana, R. (2019). *Signature of excess radio background in the 21-cm global signal and power spectrum. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 486(2), 1763-1773.* doi:10.1093/mnras/stz873
- [6.14] Monsalve, R. A., Fialkov, A., Bowman, J. D., Rogers, A. E. E., Mozdzen, T. J., Cohen, A., Mahesh, N. (2019). *Results from EDGES high-band. III. new constraints on parameters of the early universe. Astrophysical Journal, 875(1)* doi:10.3847/1538-4357/ab07be
- [6.15] Cahn R.N., Goldhaber G., (2009), *The Experimental Foundations of Particle Physics*, isbn: 9780521521475, July 2009
- [6.16] Markus P., (2017). *"Waves, motion and frequency: the Doppler effect"*. Einstein Online, Vol. 5. Max Planck Institute for Gravitational Physics, Potsdam, Germany. 2017.
- [6.17] M. Tanabashi *et al.* (2018), Particle Data Group, Phys. Rev. D **98**, 030001, Received 31 July 2018, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001>, © 2018 Regents of the University of California.

12.7 DIAMAGNETISMUS

12.8 FEROMAGNETISMUS

- [8.1] Greenwood N. N., Earnshaw A., *Chemie prvků I. díl*, 1. vydání 1993 ISBN 80-85427-38-9
- [8.2] Greenwood N. N., Earnshaw A., *Chemie prvků II. 1. čes. vyd.* Praha: Informatorium, 1993. ISBN 80-85427-38-9. S. 1320–1374.
- [8.3] Grady, D. E. (1972). *Shock-induced anisotropy in ferromagnetic material. I. domain-theory analysis of single-crystal behavior. Journal of Applied Physics, 43(4), 1942-1948.* doi:10.1063/1.1661420
- [8.4] Allen, W., Gregg, J. F., Ounadjela, K., Viret, M., Hehn, M., Thompson, S. M., & Coey, J. M. D. (1997). *The ferromagnetic domain wall as a GMR trilayer. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 165(1-3), 121-124.* doi:10.1016/S0304-8853(96)00485-4
- [8.5] Wollmann, L., Nayak, A. K., Parkin, S. S. P., & Felser, C. (2017). *Heusler 4.0: Tunable materials* doi:10.1146/annurev-matsci-070616-123928

12.9 VODÍKOVÁ VAZBA MEZI MOLEKULAMI VODY

- [9.1] Hobza P., *Nekovalentní interakce s přímou participací vodíku, vodíková vazba, nepravá vodíková vazba a dvouvodíková vazba*, Chem. Listy 102, 884–888 (2008)
- [9.2] Stewart R.B., Roder H. M., (1964), *Properties of Normal and Parahydrogen*. p. 379-404 in *Technology and Uses of Liquid Hydrogen*, Pergamon Press, New York (1964)

- [9.3] Ardita Kilaj et al, *Observation of different reactivities of para and ortho-water towards trapped diazenylium ions*, Nature Communications (2018). DOI: 10.1038/s41467-018-04483-3
- [9.4] Pershin S. M., *Two-liquid water, Physics of Wave Phenomena*, **13** (2005) 192-208; S. M. Pershin. *Harmonic oscillations of the concentration of H-bonds in liquid water*, *Laser Phys.*, **16** (2006) 1184-1190
- [9.5] B. Meier, K. Kouril, C. Bengs, H. Kourilová, T. J. Barker, S. J. Elliott, S. Alom, R. J. Whitby and M. H. Levittz, (2018), *Spin-isomer conversion of water at room temperature, and quantum-rotor-induced nuclear polarization, in the water-endofullerene H₂O@C₆₀*, arXiv:1802.00676v1 [physics.chem-ph] 2 Feb 2018.
- [9.6] Hobza, P., Zahradník, R., & Müller-Dethlefs, K. (2006). The world of non-covalent interactions: 2006. *Collection of Czechoslovak Chemical Communications*, **71**(4), 443-531. doi:10.1135/cccc20060443
- [9.7] Hobza, P., Špirko, V., Selzle, H. L., & Schlag, E. W. (1998). Anti-hydrogen bond in the benzene dimer and other carbon proton donor complexes. *Journal of Physical Chemistry A*, **102**(15), X-2504
- [9.8] Pauling L. (1939): *The Nature of the Chemical Bond*. Cornell University Press, Ithaca 1939.
- [9.9] C.A. Coulson and I. Fischer, (1949), *Notes on the Molecular Orbital Treatment of the Hydrogen Molecule*, *Phil. Mag.* **40**, 386 (1949)
- [9.10] Trudeau G. T., Dumas J.-M., Dupuis P., Guerin M., Sandorfy C.: *Top. Curr. Chem.* **93**, 91 (1980).
- [9.11] Budesinsky, M.; Fiedler, P.; Arnold, Z., (1989), *Triformylmethane: An Efficient Preparation, Some Derivatives and Spectra. Synthesis*. 1989, **11**, 858–860.
- [9.12] Boldeskul I. E., Tsymbal I. F., Ryltsev E. V., Latajka Z., Barnes A. J.: *J. Mol. Struct.* **436-437**, 167 (1997).
- [9.13] Hobza, P., & Havlas, Z. (2000). Blue-shifting hydrogen bonds. *Chemical Reviews*, **100**(11), 4253-4264. doi:10.1021/cr990050q
- [9.14] Bergmann U., A. Di Cicco, P. Wernet, E. Principi, P. Glatzel and A. Nilsson, (2007), *Nearest-neighbor oxygen distances in liquid water and ice observed by x-ray Raman based extended x-ray absorption fine structure*, *Journal of Chemical Physics*, **127** (2007) 174504.
- [9.15] Hasted J. B., (1972), *Liquid water: Dielectric properties, in Water A comprehensive treatise*, Vol 1, Ed. F. Franks (Plenum Press, New York, 1972) pp. 255-309

12.10 TVAR MOLEKUL PODLE RT

- [10.1] Gillespie, R.J. (1970), *The electron-pair repulsion model for molecular geometry. Journal of Chemical Education*. 1970-01-01, roč. 47, čís. 1, s. 18.
- [10.2] Ebbing D, Gammon S. D., (2016), *General Chemistry*, ISBN-13: 978-1305580343
- [10.3] Pauling L., (1947). *General Chemistry: An Introduction to Descriptive Chemistry and Modern Chemical Theory*. W. H. Freeman.

[10.4] A. G. Császár, G. Czakó, T. Furtenbacher, J. Tennyson, V. Szalay, S. V. Shirin, N. F. Zobov and O. L. Polyansky, (2005), *On equilibrium structures of the water molecule*, *Journal of Chemical Physics*, **122** (2005) 214305.

[10.5] Pauling, L. (1939) *The nature of the chemical bond and the structure of molecules and crystals*. Ithaca: The Cornell University Press, 1939.