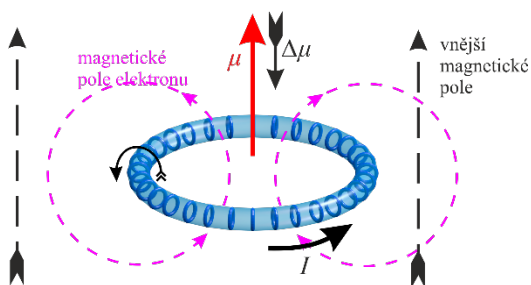


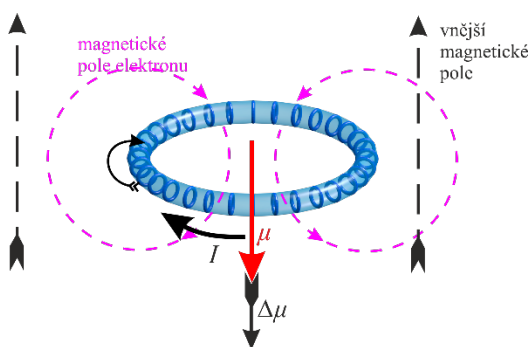
Diamagnetismus

Pavel Werner

Magnetické momenty všech elektronů v atomech reagují na změnu vnějšího magnetického pole. Bez přítomnosti vnějšího magnetického pole se v diamagnetických látkách účinky magnetických momentů atomů, molekul nebo iontů navzájem eliminují, takže výsledný magnetický moment diamagnetika je minimální (nulový). Působením vnějšího magnetického pole dojde v modelech prstencové struktury elektronů podle Prstencové teorie (Ring theory – RT) k indukci magnetického pole, jehož směr je opačný, než je směr vnějšího magnetického pole. Tím dojde ke zmenšení (obr.1) nebo ke zvětšení (obr.2) magnetického momentu v modelu elektronu podle směru jeho orientace o $\Delta\mu$.



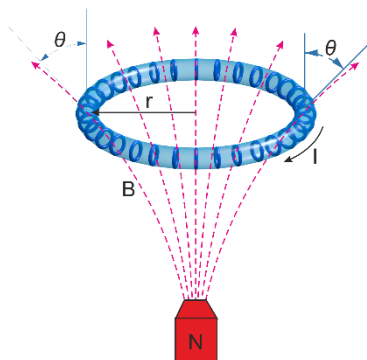
Obr. 1 Schematické zeslabení magnetického momentu modelu elektronu při paralelní orientaci s vnějším magnetickým polem



Obr. 2 Schematické zesílení magnetického momentu modelu elektronu při antiparalelní orientaci s vnějším magnetickým polem

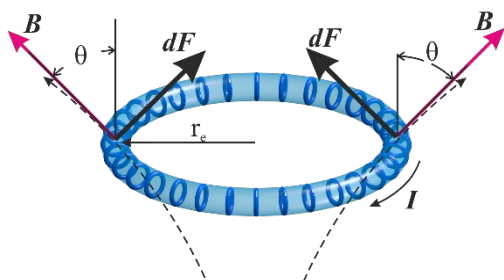
Pokud je vnější magnetické pole v jisté míře homogenní, pak dojde v místě vložení diamagnetika k zeslabení vnějšího magnetického pole, ale můžeme předpokládat, že vůči diamagnetické látce se to neprojeví žádnými silovými účinky.

Pro diamagnetické materiály je však charakteristické to, že jsou vypuzovány z vnějšího nehomogenního magnetického pole, například blízko konců solenoidu nebo tyčových magnetů, jak nám ukazují experimenty. Pro vysvětlení tohoto jevu si zvolíme model prstence elektronu, kterým teče elektrický proud I , a je svojí osou umístěn do nehomogenního pole například nad severní pól tyčového magnetu (obr.3).



Obr. 3 Prstavec elektronu nad severním pólem tyčového magnetu

V místě prstence elektronu vnější magnetické pole s indukcí \mathbf{B} svírá s normálou úhel θ (obr.4).



Obr. 4 Magnetická indukce \mathbf{B}_{out} svírá s osou z úhel θ

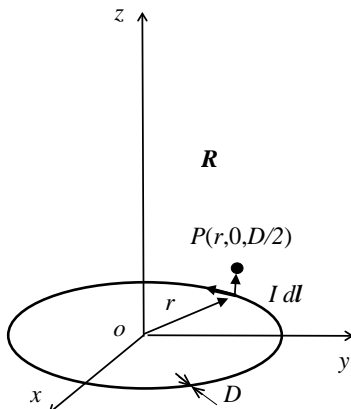
Magnetická síla působící na malý element délky prstence $d\mathbf{l}$, kterým prochází elektrický proud I je dána vztahem

$$d\mathbf{F}_B = I d\mathbf{l} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

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

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{out} + \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_l \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{R}}{\|\mathbf{R}\|^3} \quad (2)$$

Pro cylindrické souřadnice (o, r, φ, z) (obr.4) s bází prostoru $\mathbf{u}_r, \mathbf{u}_\varphi, \mathbf{u}_z$, pro působení síly na ose prstence, obr.5, se vztah (1) zapíše do tvaru



Obr. 5 Indukce \mathbf{B} kruhového závitu – toroidu

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

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

Potom

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

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

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

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

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

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

$$F_{Bz} = \left(B_{out} \cos \theta 2\pi r I - \frac{I^2 r^2 \mu_0 \pi}{\left(r^2 + \frac{D^2}{4} \right)^{\frac{3}{2}}} \frac{D}{2} \right), \quad F_{Br} = \frac{I^2 r^2 \mu_0 \pi}{\left(r^2 + \frac{D^2}{4} \right)^{\frac{3}{2}}} + B_{out} 2\pi r I \sin \theta \quad (5)$$

Síla F_B je funkcí úhlu θ , F_{Bz} míří do směru osy $+z$, a je tvořena vnějším magnetickým polem. Pokud použijeme prsteneček elektronu s opačně orientovaným magnetickým momentem, síla bude opačně orientovaná vzhledem k relaci (6).

Na model prstence elektronu, který se nachází mimo osu z , působí na jeho vzdálenějším konci v bodě P_1 , obr.6, jiná síla než na nejbližším bodě prstence k ose z v místě P_2 , obr.6. Pokud je magnetický moment modelu elektronu $\Delta\mu$ antiparalelní k vnějšímu magnetickému poli, dojde magnetickou indukcí ke zvětšení proudu I_1 a tím i ke zvětšení účinků síly F_1 a F_2 o velikost ΔF , obr. 6a. Při paralelním vektoru magnetické indukce B modelu elektronu s vnějším magnetickým polem B_{out} , obr.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 nulové.

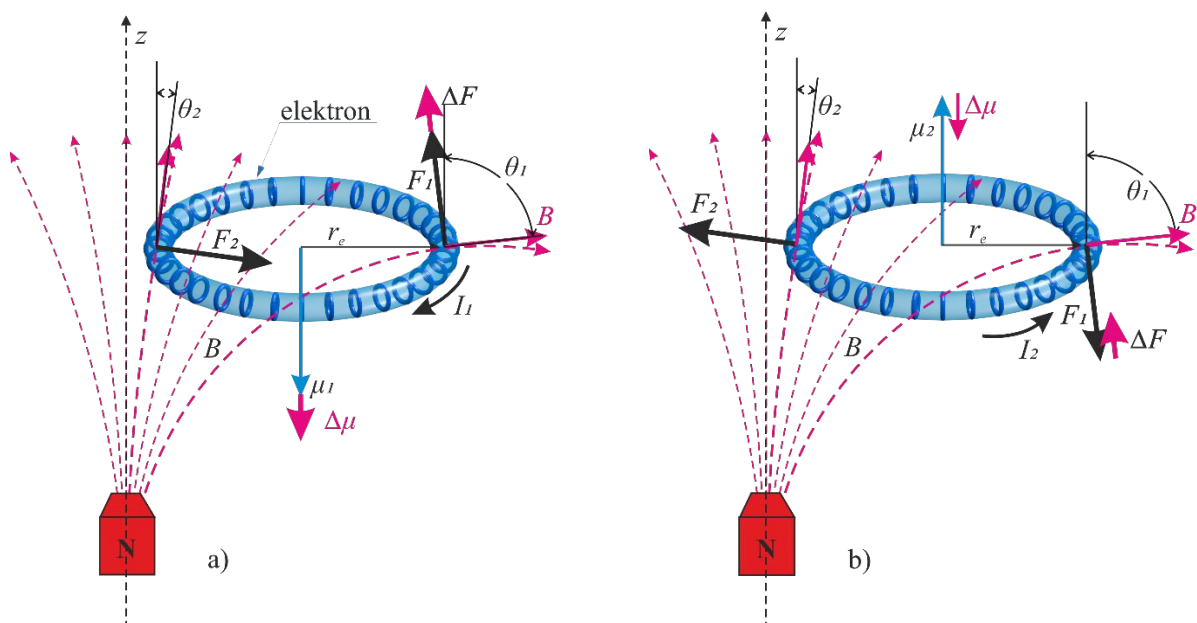
Pokud jsou ve zkoumaném vzorku rovnoměrně zastoupeny elektrony s paralelním a antiparalelním magnetickým momentem, potom celková síla v ose z

$$F_z = F_{1z} + F_{2z} \quad (6)$$

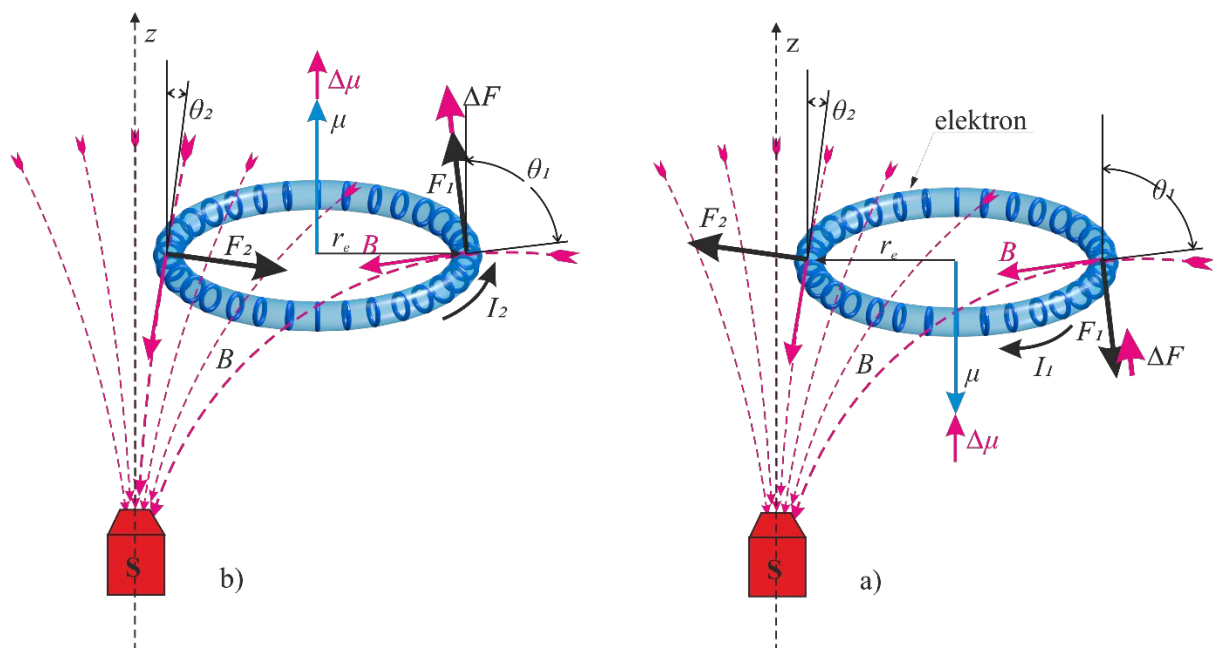
bude vždy větší u antiparalelní orientace magnetického momentu μ vůči vnějšímu magnetickému poli B_{out} než u orientace paralelní a bude tedy odpudivá.

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.6 je patrné, že u prstencového modelu elektronu bude složka síly F_{1z} ve větší vzdálenosti od osy z větší, než složka síly F_{2z} blíže k ose z .

Pro nehomogenní magnetické pole tyčového magnetu je síla působící na elektron vždy odpudivá bez ohledu na polaritu magnetu (obr.6 a obr.7).



Obr. 6 Schéma vzniku odpudivé síly F_z pro severní konec magnetu pro dvojici elektronů s opačně orientovanými magnetickými momenty vůči vnějšímu magnetickému poli

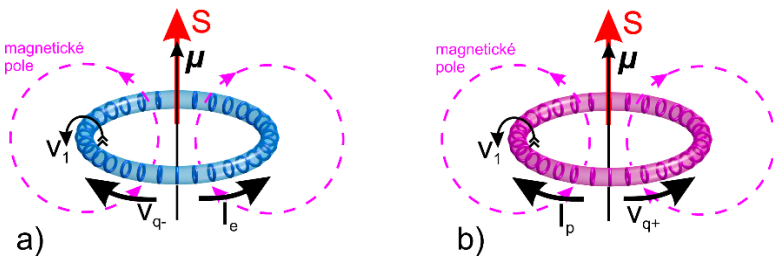


Obr. 7 Schéma vzniku odpudivé síly F_z pro jižní konec magnetu pro dvojici elektronů s opačnými magnetickými momenty.

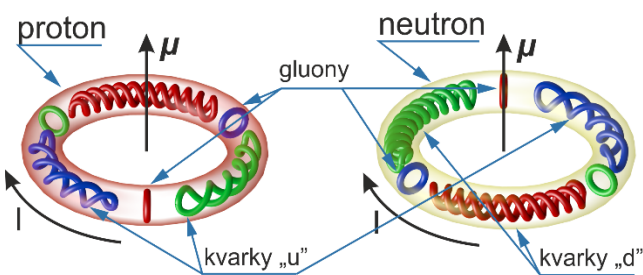
Diamagnetismus a gravitace

V předchozím textu se pro objasnění podstaty diamagnetismu použil případ nehomogenního magnetického pole reprezentovaného tyčovým magnetem a jeho působení na záporný elektrický náboj modelu elektronu podle RT. V tomto následujícím textu se změní konfigurace modelu a využije se jako zdroj nehomogenního magnetického pole vlastní magnetické pole modelovaných elementů – protonu a neutronu a vyhodnotí se jejich působení vzájemně, zejména působení na ostatní modely elektricky kladně nabitých protonů a elektricky neutrálních neutronů.

Podle RT mají kladně nabitě částice při zachování stejného směru vektoru magnetického momentu μ opačný směr proudu I vzhledem k elektricky záporně nabitým částicím modelovaným podle obr. 8. Model neutronu má shodný směr magnetického momentu μ i proudu I jako model protonu.

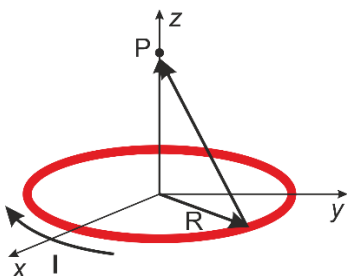


Obr. 7. Směr magnetického momentu μ , proudu I a spinu S , a) u modelu záporně nabitě elementární částice, b) u modelu kladně nabitě elementární částice (pozitron, proton, neutron)



Obr. 8. Model protonu a neutronu podle RT

Podle Biot-Savartova zákona můžeme vyjádřit velikost magnetického pole B v bodě P ležícího na ose z , obr.10, způsobeného toroidním prstencem ležícím v rovině xy s poloměrem R , kterým protéká proud I , obr. 10.



Obr. 9. Magnetické pole v bodě P způsobené toroidálním prstencem, kterým protéká proud I

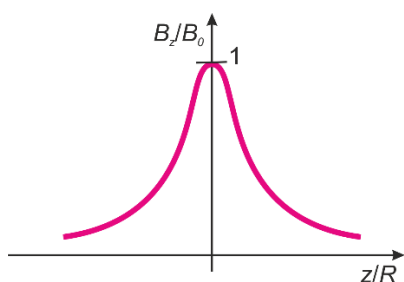
Díky symetrii úlohy je známé, že jsou podél osy z složky B_x a B_y nulové, a jedinou nenulovou složkou magnetického pole je složka B_z .

$$B_z = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + z^2)^{3/2}} \mathbf{u}_z \quad (8)$$

Závislost B_z/B_0 jako funkce z/R , kde

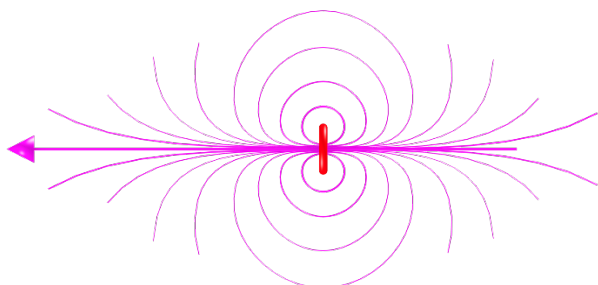
$$B_0 = \frac{\mu_0 I}{2R} \mathbf{u}_z \quad (9)$$

je velikost hustoty magnetického pole v ose a to $z = 0$. Závislost je znázorněna na obr. 11.



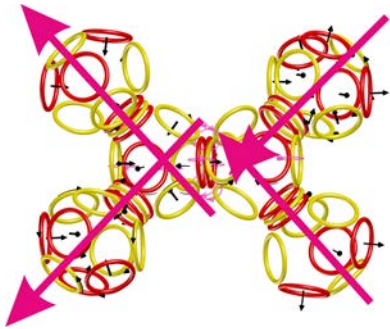
Obr. 10. Rozložení magnetického pole B_z/B_0 jako funkce z/R

Z předchozích vztahů je patrné, že maximální intenzita H nebo indukce B magnetického pole se nachází na ose toroidu, má směrový charakter. Magnetické pole podél osy toroidálního elementu je klesající a v okolí elementu je nehomogenní, obr. 12.

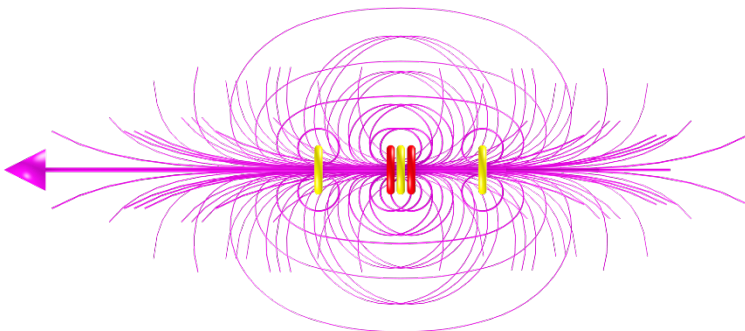


Obr. 11. Schéma magnetického pole modelu toroidální částice protonu

U modelů jader těžších chemických prvků modelovaných podle RT dochází při spojování globulí přes protonové můstky k vytvoření sestavy několika protonů a neutronů na společné ose, obr. 13. Tato sestava vytváří mnohem silnější a koncentrovanější soustředěný svazek magnetického pole v ose z , obr. 14.



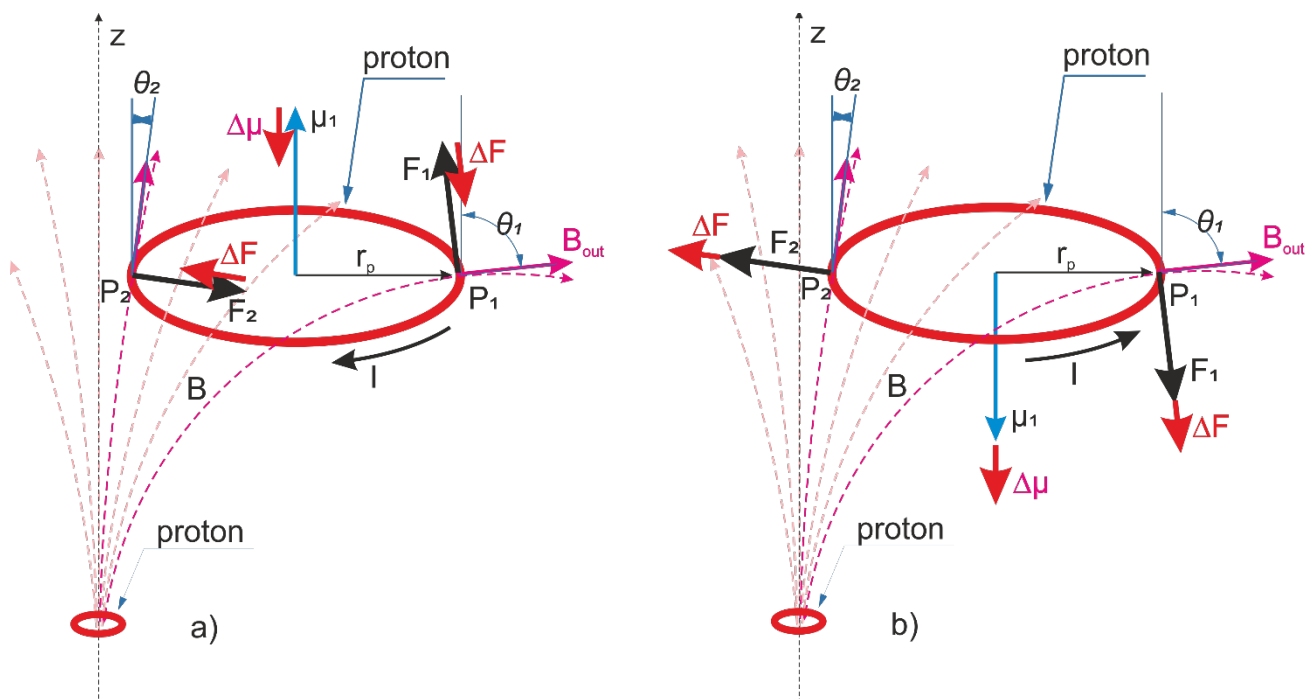
Obr. 12. Zesílené směry paprsků magnetického pole u modelu jádra atomu Fe



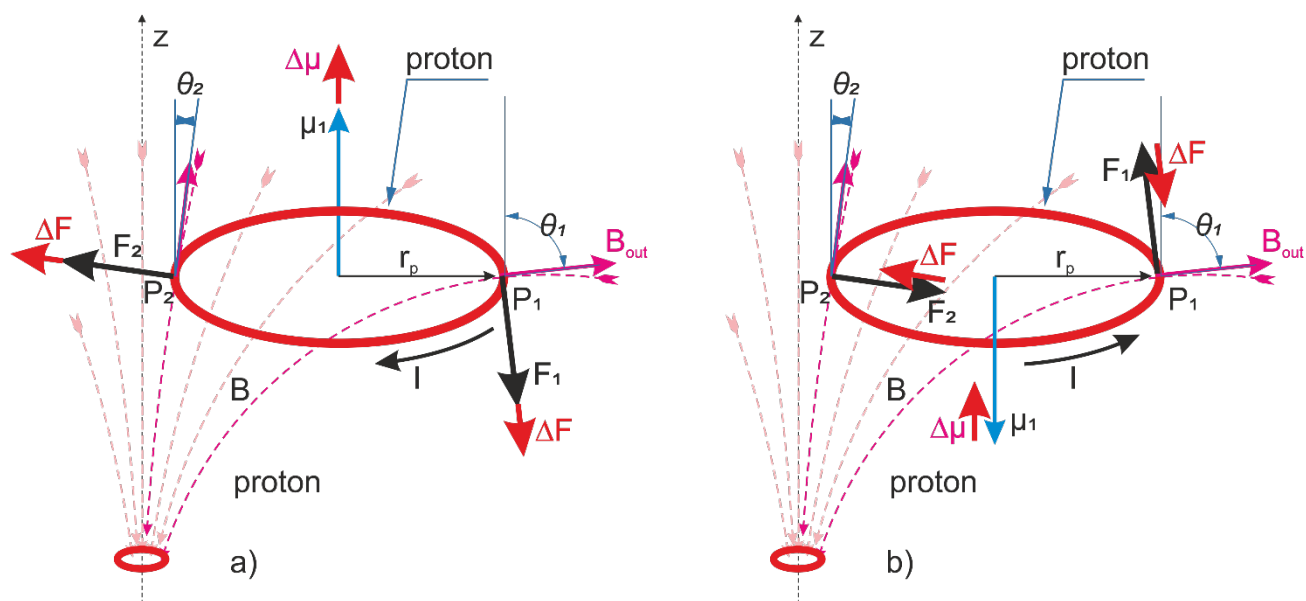
Obr. 13. Schéma magnetického pole modelu soustavy toroidálních částic protonů a neutronů

Kmitání atomů způsobuje změnu intenzity magnetického pole vytvářeného protony a neutrony jádra atomů. Působením vnějšího magnetického pole \mathbf{B}_{out} od vzdáleného protonu dojde u modelu protonu k indukci magnetického pole. Pokud je magnetický moment protonu μ paralelní s vnějším magnetickým polem \mathbf{B}_{out} , dojde k jeho zmenšení o $\Delta\mu$ a naopak. Zmenšení magnetického momentu se projeví zmenšením proudu I a tím i zmenšením síly F . Při antiparalelním směru magnetického momentu μ vůči vnějšímu magnetickému poli dojde ke zvětšení magnetického momentu protonu a tím i síly F . Totéž platí i pro působení magnetického pole na opačné straně modelu protonu, kde má magnetické pole opačný směr. Protože jsou oba směry magnetického momentu protonů i neutronů v modelu jádra podle RT rozmístěny rovnoměrně, bude výsledná síla působící na protony a neutrony jádra atomu nacházejícího se v ose z přitažlivá, obr. 15 a obr. 16.

Mezi protony a neutrony v modelovaných jádrech atomů a jádru jiných atomů působí vždy přitažlivá síla bez ohledu na vzdálenost mezi atomy. Na model elektronu jiného atomu magnetické pole protonu působí minimálně vzhledem k úzkému svazku magnetického pole a velikosti poloměru elektronů, které mohou být až o 5 řádů větší než poloměr protonu.



Obr. 14. Schéma vzniku přitažlivé síly F_z protonu pro dvojici protonů s opačně orientovanými magnetickými momenty vůči vnějšímu magnetickému poli



Obr. 15. Schéma vzniku přitažlivé síly F_z opačně orientovaného protonu pro dvojici protonů s opačně orientovanými magnetickými momenty vůči vnějšímu magnetickému poli

Každý proton i neutron v atomu reálného vzorku materiálu se nachází v nehomogenním poli tvořeného velmi vysokým množstvím ostatních atomů, které na ně působí přitažlivou silou. 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.

Zakřivený časoprostor lze nahradit nehomogenním magnetickým polem uzavřené proudové smyčky.