

Interação forte e eletromagnetismo

(Strong interaction and electromagnetism)

P.R. Silva¹

Departamento de Física, Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte, MG, Brasil

Recebido em 6/12/2007; Aceito em 14/4/2008; Publicado em 2/8/2008

A interação nuclear forte é estudada através de algumas ferramentas do eletromagnetismo clássico. São estimadas a constante de acoplamento forte e o “campo elétrico forte” (em termos de um campo elétrico equivalente), no interior do núcleon (próton ou nêutron). A pressão do vácuo sobre a fronteira do núcleon é também avaliada. Discute-se brevemente o confinamento dos quarks. Na análise são ainda utilizadas versões simplificadas do modelo de sacola do MIT.

Palavras-chave: interação forte, confinamento de quarks, modelo de sacola.

The basic structure of the classical electromagnetism is used as a means to study the strong interaction. The strong coupling constant and the strong field (expressed in terms of an equivalent electric field) inside the nucleon (proton or neutron) are estimated. It is also evaluated the vacuum pressure on the boundary of the nucleon. Quark confinement is briefly discussed. Simplified versions of the MIT bag model are also considered in the present treatment.

Keywords: strong interaction, quark confinement, bag model.

1. Introdução

Concebida e interpretada por Rutherford e executada por Geiger e Marsden [1], a experiência de espalhamento de partículas alfa por delgadas folhas metálicas, levaram ao descobrimento do núcleo atômico. Uma das conclusões deste experimento, é que o núcleo atômico ocupa uma ínfima parcela do volume destinado ao átomo, em que pese nele estar concentrada toda a carga positiva da matéria. Hoje, sabemos que o núcleo atômico é constituído de partículas com carga elétrica positiva, denominada próton, e de carga elétrica nula, denominada nêutron. Ressalte-se que o núcleo atômico encerra em si quase a totalidade da massa contida no átomo. A carga positiva aprisionada num volume tão exíguo do espaço levaria a uma situação altamente explosiva, não fora pela presença de uma segunda força da natureza, a interação forte a contrabalançar a repulsão coulombiana entre prótons [2]. É então da interação nuclear forte entre pares de prótons, pares de nêutrons, ou entre um par nêutron-próton, a responsabilidade pela manutenção do núcleo atômico coeso.

Por outro lado, a síntese do eletromagnetismo clássico está contida nas equações de Maxwell [3], um conjunto de equações diferenciais no espaço-tempo, relacionando campos elétricos e magnéticos entre si e às suas respectivas fontes: cargas e correntes. Duas cons-

tantes notáveis aparecem nas equações de Maxwell, a saber ε_0 e μ_0 , respectivamente a permissividade elétrica do vácuo e a permeabilidade magnética do vácuo. A velocidade da luz no vácuo pode então ser expressa como o inverso da raiz quadrada do produto destas duas constantes. Uma das possibilidades das equações de Maxwell é a propagação de ondas eletromagnéticas no vácuo, com a velocidade de propagação dessa onda igual à velocidade da luz, acima definida.

Duas características importantes da interação nuclear forte são as seguintes:

- i) Inicialmente consideremos um par de prótons separados por uma distância comparável às dimensões nucleares. A intensidade da força atrativa entre eles devido à interação forte é consideravelmente maior do que a repulsão eletrostática mútua.
- ii) A interação nuclear é de curto alcance, restrita a distâncias tais como a dos raios nucleares, enquanto a interação eletromagnética tem um alcance infinito.

A equação de Yukawa [4], uma das primeiras tentativas de se estabelecer um modelo para a interação forte entre núcleons (próton, nêutron), difere na forma, de uma equação de propagação de onda eletromagnética

¹E-mail: prsilvafis@terra.com.br e prsilva@fisica.ufmg.br.

pela presença de um termo não-homogêneo, que captura justamente o caráter de curto alcance da interação forte. Atualmente, sabe-se que a interação nuclear forte entre núcleons, corresponde a um efeito residual da interação forte, e desta maneira, o modelo de Yukawa não poderia mesmo corresponder a uma descrição mais fundamental desta interação.

Quando se aprofunda na investigação do interior da matéria, como é o caso das forças nucleares, é imprescindível de se considerar o papel da mecânica quântica em se tratando de fenômenos nesta escala de tamanho. As teorias mais apropriadas para lidarem com as forças da natureza na escala das partículas elementares, são as teorias quânticas de campo. Mais explicitamente, a eletrodinâmica quântica (EDQ) trata das interações eletromagnéticas, e a cromodinâmica quântica (CDQ) [5] das interações nucleares fortes. Na EDQ a interação entre cargas elétricas é descrita em termos de troca de partículas virtuais chamadas fótons, enquanto na CDQ as cargas “coloridas” interagem através da troca de partículas virtuais chamadas glúons. No entanto, existe uma diferença fundamental entre essas duas teorias. Fótons não carregam com eles cargas elétricas, e portanto não interagem entre si, enquanto os glúons podem ser dotados de cargas coloridas, o que leva a uma interação entre eles. Num jargão mais técnico, a EDQ é uma teoria linear (os campos obedecem ao princípio da superposição), ao passo que a CDQ é uma teoria não-linear (não-abeliana).

Neste ensaio, estamos principalmente interessados em avaliar a interação nuclear forte no interior dos núcleons (prótons ou nêutrons). Mas por propósitos didáticos, vamos nos apropriar da estrutura bem conhecida do eletromagnetismo clássico, com o objetivo de expor alguns aspectos relevantes da interação nuclear forte. Assim apresentaremos a idéia de um campo elétrico forte equivalente, medido em unidades de Volts por metro (V/m), bem como faremos avaliações da constante de acoplamento forte, e da pressão do vácuo sobre a fronteira do núcleon. Também exploraremos o conceito do confinamento dos quarks.

Do ponto de vista de sua função pedagógica este trabalho tem um duplo propósito, a saber: ampliar o universo das aplicações de algumas ferramentas básicas do eletromagnetismo, por exemplo, o uso da lei de Gauss e a estimativa da densidade de energia contida no campo elétrico, e ao mesmo tempo, apresentar alguns conceitos básicos da física de partículas no que diz respeito à interação forte.

2. Quarks e a interação forte

Os núcleons são constituídos por partículas chamadas quarks (dotados de cargas coloridas), que interagem entre si através da troca de glúons virtuais [6]. Em baixas energias, basta considerar o quark up, cuja carga elétrica é $2/3$ do quantum elementar de carga (e), e o

quark down, cuja carga elétrica é $-1/3$ de e . O próton é constituído de dois quarks up e um down, e o nêutron de dois quarks down e um up. A interação entre as cargas coloridas dos quarks é muito mais intensa do que a interação eletromagnética entre eles, e assim, a interação forte domina amplamente o balanço energético no interior do núcleon. Os quarks, quando examinados por sondas de altas energias, se comportam como partículas livres embora permaneçam confinados no interior do núcleon.

Podemos comparar a interação eletromagnética com a interação forte através dos seguintes exemplos. Em um dipolo elétrico [7], as linhas de força nascem nas cargas positivas e morrem nas cargas negativas. No entanto, linhas de força adjacentes não se influenciam, refletindo o caráter linear da teoria. Por outro lado na interação entre um par quark-antiquark, as linhas do campo forte atraem-se mutuamente gerando a figura de um tubo de fluxo, refletindo assim o caráter não-linear da teoria [7]. O que emerge da interação entre os glúons (ou entre as linhas de força na imagem de Faraday), é que o campo elétrico de cor entre o par quark-antiquark adquire a característica de um campo uniforme, como o campo elétrico existente entre as placas de um capacitor de placas planas e paralelas. Quando se cede energia ao par quark-antiquark, o tubo de fluxo se estica, e quando suficiente energia se acumula no tubo, um novo par quark-antiquark é gerado, ao invés de ocorrer o rompimento da ligação forte. Este fato será interpretado mais tarde neste trabalho, a luz do fenômeno do confinamento de quarks.

3. O núcleon como uma sacola cúbica de quarks

Tendo por base a analogia entre o tubo de fluxo e o capacitor de placas paralelas, vamos propor um modelo para o núcleon, representado por uma região cúbica do espaço de aresta L , que confina os campos de cor. Este “capacitor” terá placas de área L^2 , separadas entre si pela distância L . Mais precisamente, estamos lidando aqui com o campo elétrico de cor médio, dessa maneira desprezando os efeitos de borda. Um aspecto importante deste trabalho, é que avaliaremos o campo elétrico de cor e a carga de cor que o gera, respectivamente em termos de campo elétrico (Volts/metro) e carga elétrica (Coulomb) equivalentes.

A densidade de energia u armazenada em um campo elétrico é dada por [8]

$$u = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2. \quad (1)$$

Usaremos a mesma expressão para a densidade de energia no campo de interação forte, em termos de campo elétrico equivalente. A seguir consideramos que este campo está confinado no interior do núcleon de tamanho L , e que a energia armazenada no campo de cor

corresponde em boa aproximação à energia de massa do núcleon. Escreveremos

$$\frac{1}{2}\varepsilon_o E^2 L^3 = m_n c^2, \quad (2)$$

onde E é o campo forte dado em volts por metro, m_n a massa do núcleon, e c a velocidade da luz no vácuo.

Além disso, usando a lei de Gauss [9], obtemos a seguinte expressão para o campo uniforme E

$$E = \frac{Q_F}{(\varepsilon_o L^2)} = \frac{\sigma_F}{\varepsilon_o}, \quad (3)$$

onde Q_F é a carga forte ou de cor e σ_F é a respectiva densidade superficial. As Eqs. (2) e (3) implicam em

$$Q_F = \sigma_F L^2 = (2\varepsilon_o m_n c^2 L)^{1/2}, \quad (4)$$

e

$$E = \left[\frac{(2m_n c^2)}{(\varepsilon_o L^3)} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

Dados $m_n = 1,67 \times 10^{-27}$ kg e $L = 10^{-15}$ m, obtemos

$$Q_F = 1,63 \times 10^{-18} \text{ C} \approx 10 \text{ e}, \quad (6)$$

$$E = 1,84 \times 10^{23} \text{ V/m}. \quad (7)$$

Gottfried e Weisskopf [10] estimaram a carga nuclear (e_N), a carga de cor dos núcleons, por exemplo, próton e nêutron interagindo através de um potencial do formato coulombiano para formar o dêuteron. A estimativa destes autores é a seguinte

$$e_N \approx 3,7e. \quad (8)$$

Comparando a Eq. (8) com a Eq. (6), verifica-se que a interação entre núcleons, de certo modo é um efeito residual da interação nuclear forte, que se manifesta na sua total intensidade apenas no interior dos hádrons (núcleons em particular). Quanto ao campo elétrico de cor no interior do núcleon, dado pela Eq. (7) em campo elétrico equivalente, o mesmo pode ser comparado com a intensidade do campo elétrico na superfície do núcleo de urânio que é da ordem de 10^{21} V/m [11].

No entanto em física de partículas, é costume comparar as intensidades das forças fundamentais da natureza através de suas respectivas constantes de acoplamento. Consideremos, no átomo de hidrogênio a energia de interação eletrostática entre o próton e o elétron, separados pela distância r . Escrevemos

$$U_{p-e}(r) = \frac{-e^2}{(4\pi\varepsilon_o r)} = -\frac{(\alpha\hbar c)}{r}. \quad (9)$$

Na Eq. (9), α é a constante de acoplamento da interação eletromagnética, uma grandeza adimensional

aproximadamente igual a $1/137$. De maneira análoga podemos escrever

$$\frac{Q_F^2}{(4\pi\varepsilon_o)} = \alpha_F \hbar c, \quad (10)$$

onde

$$\alpha_F \approx 100\alpha. \quad (11)$$

Portanto, enquanto a interação eletromagnética α tem a ordem de grandeza de 10^{-2} , a interação nuclear forte intra-núcleon é da ordem de grandeza de 1 (veja-se a Ref. [2]).

Seria interessante prosseguir utilizando as ferramentas do eletromagnetismo clássico, para explorar um pouco mais a física das interações fortes. Faremos isto a seguir. Voltemos então ao capacitor plano. Suponhamos que as placas dos capacitores situem-se paralelas ao plano xy de coordenadas cartesianas, a placa negativa situada no plano $z = 0$. A energia armazenada no campo elétrico do capacitor é dada por

$$U = \frac{1}{2} \frac{Q_F^2}{C} = \frac{1}{2} \left[\frac{(Q_F^2 z)}{(\varepsilon_o L^2)} \right]. \quad (12)$$

Na Eq. (12) consideramos a capacitância, C , dada por

$$C = \frac{\varepsilon_o L^2}{z}, \quad (13)$$

onde z é a separação entre as placas. A força sobre a placa “positiva” é dada por [12]

$$F = -\frac{dU}{dz} = -\frac{1}{2} \left[\frac{Q_F^2}{\varepsilon_o L^2} \right]. \quad (14)$$

O sinal negativo indica que a força entre as placas é atrativa. Da Eq. (14) podemos também calcular a força por unidade de área (tensão eletrostática) que atua sobre as placas do capacitor, ou seja

$$\frac{|F|}{L^2} = \frac{1}{2}\varepsilon_o E^2. \quad (15)$$

No modelo da sacola cúbica de quarks, na analogia com o eletromagnetismo, as placas do capacitor representariam a interface entre a matéria e o vácuo. Na teoria quântica de campos, o vácuo é dotado de características físicas a semelhança dos meios materiais. Assim, os quarks confinados no interior do núcleon de tamanho L , e portanto em movimento contínuo devido ao princípio da incerteza de Heisenberg, exercem uma pressão sobre a interface do mesmo, sendo contrabalançada pela pressão do vácuo. No presente modelo, o análogo da tensão eletrostática será a pressão do vácuo (p_{vac}), a saber

$$p_{vac} = \frac{1}{2}\varepsilon_o E^2. \quad (16)$$

Inserindo-se a Eq. (16) na Eq. (2), podemos também obter

$$p_{vac} = \rho c^2, \quad (17)$$

onde ρ é a densidade média de matéria no interior do núcleon. Estimativas de ordem de grandeza para estas quantidades levam a: $p_{vac} \sim 10^{30}$ atm e $\rho \sim 10^{18}$ kg/m³.

4. O modelo de sacola do MIT

O modelo de sacola do MIT [7, 14, 15] considera que nos hádrons (núcleons em particular), quarks e glúons (na descrição de partículas) ou os campos elétricos de cor, estão confinados no interior da sacola. As paredes da sacola são uma representação da interface entre a matéria hadrônica e o vácuo. De acordo com Jaffe [7] é possível separar uma região do espaço que outrora era vazia, de uma maneira consistente com a relatividade, submetendo a fronteira da região a uma pressão constante B exercida pelo vácuo vizinho sobre a interface do hádron. Uma imagem que se faz é que o hádron se assemelha a uma bolha de gás imersa em um fluido perfeito, isotrópico, e uniforme. A dinâmica da bolha é determinada pelo balanço entre a pressão externa do fluido (vácuo) e a pressão termodinâmica do gás confinado (quarks e glúons). No entanto, o número de partículas na sacola é pequeno, ao contrário do grande número de moléculas de gás contido na bolha. A seguir propomos um potencial para descrever este modelo. Inicialmente, mirando-se no exemplo de um potencial confinante do tipo oscilador harmônico, supomos que a energia cinética do quark corresponde em média à metade da energia de massa do quark, portanto a outra metade corresponderá em média à energia potencial, e escrevemos

$$\frac{1}{2}m_q c^2 = \frac{(\alpha_F \hbar c)}{R}, \quad (18)$$

onde m_q é a massa constituinte do quark. A contribuição de cada quark para o potencial será dada por

$$V_q(R) = \frac{(2\alpha_F \hbar c)}{R}. \quad (19)$$

Por outro lado, a contribuição do vácuo para o potencial será dada por

$$V_{vac}(R) = \frac{4}{3}\pi R^3 B. \quad (20)$$

Considerando-se que o núcleon é constituído de três quarks, chegamos a

$$V_{sacola}(R) = \frac{4}{3}\pi R^3 B + 3 \left[\frac{(2\alpha_F \hbar c)}{R} \right]. \quad (21)$$

Diferenciando a Eq. (21) em relação a R , obtemos no raio mínimo R_n

$$B = \frac{(6\alpha_F \hbar c)}{(4\pi R_n^4)}, \quad (22)$$

e

$$V_{sacola}(R_n) = \frac{(8\alpha_F \hbar c)}{R_n} = m_n c^2, \quad (23)$$

onde identificamos o potencial de sacola avaliado no seu valor mínimo com a energia de massa do núcleon.

As relações (22) e (23) implicam em

$$B \frac{4}{3}\pi R_n^3 = \frac{1}{4}m_n c^2, \quad (24)$$

onde $\frac{4}{3}\pi R_n^3$ é o volume do núcleon. Logo a pressão do vácuo B será expressa na forma

$$B = \frac{1}{4}\rho c^2. \quad (25)$$

Podemos também, fazendo uma analogia com a sacola cúbica, pensar que B pode ser expresso em termos de um campo elétrico forte equivalente, ou seja

$$B = \frac{1}{2}\varepsilon_o (E_{novo})^2. \quad (26)$$

Comparando-se as Eqs. (16), (17), (25) e (26), chegamos a

$$E_{novo} = \frac{1}{2}E \sim 10^{23} \text{ V/m}. \quad (27)$$

No modelo de sacola do MIT podemos também avaliar a constante de acoplamento forte. Da Eq. (23), obtemos

$$\alpha_F|_{\text{sacola MIT}} = \frac{m_n c R_n}{8\hbar}. \quad (28)$$

A relação (28) é comparável em magnitude, àquela que obtivemos para a sacola cúbica, a saber

$$\alpha_F|_{\text{sacola cúbica}} = \frac{m_n c L}{2\pi\hbar}. \quad (29)$$

A relação (29) foi obtida, considerando-se as Eqs. (4) e (10).

5. Explicando o confinamento dos quarks

Seria interessante também considerar a argumentação de Jaffe [7] para explicar a inexistência de quarks livres. Em um tubo de fluxo de área de seção reta A e comprimento L e de simetria cilíndrica, as linhas de força que nascem em um quark e morrem em um anti-quark são tratadas aproximadamente como as linhas de um campo uniforme. A energia acumulada no campo deste sistema é dada por

$$U = \frac{1}{2} \varepsilon_o E^2 AL = \frac{1}{2} \frac{Q_F^2 L}{\varepsilon_o A}. \quad (30)$$

Poderíamos pensar em separar o par quark-antiquark, fissionando o tubo de fluxo. Para fissionar o tubo de fluxo, haveria que se estabelecer um gargalo ($A \rightarrow 0$).

Ao mesmo tempo, separar o par quark-antiquark por uma distância infinita requer $L \rightarrow \infty$.

Examinando-se a Eq. (30), verifica-se que esta tarefa consumiria uma quantidade infinita de energia, portanto não é exequível. Quando uma quantidade suficiente de energia é cedida ao sistema, o que ocorre é a criação de um novo par quark-antiquark e o tubo de fluxo se duplica, mantendo-se em cada um deles as linhas de campo elétrico de cor, confinadas. Uma discussão mais aprofundada destes fatos, requer o emprego da QCD, e é conhecido que naquela teoria das interações fortes, as simetrias envolvidas jogam um papel fundamental [16, 17].

6. Conclusão

Analisamos neste trabalho algumas facetas da interação forte, utilizando ferramentas teóricas do eletromagnetismo clássico. Avaliamos as ordens de grandeza da constante de interação forte, da pressão do vácuo sobre a fronteira do núcleon, e da intensidade do campo elétrico forte no interior do núcleon. A pressão do vácuo confina as fontes de força (quarks e glúons) no interior do núcleon. A análise se estrutura, em grande medida, em versões simplificadas do modelo de sacola do MIT.

Agradecimentos

Agradeço aos colegas Antônio Sérgio Teixeira Pires, Marcos Donizetti Rodrigues Sampaio e Domingos Sávio de Lima Soares, por uma leitura crítica deste manuscrito.

Referências

- [1] J.W. Rohlf, *Modern Physics from α to Z^0* (John Wiley & Sons, Nova York, 1994), chap. 6.
- [2] Ver chap. 1 da Ref. [1].
- [3] Alaor Chaves, *Física Básica - Eletromagnetismo* (Editora LAB, Rio de Janeiro, 2007), cap. 10.
- [4] R.P. Feynman, R.B. Leighton and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics* (Reading, Massachusetts, 1975), v. 2, chap. 28, seção 6; ver também W.S.C. Williams, *Nuclear and Particle Physics* (Oxford Science Pub., Clarendon Press, 1994).
- [5] Frank Wilczek, *Phys. Today* **53**, 22 (2000); ver também e, hep-ph/0502113 v2 15 Feb 2005.
- [6] Ver cap. 1 da Ref. [1].
- [7] R.L. Jaffe, *Nature* **268**, 201 (1977); A. Chodos, R.L. Jaffe, C.B. Thorn and V.F. Weisskopf, *Phys. Rev.* **D9**, 3471 (1974).
- [8] Ver caps. 3 e 4 da Ref. [3]; D. Halliday e R. Resnick, *Fundamentos de Física, Eletromagnetismo* (Editora LTC, Rio de Janeiro, 1991), cap. 27.
- [9] Ver cap. 2 da Ref. [3] e cap. 25 da Ref. [8].
- [10] K. Gottfried e V.F. Weisskopf, *Concepts of Particle Physics* (Oxford University Press, Nova York, 1986), v. 1.
- [11] Ver cap. 24 da Ref. [8].
- [12] Ver problema 11P, cap. 27 da Ref. [8].
- [13] Ver problema 12P, cap. 27 da Ref. [8].
- [14] G.E. Brown and M. Rho, *Phys. Today* **36**, 24 (1983).
- [15] P.R. Silva, *Int. Jour. Mod. Phys.* **A12**, 1373 (1997).
- [16] D.J. Gross, *Phys. Today* **40**, 39 (1987); *Rev. Mod. Phys.* **77**, 837 (2005).
- [17] Ver caps. 17 e 18 da Ref. [1].