

# Observação experimental dos Quarks

JOÃO VARELA

Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas, Lisboa

*O Prémio Nobel da Física foi este ano atribuído a J. Friedman, H. Kendall e R. Taylor pelos trabalhos realizados em 1969 no acelerador de electrões do Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), de estudo da difusão inelástica de electrões em alvos de hidrogénio. Esta experiência revelou, pela primeira vez de forma directa, que os protões são objectos compostos de quarks. Descrever os resultados mais marcantes da experiência, bem como o seu enquadramento na história da pesquisa dos constituintes e interacções fundamentais da matéria, é pois o objectivo deste artigo.*

## 1. Introdução

A experiência realizada há cerca de vinte anos por Friedman, Kendall, Taylor e colaboradores, que evidenciou a existência dos quarks no interior dos protões, é uma versão sofisticada e tecnologicamente complexa de um acto que quotidianamente experimentamos: a observação dos objectos que nos rodeiam.

De facto, «ver um objecto» equivale a dispor de radiação luminosa, ou numa linguagem moderna, de um feixe de fotões, os corpúsculos de luz, bem como de um detector, no caso os nossos olhos, capaz de registar os fotões reflectidos no objecto em observação. O número de fotões captados por unidade de tempo, a sua distribuição espacial na retina e o espectro de energia, ou seja, de cor, são identificados pelos órgãos visuais e transmitidos ao cérebro que reconstitui uma imagem do objecto.

Os laureados deste ano realizaram, em princípio, algo semelhante: dispunham de um feixe de partículas, na ocasião electrões, que fizeram incidir sobre o objecto em estudo, o protão, constituinte único do núcleo do átomo de hidrogénio, e construíram um detector capaz de registar as características dos electrões difundidos pelos protões. Esta informação foi utilizada para realizar, com o auxílio de computadores, a reconstituição da «imagem do protão». Com alguma surpresa esta revelou que os protões não possuem uma densidade de matéria

uniforme no seu interior, sendo antes constituídos por corpúsculos de matéria.

Embora a estrutura das duas maneiras de «ver» um objecto seja semelhante, as diferenças são, obviamente, enormes. À vista desarmada, dificilmente distinguimos objectos de dimensões inferiores a um décimo de milímetro, ou seja,  $10^{-4}$  metros. As experiências realizadas em Stanford permitiram investigar distâncias da ordem de  $10^{-18}$  m. Cem milhões de milhões de vezes mais pequenas! E mesmo mil vezes mais pequenos que as dimensões do protão, que se sabe medir cerca de  $10^{-15}$  m, ou seja 1 fermi (fm). Só desta forma foi possível «ver» os quarks.

A segunda diferença diz respeito ao feixe incidente. Em vez da radiação luminosa, os investigadores norte-americanos utilizaram electrões. Não é, no entanto, na natureza da partícula incidente, fotão ou electrão, que reside a diferença mais importante. De acordo com as teorias quânticas as partículas da matéria, e designadamente os electrões, têm um comportamento ondulatório semelhante às ondas electromagnéticas, e em particular, à radiação luminosa. É a famosa dualidade onda-corpúsculo, que tanto se aplica aos electrões como aos fotões. A grande diferença entre a luz e o feixe de electrões acelerados no SLAC está na energia das partículas. Os fotões da luz têm, em média, uma energia de cerca de 4 eV (electrão-volt), enquanto os electrões foram acele-

rados até uma energia de  $2 \times 10^{10}$  eV. Ou seja, uma energia cinco mil milhões de vezes superior. Como veremos adiante com mais detalhe, foi este facto que permitiu, pela primeira vez, a observação experimental dos quarks.

Naturalmente, a forma como a partícula incidente é difundida pelo objecto-alvo depende da natureza da interacção entre as duas partículas. No caso que pretendemos tratar, o conhecimento das leis da interacção electromagnética entre cargas eléctricas em movimento foi imprescindível para a interpretação dos resultados experimentais em termos da estrutura do protão.

Na escala de energia que estamos a considerar, as colisões entre electrões e protões são normalmente inelásticas. Significa isto que parte da energia cinética incidente é convertida em matéria, formando-se após a colisão cerca de uma dezena de novas partículas. Por outro lado, o protão alvo fragmenta-se e perde portanto identidade. Por estas razões, a interpretação dos resultados das experiências não é trivial. Foi certamente mérito de Friedman, Kendall e Taylor terem sabido utilizar este processo físico para revelar a subestrutura do protão.

Mas antes de analisar com mais detalhe esta questão, é talvez útil compreender como as experiências de difusão de partículas têm ao longo da história da Física fornecido informação preciosa sobre a constituição da matéria.

## 2. A experiência de Rutherford

No princípio do século XX, mais precisamente em 1911, E. Rutherford teve uma ideia genial: utilizar partículas  $\alpha$  (núcleo de hélio), radiadas por uma fonte de rádio, para investigar a estrutura dos átomos. Na altura, já se sabia que os átomos contêm cargas eléctricas positivas e negativas em número igual, que se compensam formando um objecto electricamente neutro. Desconhecia-se no entanto a distribuição interna dessas cargas. Para responder a esta questão, Rutherford decidiu bombar-

dear uma fina folha de ouro com partículas  $\alpha$ , de energia cinética igual a 5 MeV (5 milhões de eV), e observar a forma como estas são desviadas da sua trajectória. As partículas  $\alpha$  têm uma carga eléctrica  $+2$ , em unidades de carga do protão, e são desviadas devido à interacção coulombiana com as cargas nos átomos. A força de interacção é proporcional ao produto das duas cargas e inversamente proporcional ao quadrado da distância entre elas.

As observações realizadas pelos colaboradores de Rutherford mostraram que as partículas  $\alpha$  não são praticamente desviadas, excepto nalguns casos em que podem ocorrer deflecções a grande ângulo. Significa que nestes casos as partículas são sujeitas a uma força de repulsão muito intensa, o que pode acontecer se a partícula incidente se aproximar a curta distância de uma grande concentração de carga. Este raciocínio levou Rutherford a propor que no átomo os protões se concentram no núcleo, e que as cargas negativas (electrões) se encontram dispersas no volume do átomo (Fig. 1-a).

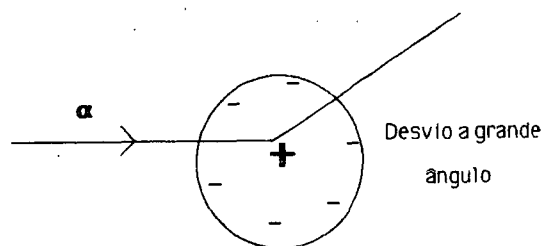


Fig. 1a — Difusão de uma partícula  $\alpha$  num átomo, segundo o modelo de Rutherford.

Estava definitivamente afastado o modelo atómico de Thomson, que admitindo uma distribuição uniforme da carga positiva e negativa no átomo era incapaz de explicar os desvios a grande ângulo (Fig. 1-b).

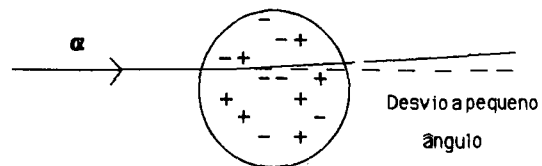


Fig. 1b — Difusão de uma partícula  $\alpha$  num átomo, segundo o modelo de Thomson.

### 3. Microscópios e aceleradores de partículas

A experiência de Rutherford abriu uma nova via de exploração da matéria e foi o modelo de um grande número de experiências de física de partículas que se seguiram. A história destas experiências está estreitamente ligada ao desenvolvimento da tecnologia de aceleração de partículas. De facto, a descoberta da dupla natureza das partículas, ondulatória e corpuscular, mostrou que o poder de resolução de pequenas distâncias está directamente relacionado com a impulsão, e portanto com a energia, das partículas incidentes. É o que nos diz a famosa relação de L. de Broglie  $\lambda = h/p$ , onde  $h$  é a constante de Plank,  $\lambda$  o comprimento de onda associado à partícula e  $p$  a impulsão da partícula considerada como ponto material. O comprimento de onda é tanto menor quanto maior for a impulsão.

A propagação de uma onda não é perturbada por objectos de dimensão inferior ao comprimento de onda. É um fenómeno conhecido das ondas mecânicas ou electromagnéticas. Os microscópios ópticos, por exemplo, não permitem descer abaixo da casa do meio micron ( $0.5 \cdot 10^{-6}$  m), a ordem de grandeza do comprimento de onda da luz visível. Nos microscópios electrónicos, os electrões acelerados por uma tensão de  $10^5$  volts têm, de acordo com a relação de Broglie, um comprimento de onda de  $3.7 \cdot 10^{-12}$  m, ou seja, cerca de cem mil vezes mais pequeno que o da luz visível. Nesta perspectiva, os modernos aceleradores de partículas não são mais do que potentes microscópios. O acelerador linear de electrões em Stanford, capaz de acelerar os electrões até à energia de  $2 \cdot 10^{10}$  electrão-volt, tem um poder de análise muitíssimo superior ao microscópio electrónico.

Tem sido este, ao longo da história da Física, um argumento decisivo para construir aceleradores cada vez mais energéticos. Mas um outro existe. Em 1906 A. Einstein estabeleceu a relação entre massa e energia  $E = mc^2$ , ou seja, massa e energia são manifestações

diferentes da mesma realidade. Se dispusermos num ponto, graças ao choque de duas partículas, de energia cinética suficiente, outras partículas podem ser criadas por materialização de parte desta energia. Assim, as colisões de partículas não se traduzem somente pelo desvio das suas trajectórias, o que em termos ondulatórios corresponde à perturbação da onda associada à partícula incidente, como acontece na experiência de Rutherford. A energias elevadas, este processo designado por difusão elástica, é suplantado pela difusão inelástica na qual há criação de matéria. Este fenómeno conduziu à descoberta de novas partículas, de existência efémera, nos aceleradores. Claro está, quanto mais massivas forem estas partículas mais energético deverá ser o acelerador que as produz.

Do ponto de vista do estudo da estrutura da matéria, a criação de novas partículas é uma complicação suplementar, que terá talvez desencorajado alguns físicos de realizar as experiências que levaram à descoberta dos quarks.

### 4. Secções eficazes e factores de forma

De modo a tornar mais clara a abordagem dos resultados do SLAC, convém introduzir previamente alguns aspectos técnicos relacionados com o formalismo das colisões de partículas.

Quando se faz incidir uma partícula num alvo de matéria, a primeira questão que surge é a de saber qual a probabilidade de a partícula interagir com um dos núcleos atómicos. Na sua trajectória, a partícula incidente encontra corpúsculos de matéria, os núcleos, dispersos num imenso espaço vazio (desprezamos nesta análise os electrões atómicos que praticamente não perturbam a trajectória das partículas, se estas forem de muito alta energia). Haverá uma interacção se a partícula passar suficientemente próximo de um dos núcleos, digamos numa certa área circular em torno do núcleo (Fig. 2). A esta «área de influência» chama-se

*secção eficaz.* A probabilidade de interacção depende, então, do valor da secção eficaz. Depende também de outros factores macroscópicos bem conhecidos, como sejam a densidade de núcleos no alvo e a espessura deste.

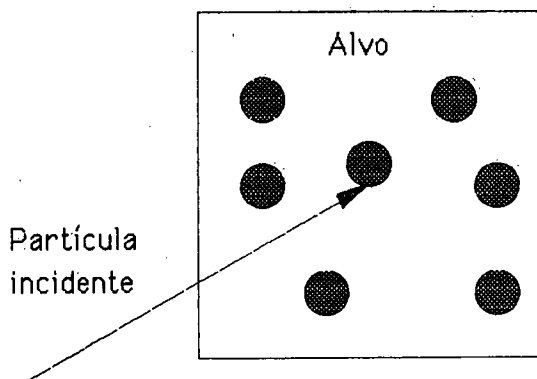


Fig. 2 — Interação de uma partícula num alvo; a cada núcleo do alvo está associada uma secção eficaz.

A probabilidade de interacção é medida experimentalmente contando o número de partículas que são desviadas e dividindo pelo número total de partículas incidentes. Com base nesta medida, e tomando em consideração os factores macroscópicos indicados, calcula-se o valor experimental da secção eficaz. A secção eficaz depende das propriedades da força de interacção, designadamente do seu alcance, bem como da estrutura do centro difusor. É uma das quantidades mais importantes em física das partículas.

Nas experiências de difusão mede-se normalmente o ângulo de desvio da partícula difundida. Tem-se, portanto, acesso experimental à probabilidade de difusão a um dado ângulo. Esta probabilidade é, como anteriormente, proporcional a uma secção eficaz, que neste caso, se designa secção eficaz diferencial. A soma das secções eficazes diferenciais correspondentes a todos os ângulos de difusão possíveis é igual à secção eficaz total.

Suponhamos que pretendemos calcular a secção eficaz de difusão de uma partícula de massa  $m$  e carga eléctrica  $z$  numa partícula alvo de carga  $Z$ , tal que o ângulo de desvio

esteja compreendido entre  $\theta$  e  $\theta + d\theta$ , onde  $d\theta$  é um intervalo elementar. Num versão simplificada, podemos raciocinar como se segue. Consideramos que a partícula incide com um certo *parâmetro de impacto*  $b$  relativamente à partícula alvo (ver Fig. 3). Se as duas parti-

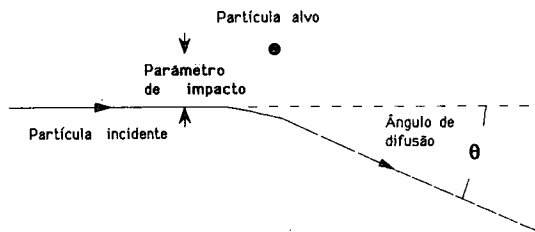


Fig. 3 — Definição de parâmetro de impacto.

culas forem pontuais, a força máxima entre elas é simplesmente  $F = zZ/b^2$ . Admitamos como simplificação que a partícula incidente é sujeita a esta força durante o tempo  $T$  em que se encontra a uma distância inferior a  $\sqrt{2}b$  da carga  $Z$  (Fig. 4), ou seja  $T = 2b/v$ ,

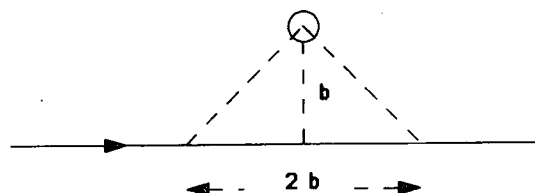


Fig. 4 — Durante o tempo  $T = 2b/v$  a partícula incidente encontra-se a uma distância inferior a  $2b$  da partícula alvo. O factor 2 que intervem nesta definição de tempo de interacção é arbitrário; no entanto, a escolha deste factor não afecta as conclusões qualitativas que se obtêm.

onde  $v$  é a velocidade da partícula. De acordo com as leis da mecânica de Newton, a partícula incidente adquire um acréscimo de impulsão  $q = F.T$ . Esta impulsão tem a direcção transversa à linha de incidência da partícula, já que é nessa direcção que actua a força. Após a interacção, a partícula tem uma componente longitudinal de impulsão aproximadamente igual à impulsão inicial  $p$ , acrescida de uma

componente transversa  $q$ . O ângulo de desvio é, portanto, aproximadamente  $\theta = q/p$  (se  $\theta$  for suficientemente pequeno). Agrupando os vários factores, e sabendo que  $v = p/m$ , obtém-se uma relação entre o ângulo de desvio  $\theta$  e o parâmetro de impacto  $b$ :

$$\theta = \frac{2mzZ}{bp^2}$$

Ao intervalo de  $\theta$  a  $\theta + d\theta$  corresponde o intervalo em parâmetro de impacto  $b$  a  $b + db$ . Com base na expressão anterior, o cálculo diferencial permite obter uma relação entre  $d\theta$  e  $db$ :

$$d\theta = \frac{2mzZ}{b^2p^2} db$$

Podemos agora reformular a questão inicial e perguntar qual a probabilidade de incidência com um parâmetro de impacto situado entre  $b$  e  $b + db$ . Esta probabilidade é simplesmente proporcional à área de coroa circular de raios  $b$  e  $b + db$  (Fig. 5). Ou seja, a secção eficaz

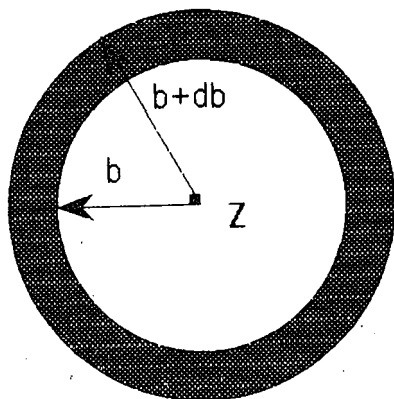


Fig. 5 — A secção eficaz  $d\sigma(b)$  corresponde à coroa circular de área  $2\pi bdb$ .

diferencial é  $d\sigma = 2\pi bdb$ . Utilizando as relações obtidas entre  $b$  e  $\theta$  e entre  $db$  e  $d\theta$ , obtém-se finalmente a expressão de secção eficaz diferencial em termos do ângulo de difusão:

$$d\sigma(\theta) = \frac{8\pi m^2 z^2 Z^2}{p^4 \theta^3} d\theta$$

As simplificações efectuadas nesta dedução cancelam-se mutuamente de tal modo que esta é a expressão exacta da secção eficaz de Rutherford. É curioso notar que o cálculo realizado no quadro da teoria quântica conduz ao mesmo resultado. Não é o caso das restantes expressões a que faremos referência, que só podem ser obtidas no âmbito da mecânica quântica.

O ponto importante onde queríamos chegar é este: de que modo se altera a secção eficaz diferencial se a partícula-alvo não for pontual? Neste caso, a partícula pode ser descrita por uma densidade  $\rho(r)$ , onde  $r$  é a coordenada relativa ao centro da partícula, admitindo que a densidade é esfericamente simétrica. A secção eficaz obtém-se somando as contribuições de todos os elementos de carga para a deflecção da partícula incidente (Fig. 6). Obtém-se o seguinte resultado:

$$d\sigma = (d\sigma)_{Ruth} |F(q^2)|^2$$

onde  $d\sigma(\theta)_{Ruth}$  é a secção eficaz de difusão numa partícula pontual e  $F(q^2)$  uma função de  $q^2 = p^2\theta^2$  que se designa por *factor de forma*. O factor de forma  $F$  obtém-se da densidade  $\rho$

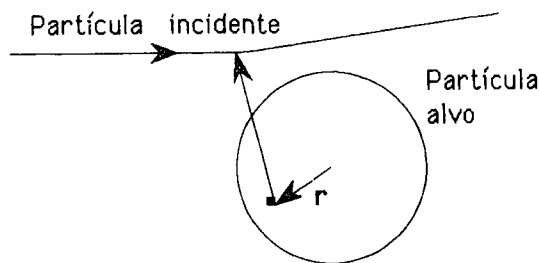


Fig. 6 — Difusão de uma partícula num objecto caracterizado por uma densidade de carga  $\rho(r)$ : contribuição de um elemento de carga  $dZ = \rho(r)dV$ , onde  $dV$  é um elemento de volume, para a deflecção da partícula.

por uma operação matemática designada por transformação de Fourier. As funções  $F$  e  $\rho$  são, pois, duas representações diferentes de uma mesma coisa, a estrutura da partícula alvo. A medida experimental de  $d\sigma(\theta)$  quando comparada com a expressão anterior, conduz à

determinação do factor de forma e, consequentemente, da densidade  $\rho(r)$ .

Repare-se que, sendo a impulsão  $p$  da partícula incidente um parâmetro fixo, o factor de forma  $F$  é uma função do ângulo de difusão  $\theta$ . De acordo com a nossa intuição anterior, o cálculo mostra que  $F$  é uma função decrescente de  $\theta$ , ou seja, a probabilidade de difusão a grandes ângulos é maior no caso de partículas alvo pontuais.

No caso de difusão de electrões, surge uma complicação suplementar. Contrariamente às partículas  $\alpha$  utilizadas por Rutherford, os electrões têm spin  $-1/2$ : uma propriedade quântica que tem equivalente clássico no movimento de rotação da partícula sobre si própria. Esta «rotação» dá origem a um campo magnético próprio da partícula que se manifesta por um momento magnético associado. Se a partícula incidente for relativista, ou seja, tiver uma velocidade próxima da velocidade da luz, para além da interacção eléctrica considerada, há que ter em conta a interacção magnética com a partícula alvo. Trata-se de um efeito relativista, que está fora do âmbito deste artigo analisar em maior detalhe. Este processo foi pela primeira vez tratado por Mott, pelo que é usual designá-lo por difusão de Mott. Para pequenas velocidades, a secção eficaz de Mott coincide com a expressão de Rutherford.

## 5. Dos núcleos aos quarks

A investigação da estrutura dos núcleos utilizando a difusão elástica de electrões foi iniciada em 1953, por Hofstadter e colaboradores. A secção eficaz de difusão de electrões de 750 MeV em núcleos de  $^{40}\text{Ca}$  e  $^{48}\text{Ca}$  é apresentada na Fig. 7. A forma desta curva lembra as figuras de interferência que se obtêm na difracção da luz por um disco opaco de dimensões equivalentes ao comprimento de onda da radiação. Trata-se, de facto, do mesmo tipo de fenómeno e constitui uma manifestação

clara da natureza ondulatória dos electrões. O comportamento oscilatório do factor de forma que se obtém desta medida da secção eficaz diferencial, corresponde aproximadamente à distribuição da densidade de carga

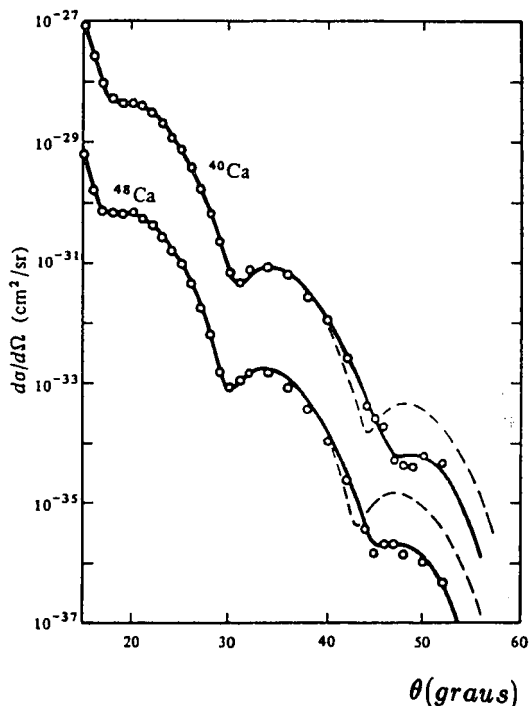


Fig. 7 — Secção eficaz diferencial, por unidade de ângulo sólido, em função do ângulo  $\theta$ , medida na difusão de electrões de 750 MeV em isótopos de cálcio.

do núcleo representada na Fig. 8. O núcleo não é exactamente um disco opaco, tem uma zona exterior na qual a densidade diminui gradualmente. Obtém-se destas medidas o valor do raio médio dos núcleos  $r = 1.2A^{1/3}$  fermi, onde  $A$  é o número atómico.

O mesmo processo físico foi utilizado poucos anos depois para estudar a estrutura do próton. Neste caso, o formalismo e a sua interpretação são mais complexos por duas razões. A primeira prende-se com o facto de o próton, contrariamente aos núcleos mais pesados, não poder ser considerado um centro difusor estático. Para impulsões transferidas elevadas, o próton pode adquirir uma velocidade de recuo significativa. Nestas condições, a transformada de Fourier do factor de forma

não é exactamente a distribuição de densidade do próton. A segunda, resulta do facto do próton ser um objecto de spin  $-1/2$  e de possuir portanto momento magnético. É natural supor que de forma equivalente à carga eléctrica, o

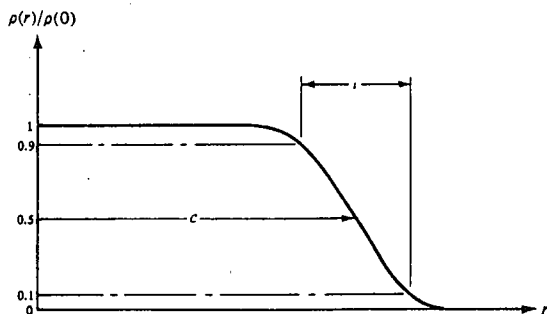


Fig. 8 — A densidade de carga dos núcleos é dada aproximadamente pela distribuição representada na figura.  $c$  é o raio do núcleo, definido a meia altura.

momento magnético do próton não tenha uma origem pontual mas esteja associado a uma certa distribuição espacial. Assim, a contribuição para a secção eficaz da interacção magnética da partícula incidente com o momento magnético do próton faz intervir outro factor de forma, designado por factor de forma magnético. Temos assim que a difusão em prótons é descrita em termos de dois factores de forma, um eléctrico e outro magnético, a partir dos quais se podem calcular os raios eléctrico e magnético do próton.

As medidas experimentais mostram que os prótons não são partículas pontuais. São objectos com uma dimensão de cerca de 1 fm, valor que se obtém tanto da análise do factor de forma eléctrico como do magnético. No entanto, o próton não tem uma superfície bem definida: a sua densidade diminui exponencialmente do centro para a periferia.

Chegamos finalmente a 1969 e às medidas de Friedman, Kendall e Taylor. Como já foi dito, a difusão de electrões energéticos (realizaram-se experiências variando a energia dos feixes entre 7 e 17 GeV) é predominantemente

inelástica. O electrão incidente, além de ser deflectido na sua trajectória de um certo ângulo  $\theta$ , perde uma parte da sua energia inicial. Esta energia é recuperada nas várias partículas criadas na colisão. A difusão é assim descrita em termos de duas variáveis, o ângulo  $\theta$  e a energia perdida pelo electrão  $\nu = E - E'$ , em que  $E$  e  $E'$  são respectivamente a energia inicial e final do electrão. Experimentalmente, mede-se a probabilidade de difusão do electrão com um ângulo  $\theta$  e com uma energia perdida  $\nu$ , a que corresponde uma secção eficaz diferencial que depende destas duas variáveis.

O problema, neste caso, é o seguinte: como interpretar estas secções eficazes em termos de factores de forma? Vimos que os factores de forma são funções da impulsão transferida da partícula incidente à partícula alvo. Mas agora há também energia transferida  $\nu$ , o que levanta a possibilidade de os factores de forma dependerem também desta variável. Se tentarmos extrair factores de forma a partir da secção eficaz experimental  $d\sigma(\theta)$ , tal como fizemos para a difusão elástica, verificamos que os resultados dependem da segunda variável, a energia transferida. Ou seja, as funções assim obtidas não têm o significado de um factor de forma. Isso corresponderia a admitir que o próton tem estruturas diferentes consoante o valor de  $\nu$ , o que não faz sentido.

Os experimentadores norte-americanos, numa primeira análise dos dados, definiram duas novas variáveis  $q^2$  e  $W$ , dependentes de  $\theta$  e  $\nu$ , para descrever a secção eficaz. Do ponto de vista matemático, trata-se de uma simples transformação de variáveis, a secção eficaz pode ser dada em função de  $\theta$  e  $\nu$  ou outro par de variáveis, dependentes das primeiras. Do ponto de vista físico, a diferença é no entanto significativa.

A variável  $q^2$  é neste enquadramento o quadrado da energia-impulsão transferida, tal como é definida na relatividade. Como é sabido, em mecânica relativista a energia e as três componentes da impulsão formam uma entidade única, o quadrivector energia-impulsão.

Assim é natural admitir que, neste caso, os factores de forma dependam de  $q^2$ . Explicitamente  $q^2 = (\vec{p} - \vec{p}')^2 - \nu^2$ , em que  $\vec{p}$  e  $\vec{p}'$  são respectivamente, os vectores impulsão inicial e final do electrão. Para pequenos valores de  $\theta$  e para electrões energéticos ( $p \simeq E$ ), obtém-se o resultado aproximado  $q^2 = pp' \theta^2$ .

A variável  $W$  é a massa invariante do conjunto de partículas (hadrões) produzidas na colisão. A massa invariante é um conceito relativista e representa a massa de uma partícula fictícia que, ao desintegrar-se, origina este conjunto de partículas com as energias e impulsões observadas. Nesta perspectiva, podemos considerar que a colisão inelástica electrão-protão produz duas partículas, um electrão e uma partícula de massa  $W$ . A situação é formalmente equivalente à difusão elástica em que se tem no estado final um electrão e um protão, ou seja,  $W = M$ . Por analogia, o factor de forma em difusão inelástica deve, portanto, ser extraído da secção eficaz  $d\sigma(q^2)$ , determinada a valores fixos da massa  $W$ . Na experiência do SLAC, o detector só identifica e mede o electrão final. No entanto, o valor de  $W$  pode ser obtido a partir de  $E$ ,  $E'$  e  $\theta$ , utilizando os princípios de conservação de energia e impulsão total.

Vimos que o quociente da secção eficaz experimental pela secção eficaz teórica de Mott corresponde ao factor de forma  $F(q^2)$ . Na Fig. 9, mostra-se o resultado histórico obtido em 1969: este quociente medido para três valores fixos de  $W$  é praticamente constante. Um factor de forma constante corresponde a um objecto pontual. Os resultados da experiência de Friedman, Taylor e Kendall são compatíveis com a difusão dos electrões em partículas pontuais existentes no interior dos protões. Para comparação, representa-se na mesma figura o resultado que se obtém em difusão elástica:  $F$  decresce fortemente com  $q^2$ . Neste caso o electrão interage globalmente com o protão.

Um tratamento mais elaborado da difusão inelástica mostra que em termos muito gerais

a secção eficaz diferencial  $d\sigma(q^2, \nu)$  é dada em termos de duas funções  $W_1$  e  $W_2$ , em princípio dependentes de  $q^2$  e  $\nu$ , que se designam por *funções de estrutura*. Não são mais do que a generalização dos factores de forma da difusão elástica. Os resultados experimentais revelaram que  $W_1$  e  $W_2$  são independentes de  $q^2$ , como

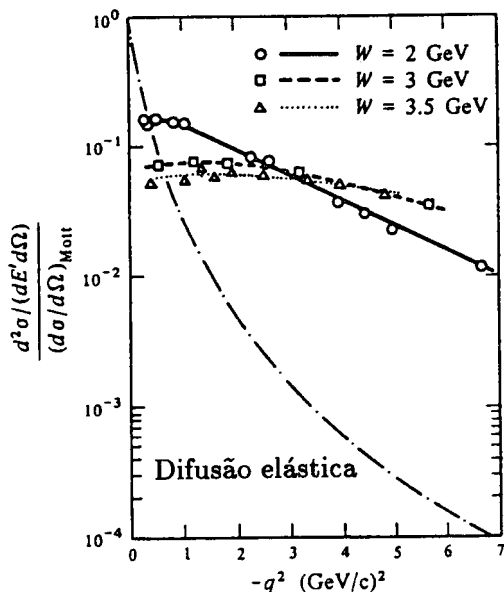


Fig. 9 — Secção eficaz diferencial de difusão electrão-protão, normalizada à secção eficaz de Mott.

vimos. Os experimentadores norte-americanos mostraram ainda que as funções de estrutura são funções universais de uma variável adimensional  $x = q^2/2M\nu$ , em que  $M$  é a massa do protão. As funções  $W_1$  e  $W_2$  e a variável  $x$  contêm certamente informação sobre a estrutura do protão em termos dos quarks.

O passo seguinte na interpretação dos resultados foi dado por R. Feynman, famoso físico norte-americano. Feynman decidiu descrever a colisão electrão-protão noutra referencial. Em vez de utilizar o referencial do laboratório, no qual o protão se encontra em repouso, utilizou um referencial onde o protão tem uma impulsão elevada, por exemplo, o referencial do centro de massa. Em seguida admitiu que os quarks partilham a impulsão do protão, tomando uma fracção variável  $x$  dessa impulsão, e designou



por  $f(x)dx$  a probabilidade de um quark ter uma fracção de impulsão entre  $x$  e  $x + dx$ . Com estes pressupostos, descreveu a difusão electrão-protão em termos de interacções electrão-quark, mostrando que a variável  $x = q^2/2M\nu$  representa de facto a fracção de impulsão do quark interveniente na colisão e que as funções  $W_1(x)$  e  $W_2(x)$  são combinações lineares das distribuições de probabilidade  $f(x)$  dos vários tipos de quarks que compõem o protão.

Fechava-se assim um ciclo da história da física de partículas. Os quarks do modelo introduzido em 1960 por Gell-Mann para explicar as regularidades verificadas na tabela dos hadrões produzidos nas colisões de partículas eram observados de forma directa nas experiências de difusão de electrões. Confirmava-se que os hadrões são partículas compostas de um quark e um anti-quark, os mesões, ou compostas de três (anti)quarks, os bariões, de que o protão e o neutrão são exemplos. O protão e o neutrão são formados por dois tipos de quark, o quark  $u$ , com carga  $+2/3$  e o quark  $d$  com carga  $-1/3$ , nas combinações seguintes  $p = uud$  e  $n = udd$ . Outros tipos de quarks foram descobertos, designadamente os quarks  $s$ ,  $c$  e  $b$ , sendo de prever ainda a existência de um sexto quark, o quark  $t$ .

Novas experiências de difusão em protões e em neutrões foram posteriormente realizadas, com energias mais elevadas e com diferentes partículas incidentes. Em particular, foram utilizados feixes de muões, uma partícula em tudo análoga ao electrão mas com uma massa duzentas vezes superior, e feixes de neutrinos que não possuindo carga eléctrica interagem com os quarks através da interacção fraca. Esta segunda geração de experiências permitiu consolidar o modelo dos quarks, confirmando os vários aspectos que muito resumidamente viemos de referir.

Muito resta dizer sobre o conhecimento actual dos quarks e das suas interacções, bem como sobre os projectos actuais que visam aprofundar a pesquisa nesta área. Interação forte, cromodinâmica quântica, gluões, liber-

dade assintótica, jactos de partículas, confinamento, plasma de quarks e gluões são alguns dos tópicos que vêm na sequência lógica do tema deste artigo. Fica talvez para uma próxima oportunidade.

## REFERÊNCIAS

Artigos originais:

1. Experiência de Rutherford:  
E. Rutherford, *Phil. Mag.*, 21, 669 (1911).
2. Investigação da estrutura nuclear por difusão elástica de electrões:  
R. Hofstadter, H. R. Fechter and J. A. McIntyre, *Phys. Rev.*, 92, 978 (1953).
3. Difusão elástica de electrões em protões:  
R. W. McAllister and R. Hofstadter, *Phys. Rev.*, 102, 851 (1956).
4. Observação de constituintes pontuais nos protões:  
E. D. Bloom *et al.*, «High Energy Inelastic e-p Scattering at 6° and 10°», *Phys. Rev. Lett.*, 23, 930 (1969).  
M. Breidenbach *et al.*, «Observed Behavior of Highly Inelastic Electron Proton Scattering», *Phys. Rev. Lett.*, 23, 935 (1969).

## BIBLIOGRAFIA

1. *Photon-Hadron Interactions*, por R. Feynman, W. A. Benjamin, 1972.
2. *Introduction to High Energy Physics*, por D. Perkins, Addison-Wesley, Menlo Park, Calif., 1987, Capítulos 6 e 8.

★

### Quotas da SPF

*Prezado sócio: se ainda não pagou as suas quotas para o ano de 1991, agradecemos que o faça o mais rapidamente possível junto da respectiva Delegação.*

*Assegurará desta forma melhores condições para o planeamento e expansão das actividades da Sociedade, bem como a recepção regular da Gazeta de Física.*

*Quotas: não estudantes ... 2000 Escudos  
estudantes ..... 750 Escudos*