

## DIVULGAÇÃO

### OS PRIMEIROS QUARKS\*

José Maria Filardo Bassalo

Departamento de Física da UFPA

O aumento rápido do número de partículas conhecidas verificado no período de 1947, quando esse número era de cerca de uma dezena, até 1961, quando passou para cerca de meia centena, fez com que os físicos tentassem enquadrá-las em uma teoria geral. Sendo hadrônicas a maioria dessas partículas, incluindo as ressonâncias, e como não se conseguiu àquela época (1961) uma teoria geral (e ainda não existe até hoje (1982)) para as interações hadrônicas, ou seja, uma teoria que permitisse prever exatamente tudo com respeito a uma interação hádron-hádron, os físicos passaram, então, a estudá-las em grupo. Assim, são estudadas as propriedades de simetria<sup>(1)</sup> de um dado grupo, de uma dada família de partículas, e não as de uma partícula isoladamente e, as interações em que participam membros de uma mesma família, passaram, então, a ser correlacionadas.

Inicialmente, o duplete de nucleons e o tripleto de píons, foram agrupados em *multipletos isotópicos*<sup>(2)</sup> que se diferenciavam apenas pela carga, sendo esta a responsável pela diferença de massa entre os componentes de um dado multipletto. Assim, os multipletos isotópicos eram degenerados com relação ao componente z do isospin, sendo a degenerescência, isto é, a simetria quebrada pela ação da interação eletromagnética<sup>(3)</sup> entre as cargas elétricas dos componentes do multipletto, interação essa que separa os componentes do multipletto isotópico e dá individualidade a cada estado de carga.

A descoberta das partículas estranhas na década de 1950, para as quais foi necessário introduzir um novo número quântico, a estranheza, conforme vimos no capítulo 4, levou os físicos a aplicar a álgebra do SU(2) à classificação daquelas partículas, devido ao sucesso que a mesma tivera na obtenção do tripleto de píons (vide nota 2). No entanto, o uso do SU(2) para estudar as partículas estranhas era insatisfatório

\* Este artigo é a quinta parte do trabalho "Crônica das Partículas Elementares". As quatro primeiras partes desse trabalho foram publicadas nos volumes 2, nº 2; 2, nº 3; 3, nº 2 e 3, nº 3 desta Revista.

pois as transformações desse grupo só conservam, isto é, só deixam invariante o isospin, enquanto que nas interações fortes envolvendo as partículas estranhas, tanto a estranheza, quanto o isospin, deverão ser conservadas<sup>(4)</sup>. Assim, Sakata em 1956 (R01), passou a utilizar o SU(3) para estudar essas novas partículas, tendo escolhido como representação irredutível desse grupo, o *supermultiplete*<sup>(5)</sup> formado pelo próton, nêutron e  $\Lambda^0$ . Segundo esse esquema de Sakata, algumas partículas estranhas eram assim identificadas:

$$K^+ = (p, \bar{\Lambda}^0); K^0 = (n, \bar{\Lambda}^0); K^- = (\bar{p}, \Lambda^0); \Sigma^+ = (p, \bar{n}, \Lambda^0);$$

$$\Sigma^- = (\bar{p}, n, \bar{\Lambda}^0); \text{ etc.}$$

O modelo de Sakata atingiu o seu grande apogeu quando foi observada uma analogia entre os três bárions fundamentais de seu modelo, que interagem fortemente, e os três léptons fundamentais, então conhecidos ( $e^-, \nu_e, \mu$ ), responsáveis que são pelas interações fracas. Surgiu, com isso, a possibilidade de se encontrar uma lei geral na natureza.

No entanto, essa simetria da natureza, chamada de *kievliana*, por ter sido anunciada na Conferência Internacional de Física de Altas Energias, realizada em Kiev, em 1959, começou a ser violada com a descoberta das ressonâncias, a partir de 1961, e a do quarto lépton, o neutrino associado ao muon, em 1962 e confirmada em 1964. O modelo de Sakata foi abandonado porque apresentava algumas dificuldades incontornáveis. Por exemplo: o spin previsto para a partícula  $\Xi$  era 3/2, enquanto que, experimentalmente, obtinha-se o valor 1/2. Além disso, os multipletos dos bárions não podiam ser obtidos através do triplete de Sakata, bem como a previsão de um bárion estranho de carga + 2, não foi confirmada experimentalmente.

Outros modelos foram tentados<sup>(6)</sup>, porém o que mais sucesso obteve foi o de Gell-Mann e Yuval Ne'eman (Físico israelense, 1925-) que, independentemente, analisando o modelo de Sakata, ainda sob a álgebra do SU(3), observaram, em 1961 (R02;03), que as dificuldades apresentadas pelo esquema de Sakata, apontadas anteriormente, seriam contornadas se tomassem uma outra representação irredutível do SU(3), diferente do supermultiplete considerado por Sakata. Para esses físicos, os supermultipletos básicos seriam os seguintes octetos: mesônico ( $\pi^-, \pi^0, \pi^+, K^+, K^-, \bar{K}^0, \eta$ ), caracterizado por  $J^P = 0^-$ , e o bariônico ( $n, p, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-, \Lambda^0$ ), caracterizado por  $J^P = 1/2^+$ . Esse modelo foi chamado por Gell-Mann de *via octupla*<sup>(7)</sup> ("eightfold way") e, segundo o mesmo, as partículas do octeto seriam indistinguíveis por interação *muito forte*; para interações *meio-fortes* haveria quebra de degenerescência na hipercarga Y (o octeto seria dividido em

grupos de  $Y = +1, 0, -1$ ). A conservação do isospin  $I$  seria violada por interação eletromagnética, aparecendo, então, os múltiplos isotópicos. Nas figuras 1 e 2, nas quais a hipercarga  $Y$  é marcada no eixo vertical e o componente  $z$  do isospin  $I$ , isto é,  $I_z$ , é marcada na horizontal, estão representados os dois octetos.

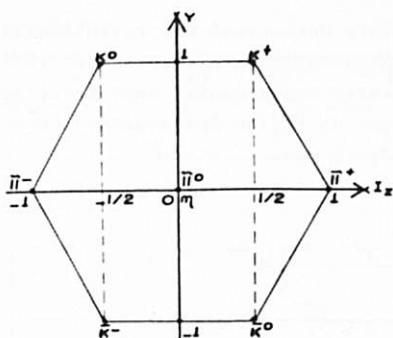


FIG. 1 - OCTETO MESÔNICO

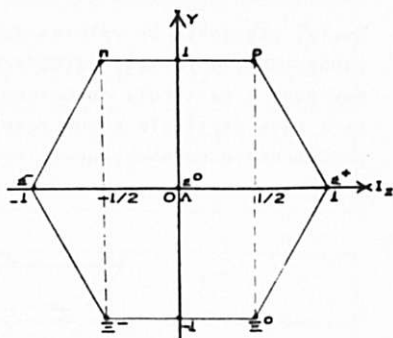


FIG. 2 - OCTETO BARIÔNICO

Os primeiros sucessos do modelo de Gell-Mann e Ne'eman foram os enquadramentos das partículas recentemente (ã época do modelo) descobertas, mēson- $\eta$  e mēson- $\omega^0$ , nas representações irredutíveis obtidas pelo produto tensorial (direto) de dois octetos do  $SU(3)$  ( $(8) \otimes (8) = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \oplus 27$ )<sup>(8)</sup>: o mēson- $\eta$  completava o octeto de mēsons e o mēson  $\omega^0$ , correspondia ao singlete. Outro grande sucesso do modelo do octeto foi a confirmação das massas dos b̄arions conhecidos através da fórmula de massa<sup>(9)</sup> que resultava daquele modelo. Por exemplo: (massa do nucleon + massa da  $\Xi$ )/2 = 1/4 (massa da  $\Sigma$  + 3 vezes a massa da  $\Lambda$ ), era confirmada experimentalmente com apenas um erro de 0.7% (1127 Mev para o primeiro membro da fórmula e 1134 Mev, para o segundo).

No entanto, o maior triunfo da teoria do octeto de Gell-Mann e Ne'eman, o que permitiu a adoção da mesma pela comunidade de físicos, foi a descoberta, em fevereiro de 1964 (R04), por V.E. Barnes e colaboradores, de uma nova partícula, em uma reação do tipo:

$K^- + p \rightarrow K^+ + K^0 + \text{nova partícula}$ , partícula essa que havia sido prevista pelo modelo de octeto.

Conforme vimos anteriormente, o produto de dois octetos dá origem a múltiplos, entre eles, um decuplo. Embora já conhecido o octeto dos b̄arions, bem como o singlete bariônico, só se conhecia, ã

época do modelo, nove ressonâncias bariônicas:  $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$ , com  $Y=1$ ;  $\Sigma^{*-}, \Sigma^{*0}$  e  $\Sigma^{*+}$  com  $Y=0$ ; e  $\Xi^{*-}, \Xi^{*0}$  com  $Y=-1$ . O gráfico de  $Y$  versus  $I_z$ , como mostra a figura 3, indicava que a complementação do decuplete se ria feita através de uma nova partícula com  $Y = -2$  ( $S=-3, B=-1$ ). A fórmula de massa deduzida da teoria do octeto indicava que:

$$m(\Delta) - m(\Sigma^*) = m(\Sigma^*) - m(\Xi^*) = m(\Xi^*) - m(\Omega^?)$$

Assim, usando-se os valores experimentais das massas das ressonâncias conhecidas, a fórmula acima previa uma massa de aproximadamente 1676 Mev para a partícula desconhecida. O valor experimental encontrado para a nova partícula e que recebeu o nome de *bárium-ômega-menos* ( $\Omega^-$ ), por Barnes e colaboradores, foi de  $1675 \pm 3$  Mev.

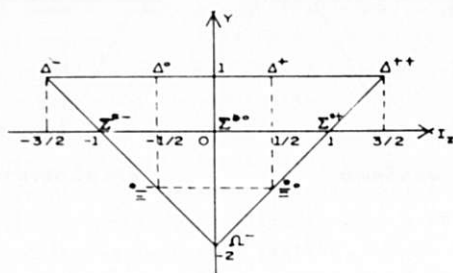


FIG 3 - DECULETE BARIÔNICO

Apesar do enorme sucesso alcançado pelo modelo de octeto de Gell-Mann e Ne'eman, ele apresentava algumas falhas muito sérias. Por exemplo, o octeto mesônico pseudo-vetorial ( $\rho^+, \rho^0, \rho^-; K^{*+}, K^{*0}, K^{*-}; K^{*0}, \omega^0$ ), caracterizado por  $J^P = 1^-$ , não tinham suas massas calculadas pela mesma fórmula de massa do octeto mesônico pseudo-escalar, quer se usasse  $m$  ou  $m^2$ . Ao ser usado o fator  $m^2$  na fórmula de massa, a mesma previa uma nova partícula  $\phi^2$ , pois, segundo a fórmula de massa do octeto, temos:  $m^2(K^*) = 1/4 m^2(\rho) + m^2(\phi^0)$ . No entanto, essa partícula não foi detetada, muito embora sua massa tivesse sido prevista em torno de 944 Mev, e sendo a mesma uma possível combinação entre o méson- $\omega^0$  e o singlete  $\phi$ .

Outra grande falha da teoria do octeto foi a não evidência de nenhuma partícula do supermultiplete composto de 27 partículas e nem a do antidecuplete bariônico. Em vista dessas falhas, Gell-Mann e George Zweig, independentemente, em 1964 (R05;06), propuseram considerar uma outra representação irredutível fundamental do SU(3), porém de dimensão três. As partículas componentes desse triplete unitário fundamental foram denominadas de *quarks* por Gell-Mann (ver nota 2 da

parte 1), e de *acaa* por Zweig. No entanto, uma das grandes dificuldades em se considerar esse tripuleto fundamental é que os seus constituintes deverão ter cargas elétricas e números bariônicos fracionários.

Segundo o modelo de quarks com seus respectivos antiquarks, o tripuleto fundamental seria formado pelos seguintes quarks: *u* (*up*), *d* (*down*) e *s* (*side ways* ou *strange*) com as seguintes características:

Quark	B	J	S	I	$I_z$	Y	Q
u	1/3	1/2	0	1/2	1/2	1/3	2/3
d	1/3	1/2	0	1/2	-1/2	1/3	-1/3
s	1/3	1/2	-1	0	0	-2/3	-1/3

Antiquark	B	J	S	I	$I_z$	Y	Q
$\bar{u}$	-1/3	1/2	0	1/2	1/2	-1/3	-2/3
$\bar{d}$	-1/3	1/2	0	1/2	-1/2	-1/3	1/3
$\bar{s}$	-1/3	1/2	1	0	0	2/3	1/3

A representação dessas partículas, no diagrama Y versus  $I_z$ , encontra-se nas figuras 4 e 5.

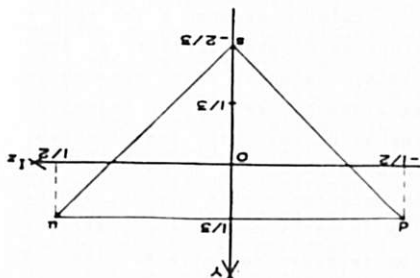


Fig. 4

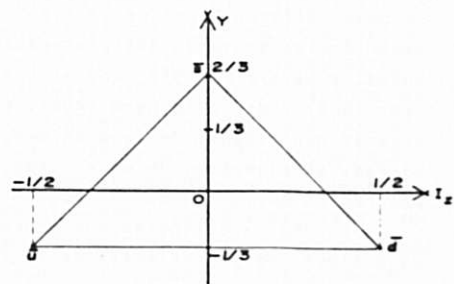


Fig. 5

A álgebra SU(3) mostra que, tomando como representação fundamental irredutível o triplete de quarks, os bárions, formados por três quarks, se distribuem pelos multipletos decorrente do seguinte produto tensorial:

$$(3) \otimes (3) \otimes (3) = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$$

como por exemplo:  $p=(ud)u$ ;  $n=(ud)d$ ;  $\Lambda=((us)d + (sd)u - 2(du)s)/\sqrt{6}$ ;  $\Sigma^+ = (us)u$ ;  $\Sigma^0=(ds)d$ ;  $\Sigma^-=(us)d + (ds)u/\sqrt{2}$ ;  $\Xi^0=(ds)s$ ;  $\Xi^-=(us)s$ ;  $\Delta^+=(ddd)$ ;  $\Delta^{++}=(uuu)$ ; etc. Ainda, segundo esse mesmo esquema, os mésons, compostos de um quark e de um antiquark, se distribuem pelos multipletos unitários decorrente do seguinte produto tensorial:

$$(3) \otimes (\bar{3}) = 1 \oplus 8$$

como por exemplo:  $\pi^+ = u\bar{d}$ ;  $\pi^- = \bar{u}d$ ;  $\pi^0=(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$ ;  $K^+ = s\bar{u}$ ;  $K^- = \bar{u}s$ ;  $K^0 = d\bar{s}$ ;  $\bar{K}^0 = s\bar{d}$ ;  $\eta = \eta_8 = (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$ ;  $\eta' = \eta_1 = (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3}$ ;  $\phi = s\bar{s}$ , etc.

O modelo dos quarks, com seus respectivos sabores ("flavors") u, d, s, despertou um grande interesse por parte dos físicos experimentais que passaram, então, a idealizar experiências com o intuito de detectá-los. De um modo geral, essas experiências podem ser divididas em duas classes:

- as que procuram detectar quarks presos à matéria;
- as que procuram detectar quarks livres.

Nas do primeiro tipo, procura-se encontrar o "quarkium" (um átomo em que um único elétron circula em torno de um quark) criado ou por ocasião em que os elementos da Natureza o foram, ou devido ao bombardeamento de raios cósmicos. Como a massa dos quarks é muito grande, esses "átomos" formados com o quark teriam propriedades químicas um pouco diferente das de um átomo normal. Tendo em vista tal modelo, experiências tentando detectar esses "quarkia" começaram a ser realizadas, a partir de 1966, com os trabalhos de Chupka, Schiffer e Stevens (R07) e de David Rank (R08), em 1968, nos quais foram examinadas algumas quantidades de água do mar, de algas submarinas, de cascas de ostras, de plankton, de meteoritos, rochas da Lua, etc. Essa técnica, por razões óbvias, é denominada de *pesquisa geológica do quark*.

As experiências que procuram detectar quarks livres, são de dois tipos: os provenientes de um feixe de raios cósmicos que atravessa um detector de partículas, e do tipo da experiência de Millikan. A do primeiro tipo, chamada de *pesquisa de quark em voo*, baseia-se, fundamentalmente, na perda de energia de uma partícula carregada ao atravessar a matéria. Ora, como os quarks têm carga de 1/3 ou 2/3 da carga do elétron, seu rastro, por exemplo, nas câmaras de bolhas seria

mais estreito que o do elétron. Experiências com raios cósmicos foram feitas por Gomez e colaboradores (R09), em 1967, e por McCusker e colaboradores (R10,11), em 1969.

Em 1977, cientistas da Universidade de Stanford liderados por William Fairbank, após doze anos de pesquisa, anunciaram, na reunião de abril daquele ano, à Sociedade Americana de Física, em Washington, a possível detecção de duas partículas com carga elétrica, respectivamente, de  $1/3$  e  $-1/3$  da carga do elétron (R12). Esses cientistas usaram uma versão moderna da experiência de Millikan<sup>10</sup>.

Como não houvesse nenhum dado experimental que viesse contradizer a simetria SU(3), outras simetrias envolvendo SU(3) foram tentadas. Assim, Gursey e Radicati e, independentemente, Sakita, em agosto de 1964 (R13,14), introduziram o grupo SU(6)<sup>11</sup> para poder descrever simultaneamente, o spin e a simetria interna, "de sabor" SU(3). A representação fundamental de dimensão 6, seria constituída pelos quarks  $u$ ,  $u^+$ ,  $d$ ,  $d^+$ ,  $s$ ,  $s^+$ . Os mésons estariam nas representações 35 e 1 de SU(6), obtidas pelo produto tensorial:  $(6) \otimes (\bar{6}) = 35 \oplus 1$ , enquanto os bárions, no seu estado fundamental, estariam na representação 56, resultante do seguinte produto tensorial:  $(6) \otimes (6) \otimes (6) = 70 \oplus 70 \oplus 56 \oplus 20$ .

Porém, como o SU(6) só funcionava, apenas, para baixas energias e em energias não-relativísticas, em fevereiro de 1965 (R15), Abdus Salam (Físico paquistanês, 1926- ; PNF, 1979) e colaboradores introduziram o grupo SU(6,6) que é uma extensão relativística do SU(6). Veremos, na parte 6 dessas Crônicas, que a possibilidade da existência de um quarto quark (cujo sabor foi denominado de *charme*), levou os físicos a estenderem o SU(3), tomando as simetrias do SU(4), com a teoria do charme desenvolvida a partir de 1964. Veremos, também, que razões matemáticas, bem como físicas, levaram os cientistas que trabalham em Partículas Elementares, a partir de 1971, a desenvolver modelos de quarks, não-relativísticos e relativísticos, cujos principais são, respectivamente, o de De Rújula e colaboradores, e o de Jafar e colaboradores (o famoso "M.I.T. Bag Model"), cujos detalhes poderão ser vistos em Nicim Zagury (*Espectroscopia de Hádrons*, Nota Didática, DFPUC-RJ, Novembro 1981). Além disso, um evento experimental ocorrido em 1977 e observado por Leon Lederman, levou à previsão de mais dois sabores de quarks, a saber: *bottom* ( $b$ ) e *top* ( $t$ ), além dos quatro já então conhecidos: *up* ( $u$ ), *down* ( $d$ ), *strange* ( $s$ ) e *charme* ( $c$ ), e, com isso, o estudo de simetrias mais altas do que as do SU(4).

Ao finalizarmos esta Crônica sobre os primeiros quarks, é oportuno salientar que nos referimos apenas aos hádrons chamados "não-exóticos", ou seja, apenas os formados por três quarks (bárions) e

os formados por pares de quark-antiquark (mésons). No entanto, a possibilidade teórica da existência de hádrons formados de mais de três quarks - os chamados "exóticos" - já era prevista pelo modelo de quarks. Em 1978, Armstrong e colaboradores (*Physics Letters*, 77B, 447) anunciaram uma evidência experimental de um méson exótico formado por quatro quarks ( $qq\bar{q}q$ ), com a massa de  $2.46 \text{ Gev}/c^2$ , estranheza positiva e carga elétrica +2. Ainda em 1978, Hogaasen e Sorba, pesquisadores do CERN, elaboraram um modelo teórico de um hyperon com estranheza e formado de quatro quarks e de um antiquark ( $qqqq\bar{q}$ ), que podia desintegrar-se em um bárion ( $qqq$ ) e em um méson ( $q\bar{q}$ ). Em 1979, um grupo de pesquisadores de Birmingham (Inglaterra), do CERN (Suíça), de Glasgow (Escócia), de Michigan (Estados Unidos) e de Paris (França), o famoso grupo B.C.G.M.P., encontrou, na câmara de bolhas de 2 metros do CERN, evidência experimental da existência de um hyperon exótico, batizado com o nome de partícula R(3.17). Para maiores detalhes sobre esse tipo de hádron, ver o excelente artigo de Paul Sorba (*La Recherche*, 119, Février 1981).

#### NOTAS

- (1) - De uma maneira geral, um sistema apresenta uma determinada simetria se existe uma operação (reflexão, translação, rotação, etc) que o deixa invariante. O estudo das simetrias ou invariantes de um sistema físico é muito importante em Física, pois elas levam às leis de conservação. Por exemplo, a invariância de um sistema físico com relação a uma translação em uma determinada direção, leva à lei de conservação do componente do momento linear naquela direção. As propriedades de invariância de um sistema são obtidas através de um ramo da Matemática chamado de *Teoria dos Grupos*.
- (2) - Um sistema apresenta simetria de spin isotópico se ele é invariante pela aplicação de operadores contínuos ou geradores do Grupo de Lie - (Sofhus Lie (Matemático norueguês, 1842-1899) - SU(2) (Grupo Especial Unitário em Duas Dimensões: "Special Unitary Group of Two Dimensions"). Um grupo U é chamado *Unitário* se  $|U|^2 = 1$ , e *Especial* se o determinante da matriz de U vale também 1. Os geradores de um grupo são calculados por  $n^2 - 1$ , onde n é a dimensão do espaço onde atua o grupo. Em Física de Partículas Elementares, o conjunto de partículas sob interação forte que tem o mesmo isospin é chamado de *múltiplo*, e é relacionado à representação irredutível (matriz do espaço vetorial cons



tituído pelos geradores do grupo) do grupo de simetria escolhido para classificar as partículas. No caso do multipletto isotópico, esse grupo de simetria é o SU(2). A idéia de aplicação da álgebra dos grupos de Lie à classificação das partículas elementares foi dada por S. Sakata, em 1956 (R01) e, posteriormente, por M. Ikeda e colaboradores, em 1959 (R16). Tomando como representações fundamentais do SU(2) os dupletos formados por nucleons ( $p, n$ ) e o de antinucleons ( $\bar{p}, \bar{n}$ ), eles mostraram que o produto tensorial dessas duas representações formava o triplete de píons da seguinte maneira:  $\pi^+ = p\bar{n}$ ;  $\pi^- = \bar{p}n$  e  $\pi^0 = (p\bar{p} - n\bar{n})/1.414$ . No entanto, isto não quer dizer que os píons são estados dinamicamente ligados de nucleons e de antinucleons como, anteriormente, havia sido proposto por Fermi e Yang, em 1949 (R17), mas apenas "vetores" que se transformam por "rotações" isotópicas no espaço vetorial gerado pelos nucleons, espaço esse denominado de *espaço isospin*.

- (3) - A interação eletromagnética é caracterizada pela constante de estrutura fina ( $\alpha = e^2/(hc) \approx 1/137$ ). A diferença de massa registrada nos multipletos isotópicos é de origem eletromagnética pois a relação entre a diferença de massa entre dois elementos quaisquer de um multipletto e a massa de um deles, é da ordem de  $\alpha$ .
- (4) - Em linguagem matemática, dizer que uma grandeza é conservada pelas transformações de um dado grupo significa que o operador associado à grandeza, é diagonalizável pelos operadores do grupo, ou seja, que ele possui valores próprios. Em linguagem física, dizer que o operador associado a uma grandeza possui valores próprios, significa que a mesma é *observável* e que, portanto, pode ser medível.
- (5) - Uma representação irredutível de SU(3) caracterizada pelo mesmo momento angular total (spin) e paridade ( $J^P$ ) chama-se *supermultipletto*. Quando J é inteiro, teremos os *hádrons tensoriais* (escalares, quando  $J = 0$  e *vetoriais*, quando  $J = 1$ ). Se J for fracionário, teremos *hádrons spinoriais*. Se a paridade for ímpar ( $J^-$ ), as partículas são denominadas de *pseudo-tensoriais/spinoriais*.
- (6) - Generalizações das simetrias de spin isotópico foram tentadas por Pais, em 1954 (R18); A. Salam e J.C. Polkinghorne, em 1955

(R19); Julius Schwinger, em 1957 (R20); Jayme Tiomno, em 1957 (R21). A classificação das partículas, segundo a simetria dos grupos de transformação de calibre ("gauge"), foi tentada por Chen Ning Yang e R.L.Mills, em 1954 (R22) e por J.J.Sakurai, em 1960 (R23). Outras teorias diferentes das decorrentes de grupos de simetria, estudando apenas a dinâmica da interação, com análises feitas sobre a matriz-S de espalhamento, foram tentadas. Assim, em 1959 (R24), Tullio Regge observou que as partículas com maior momento angular total (J) eram mais pesadas, deduzindo, então, daí, uma relação entre as duas grandezas (J e m), em analogia com um sistema atômico onde cada estado de energia do elétron será associado com um dado valor de seu momento angular orbital ( $\ell$ ). De acordo com o esquema de Regge, cada partícula deveria ter estados de mesmo B, Y e I, porém com massas aumentando a medida que o spin S subia de duas unidades. Ao ser traçada uma curva do momento angular total (J) em função da massa (m), as partículas *reais* ocupam pontos neste diagrama correspondentes a valores inteiros ou semi-inteiros de J e que foram denominados, posteriormente, de *pólos de Regge*. As curvas que ligam "estados" de uma mesma partícula foram denominadas de *trajetórias de Regge*. O esquema de Regge permitiu enquadrar algumas partículas e suas ressonâncias, dentro de algumas trajetórias, como por exemplo:  $N^{+,0}$  (939,  $1/2^+$ , (1/2)) e  $N^{+,0}$  (1690,  $5/2^+$ , (1/2)), chamada de trajetória do nucleon (p,n);  $\Lambda$  (1115,  $1/2^+$ , (0)) e  $\Lambda$  (1815,  $5/2^+$ , (0)), chamada de trajetória de lambda;  $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$  (1236,  $3/2^+$ , (3/2)) e  $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$  (1950,  $7/2^+$ , (3/2)), chamada de trajetória Regge da delta. No entanto, outras trajetórias previstas ainda não foram encontradas (Em 1977 (R25), Henrique Fleming (Físico brasileiro, 1938- ), utilizou as trajetórias de Regge para tentar explicar as ressonâncias mesônicas). Em 1962 (R26), G. F.Chew e S.C.Frautschi desenvolveram uma teoria segundo a qual cada partícula é constituída de uma combinação de todas as outras cuja comunicação entre elas é feita por uma interação forte. Dentro desse esquema *democrático* de classificação dos hádrons - nenhuma partícula é fundamental -, (os léptons e o fóton foram chamados pelos autores de *aristocratas*, por não se enquadrarem no esquema democrático dos hádrons) a diferença de massa entre essas partículas era determinada pela dinâmica da interação, daí terem eles chamado seu modelo de *Dinâmica "Bootstrap"*.

- (7) - Segundo K.I.Sholkin (*Física del micromundo*, Editorial Mir, 1972), o nome *via óctupla* teria sido dado por Gell-Mann tendo em vista

o fato de seu modelo envolver três tipos de oito: o primeiro de les representa os oito geradores do grupo SU(3) ( $3^2-1=8$ ) e correspondem aos oito número quânticos necessários para caracterizar um determinado supermultiplete; o segundo, relaciona-se com o número de partículas em cada octeto básico; o terceiro, por superstição, brincadeira ou, quem sabe, premonição do autor (Gell-Mann foi um dos cientistas que trabalharam no *Projeto Jason*, bastante utilizado pelos americanos na guerra do Vietnã), relaciona-se com a frase atribuída a Buda segundo a qual o homem, para aliviar seus sofrimentos deverá seguir oito caminhos religiosos relativos à nobreza de seu julgamento, das suas intenções, palavras, ações, trabalho, pensamento, concentração e da sua vida.

- (8) - Essas representações são obtidas usando a álgebra do SU(3) e o traço acima do número indica a representação de antipartículas. O símbolo  $\otimes$  indica produto tensorial ou direto e,  $\oplus$ , soma tensorial ou direta.

- (9) - A Fórmula de Massa de Gell-Mann foi generalizada por S.Okubo em 1962 (R27), ao obter a seguinte expressão:

$$m = m_0 (1 + aY + b(1(1 + 1) - Y^2/4))$$

que valia para qualquer isomultiplete caracterizado por I e por Y, com a e b constantes para cada isomultiplete. Ao ser usado uma fórmula análoga para o octeto de mésons pseudo-escalares:  $1/2 m(K) + m(\bar{K}) = 1/4 (m(\pi) + 3 m(\eta))$ , foi observado que a massa prevista para a partícula  $\eta$  (615 Mev) não correspondia à medida experimentalmente (549 Mev). Por sugestão de Feynman, a fórmula da massa para bósons deveria envolver os quadrados das massas, pois tais partículas são regidas por uma equação do tipo de Klein-Gordon, formulada em 1926 (R28;29), equação essa que envolve o quadrado da massa da partícula. Assim, com a fórmula:

$$1/2m^2(K) + m^2(\bar{K}) = 1/4 (m^2(\pi) + 3m^2(\eta))$$

obtém-se, para a massa da partícula  $\eta$ , o valor de 567 Mev.

- (10) - O Grupo de Stanford realizou uma versão moderna da experiência realizada por Millikan em 1910 (R30), utilizando oito esferas (0.25 mm de diâmetro,  $9 \times 10^{-5}$  g de massa e  $5 \times 10^{19}$  nucleons) de Nióbio, material que se torna supercondutor nas proximidades de  $-273^\circ\text{C}$ , ao invés de gotas de óleo, como tomara Millikan. A base

experimental é a mesma, ou seja, a levitação. Enquanto que na experiência de Millikan, a levitação decorre do equilíbrio entre a força gravitacional (peso das gotas) e a força elétrica submetida às mesmas, na de Fairbank, La Rue e Hebard, o equilíbrio das esferas é conseguido através de um campo magnético, utilizando para isso a propriedade diamagnética dos materiais supercondutores (para uma primeira idéia sobre supercondutores, ver R. Eisberg e R. Resnick, *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei and Particles*, John Wiley & Sons Inc., 1974, recentemente traduzido para o português, pela Editora Campus). A técnica de levitação magnética já vinha sendo utilizada, desde 1965 (R31), por um grupo de pesquisadores da Universidade de Genova, Itália, liderados por Giacomo Morpurgo, ao analisarem a levitação diamagnética de pedacinhos (da ordem de  $10^{-3}$  cm) de grafite e de Bismuto. Em 1970 (R32), Morpurgo, Gallinaro e Palmieri anunciaram a possibilidade da existência de algumas partículas com cargas elétricas fracionárias, sem, no entanto, afirmarem a existência de quarks livres. Em 1974 (R33), E.D. Garris e Klaus O. H. Ziock, encontraram, também, evidências para cargas fracionárias de  $2/3$  e  $1/3$  da carga do elétron, ao analisarem a dinâmica magnética de doze bolas de aço através de capacitores de placas planas paralelas. Tanto o grupo de Fairbank (agora com James Phillips no lugar de Arthur Hebard), quanto o grupo de Morpurgo (agora com Mauro Marinelli no lugar de Guido Palmieri), bem como, novos grupos, continuam pesquisando no sentido de encontrar cargas fracionárias, com alterações em suas técnicas primitivas. No entanto, enquanto o grupo de Fairbank continua afirmando que as cargas fracionárias encontradas são devidas a quarks, Morpurgo e seus colaboradores interpretam tais cargas fracionárias como sendo devido a forças magnetoelétricas superficiais, negando, assim, a existência de quarks livres. (Para uma descrição dessas experiências, bem como para uma crítica dos resultados obtidos, ver Arthur L. Robinson, *Science*, 211 (4486), 1028(1981)). No momento atual, todas as experiências realizadas no sentido de detectar o quark, não são conclusivas, e, talvez, conforme sugere a *teoria de confinamento dos quarks*, de que falaremos na próxima parte deste trabalho. (É interessante observar que, tanto Millikan quanto Felix Ehrenhaft, em suas experiências sobre a medição de cargas elétricas, encontraram cargas fracionárias para o elétron. Uma discussão sobre essas experiências pode ser vista em Gerald Holton, *A Imaginação Científica*, Zahar Editores, 1979).

- (11) - Um dos grandes sucessos obtidos pela simetria  $SU(6)$  ( $SU(3) \otimes SU(3)$ ), foi a previsão da relação entre o momento magnético do próton e do nêutron, como sendo igual a  $-1.5$ , enquanto que o resultado experimental é de  $-1.47$ . (A.L.L. Videira e G.H. Renninger, em 1967 (R34), encontraram um valor próximo a esse, tomando a massa da partícula  $\phi^0$  em torno de 941 Mev). Antes, em 1937 (R35), E. Wigner havia tentado a simetria  $SU(4)$  combinando simetrias internas e externas das partículas. Como não foram encontradas forças invariantes por  $SU(4)$ , essa idéia de Wigner foi abandonada.

#### REFERÊNCIAS

- (R01) - Sakata, S., Prog. Theor. Phys., 16, 686 (1956)
- (R02) - Gell-Mann, M., Caltec Sync.Lab.Report, CTSL-20 (unpublished) (1961)
- (R03) - Ne'eman, Y., Nucl. Phys., 26, 222 (1961)
- (R04) - Barnes, V.E., Conolly, P.L., Crennell, D.J., Culwick, B.B., De laney, W.C., Fowler, W.B., Hagerty, P.E., Hart, E.L., Norwitz, N., Hough, P.V.C., Jensen, J.E., Kopp, J.K., Lai, K.W., Leitner, J., Lloyd, J.L., London, G.W., Morris, T.W., Oren, Y., Palmer, R.B., Prodehl, A.G., Radojick, D., Rahm, D.C., Richardson, C.R., Samios, N.P., Sanford, J.R., Shutt, R.P., Smith, J.R., Stonehill, D.L., Strand, R.C., Thorndike, A.M., Webster, M.S., Willis, W.J., and Yamamoto, S.S., Phys. Rev. Lett., 12, 204 (1964)
- (R05) - Gell-Mann, M., Phys. Lett., 8, 214 (1964)
- (R06) - Zweig, G., CERN, Preprint 8419, ITH, 214 (1964)
- (R07) - Chupka, W., Schiffer, J., and Stevens, C., Phys. Rev. Lett., 17, 60 (1966)
- (R08) - Rank, D.M., Phys. Rev., 176, 1635 (1968)
- (R09) - Gomez, R., Kobrak, H., Moline, A., Mullins, J., Orth, C., Van Putten, J., and Zweig, G., Phys. Rev. Lett., 18, 1022 (1967)
- (R10) - McCusker, C.B.A., and Cairns, I., Phys. Rev. Lett., 23, 658 (1969)
- (R11) - Cairns, I., McCusker, C.B.A., Peak, L.S., and Woolcott, R.L.S., Phys. Rev. 186, 1394 (1969)
- (R12) - Larue, G.S., Fairbank, W.M., and Hebard, A.F., Phys. Rev. Lett., 38, 1011 (1977)
- (R13) - Gursey, F. and Radicati, L.A., Phys. Rev. Lett., 13, 173 (1964)
- (R14) - Sakita, B., Phys. Rev., 136B, 1756 (1964)
- (R15) - Salam, A., Delbourgo, R. and Strathdee, J., Proc. Roy. Soc., 284A, 146 (1965)

- (R16) - Ikeda, M., Ogawa, S. and Ohnuki, Y., Prog.Theor.Phys., 22, 5,719 (1959)
- (R17) - Fermi, E. and Yang, C.N., Phys. Rev., 76, 1739 (1949)
- (R18) - Pais, A., Proc.Nat.Acad.Sci., 40, 484 (1954)
- (R19) - Salam, A. and Polkinghorne, J.C., Il Nuovo Cimento, 2, 685 (1955)
- (R20) - Schwinger, J., Ann. of Phys., 2, 407 (1957)
- (R21) - Tommo, J., Il Nuovo Cimento, 6, 69, 255 (1957)
- (R22) - Yang, C.N. and Mills, R.L., Phys.Rev., 96, 191 (1954)
- (R23) - Sakurai, J.J., Ann. of Phys., 11, 1 (1960)
- (R24) - Regge, T., Il Nuovo Cimento, 14, 951 (1959)
- (R25) - Fleming, H., Rev.Brasl.Fis., 7, 643 (1977)
- (R26) - Chew, G.F. and Frautschi, S.C., Phys. Rev. Lett. 8, 41 (1962)
- (R27) - Okubo, S., Prog. Theor. Phys., 27, 949 (1962)
- (R28) - Klein, O.; Zs. f. Phys., 37, 895 (1926)
- (R29) - Gordon, W., Zs. f. Phys., 40, 117 (1926)
- (R30) - Millikan, R.A., Phil.Mag., 19, 209 (1910)
- (R31) - Becchi, C., Gallinaro, G. and Morpurgo, G., Il Nuovo Cimento, 39, 409 (1965)
- (R32) - Morpurgo, G., Gallinaro, G. and Palmieri, G., Nucl. Instr. and Methods, 79, 95 (1970)
- (R33) - Garris, E.D., and Ziocck, K.O.H., Nucl.Instr.and Methods, 117, 467 (1974)
- (R34) - Videira, A.L.L. and Renninger, G.H., Phys.Rev., 159, 1238 (1967)
- (R35) - Wigner, E.P., Phys. Rev., 51, 106 (1937)