



SEARA DA CIÊNCIA CURIOSIDADES DA FÍSICA

José Maria Bassalo



A Teoria de Grupos e a Classificação das Partículas Elementares (Modelos de Sakata, de Octetos e de Quarks).

Conforme vimos em alguns verbetes desta série, até o final de 1947, as Partículas Elementares já identificadas, eram (em notação atual): elétron (e^-), fóton (γ), pósitron (e^+), núcleons [prótons (p) e nêutrons (n)], múons (μ^\pm) e píons-carregados (π^\pm). Por outro lado, e também por essa mesma época, as partículas previstas teoricamente, eram: neutrino (ν) e pión-neutro (π^0). Contudo, em 20 de dezembro de 1947, os físicos ingleses George Dixon Rochester (1908-2001) e Clifford Charles Butler (1922-1999), da *Universidade de Manchester*, na Inglaterra, apresentaram, na *Nature* **160** (p. 855), os resultados de suas experiências relacionadas com a penetração de raios cósmicos em **câmaras de Wilson** ou **câmaras de névoas** (vide verbete nesta série) colocadas em grandes altitudes. Ao analisarem cerca de 5.000 fotografias dessas experiências, Rochester e Butler descobriram trajetórias em forma de V oriundas de uma origem comum e interpretaram-nas como rastros deixados por partículas carregadas e provenientes da desintegração de uma desconhecida partícula neutra e instável a que deram o nome de *partícula V*, por causa da trajetória que observaram. Note-se que Rochester e Butler já haviam observado essas novas partículas desde 15 de outubro de 1946. É ainda interessante notar que a primeira evidência da existência de uma nova partícula que não correspondia a nenhuma até então conhecida, já havia sido anunciada, em 1944 (*Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris* **219**, p. 618), pelos físicos franceses Louis Leprince-Ringuet (1901-2000) e Michel l'Héritier ao examinarem a incidência de raios cósmicos em uma **câmara de Wilson**, instalada no alto de uma montanha.

Novas experiências de Rochester e Butler mostraram que existiam mais duas *partículas V*, desta vez, neutras, com os possíveis modos de decaimento: $V_1^0 \rightarrow p + \pi^-$ e $V_2^0 (\theta^0) \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Ainda nessas experiências eles observaram que as *partículas V* carregadas, que haviam anteriormente descoberto, apresentavam os prováveis modos de decaimento: $V_1^+ \rightarrow n + \pi^+ (\mu^+)$ e $V_1^- \rightarrow n + \pi^- (\mu^-)$. Além disso, eles perceberam que havia uma outra partícula carregada negativamente (V_2^-), que decaía na partícula V_1^0 e mais o π^- , com a V_1^0 decaindo no processo indicado acima. Em virtude desse decaimento em “cascata”, mais tarde, em 1951, como veremos mais adiante, ela recebeu o nome de *cascata-menos*: $V_2^- (= \Xi^-) \rightarrow V_1^0 (= \Lambda^0) + \pi^-$. Por outro lado, uma nova partícula do tipo V foi descoberta, em 1949 (*Nature* **163**, p. 82), pelo grupo do físico inglês Sir Cecil Frank Powell (1903-1969; PNF, 1950), da *Universidade de Bristol*, na Inglaterra, à qual deram o nome de *partícula tau* (τ), com o seguinte modo de decaimento: $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$.

Contudo, em virtude dessas experiências, realizadas em Manchester e em Bristol, permitirem estimar as massas dessas partículas e determinar suas cargas, esses dois grupos não entendiam a razão pela qual a partícula $V_2^0 (\theta^0)$ e τ , que tinham a mesma massa, apresentavam modos de decaimento diferentes: dois e três píons, respectivamente. Esse “quebra-cabeça $\theta - \tau$ ” só

foi resolvido em 1956, com a descoberta da quebra da paridade nas interações fracas, conforme vimos em verbetes desta série. Registre-se que, em 1949 (*Reviews of Modern Physics* **21**, p. 20), Rochester publicou o resultado de suas experiências com raios cósmicos, com apenas uma rápida referência à descoberta que fizera com Butler, em 1947. É oportuno também registrar que essa falha foi compensada por Rochester, ao convidar Butler para juntos escreverem, em 1953 (*Reports Progress in Physics* **16**, p. 364), um trabalho sobre a descoberta que fizeram em 1947.

No começo da década de 1950, novas partículas do tipo V foram descobertas, principalmente pelo grupo de Leprince-Ringuet, da *École Polytechnique*, em Paris. O estudo em detalhes dessas novas partículas só foi possível depois de ser colocado em operação, em 1952, o *Cosmotron* de 3 GeV, do *Brookhaven National Laboratory* (BNL), nos Estados Unidos, e da instalação nesse mesmo laboratório, em 1953, da *câmara de bolhas*, que havia sido inventada pelo físico norte-americano Donald Arthur Glaser (n.1926; PNF, 1960), em 1952 (vide verbete nesta série). Essas partículas tipo V foram chamadas de **estranhas** em virtude de que eram produzidas por interação forte, entre **píons** ($\pi^{\pm,0}$) e **núcleons** (p, n) (vida média $\sim 10^{-23}$ s), e decaíam por interação fraca (vida média da ordem de 10^{-10} s). Como essas partículas recebiam denominações e símbolos diferentes (às vezes, para a mesma partícula), Leprince-Ringuet, em 1953 (*Annual Review of Nuclear Science* **3**, p. 39), apresentou um esquema de nomenclatura para as partículas elementares até então conhecidas. Nessa ocasião, denominou de **hyperon** (super, em grego) a partícula que apresentava massa maior do que a massa de um **núcleon**, tais como: Σ^{\pm} (hoje, Λ^0 e Ξ^{\pm}). As que apresentavam a massa intermediária entre a massa dos mésons $\pi^{\pm,0}$ e a dos **núcleons**, ele denominou de **mésons pesados**: θ^{\pm} e τ^{\pm} (hoje, os **káons** K^{\pm}, K^0, \bar{K}^0). Em 1958, o físico russo Lev Borisovich Okun (n.1929) cunhou o termo **hádron** para toda a partícula que é sensível à interação forte: **núcleons**, **píons**, **káons** e **hyperons**. É oportuno destacar que hoje, os **hádrons** são divididos em **mésons** (píons e káons) de spin inteiro (0,1) e **bárions** (núcleons e hyperons), de spin fracionário ($\frac{1}{2}$).

Voltemos às **partículas estranhas**. A primeira tentativa para compreender as suas propriedades foi apresentada pelo físico holandês-norte-americano Abraham Pais (1918-2000), em 1952 (*Physical Review* **86**, p. 663). Com efeito, ele formulou a hipótese de que elas deveriam ser produzidas em pares, por processo de interação forte e decaíam individualmente por interação fraca. Para poder explicar tal mecanismo, Pais propôs a existência de um novo número quântico aditivo, que seria **par** para as partículas normais então conhecidas (**núcleons** e **píons**) e **ímpar** para as **partículas estranhas**, número esse que deveria ser conservado em uma reação na qual participassem tais partículas. Esse processo foi denominado por Pais de **produção associada**. É oportuno observar que uma proposta análoga a essa já havia sido apresentada, em 1951, pelos físicos japoneses Yoichiro Nambu (n.1921), Kakukiko Nishijima (n.1926) e Y. Yamaguchi (*Progress in Theoretical Physics* **6**, p. 615); H. Miyazawa (*Progress in Theoretical Physics* **6**, p. 631); e S. Oneda (*Progress in Theoretical Physics* **6**, p. 633) em trabalhos independentes nos quais propuseram a hipótese da produção de **partículas estranhas** (Λ^0, K^0) por intermédio de uma reação do tipo: $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$.

Essa proposta de **produção associada** foi plenamente confirmada nas experiências realizadas, em 1953 (*Physical Review* **90**; **91**, pgs. 1126; 1287), no *Cosmotron* do BNL, pelos físicos norte-americanos W. B. Fowler, Ralph P. Shutt, Alan Moulton Thorndike (1918-2006) e W. L. Whitmore. Nessas experiências, eles observaram as seguintes reações (em notação atual): $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0$ (ou K^+) + K^0 (ou Σ^-), com (par) + (par) = (ímpar) + (ímpar), e $\pi^- + p \rightarrow n + K^+ + K^-$, para a qual, tem-se que: (par) + (par) = (par) + (ímpar) + (ímpar). É oportuno registrar que o resultado dessas experiências foi confirmado por esses mesmos físicos, em 1954 (*Physical Review* **93**, p. 861), e em 1955 (*Physical Review* **98**, p. 121) e, independentemente, também em 1955 (*Physical Review* **98**, p. 1407), por W. D. Walker. Ainda em 1953 (*Physical Review* **90**, p. 274), o físico norte-americano Richard Lawrence Garwin (n.1928) mostrou que a produção da partícula Λ^0

em uma reação do tipo: $p+n \rightarrow p+\Lambda^0$ não foi observada, em conformidade com a **produção associada de Pais**, uma vez que: (par) + (par) \neq (par) + (ímpar).

Apesar do sucesso dessas experiências que confirmavam a **produção associada de Pais**, esta, no entanto, apresentava dificuldades como se pode ver, por exemplo, na possível produção da partícula Ξ^- por intermédio de reações do tipo: $\pi^-+p \rightarrow \Xi^-+K^0+K^+$ e $\pi^-+p \rightarrow \Xi^-+K^+$. Enquanto a primeira dessas reações (observada) não se enquadrava naquela regra, pois: (par) + (par) \neq (ímpar) + (ímpar) + (ímpar), a segunda (não observada) se enquadrava, uma vez que: (par) + (par) = (ímpar) + (ímpar). Por outro lado, embora a regra acima referida permitisse reações do tipo: $p(n)+p(n) \rightarrow \Sigma^+(\Lambda^0)+\Sigma^+(\Lambda^0)$, já que: (par) + (par) = (ímpar) + (ímpar) elas, contudo, nunca foram observadas. Também não se entendia a razão de ainda não haver sido observado o decaimento: $\Xi^- \rightarrow n+\pi^-$, muito embora, em 1952 (*Philosophical Magazine* **43**, p. 597), R. Armenteros, K. H. Barker, Butler, A. Chacon e C. M. York, houvessem visto que: $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0+\pi^-$, com uma vida média $\sim 10^{-10}$ s. É oportuno registrar que esta última experiência é considerada como a que descobriu a **partícula estranha cascata-menos** (Ξ^-), apesar de ela já haver aparecido nas experiências de Rochester e Butler (V_2), conforme vimos acima. Destaque-se que a existência de Ξ^- foi confirmada, em 1953 (*Physical Review* **92**, p. 1089), pelos físicos norte-americanos Carl David Anderson (1905-1991; PNF, 1936), E. W. Cowan, Robert Benjamin Leighton (1919-1997) e V. A. J. van Lint.

Em vista das dificuldades da **produção associada de Pais** para explicar algumas reações envolvendo a produção de algumas **partículas estranhas**, conforme apontamos acima, uma nova tentativa foi feita objetivando entender o mecanismo de produção de tais partículas. Com efeito, em 1953, os físicos, o norte-americano Murray Gell-Mann (n.1929; PNF, 1969) (*Physical Review* **92**, p. 833) e, independentemente, os japoneses Tadao Nakano (n.1926) e Nishijima (*Progress in Theoretical Physics* **10**, p. 581) apresentaram a proposta de um novo número quântico, denominado de **estranheza** (S) (“strangeness”) por Gell-Mann, e de **eta** (η) por Nakano e Nishijima. É oportuno registrar que, ainda nesses trabalhos, há a extensão do **princípio da conservação do spin isotópico (isospin)** (vide verbete nesta série) às **partículas estranhas**. É importante notar que, em 1956 (*Physical Review* **104**, p. 1164), o físico norte-americano Julian Seymour Schwinger (1918-1994; PNF, 1965) propôs um novo número quântico, chamado de **hipercarga** (Y), que seria a soma dos números quânticos: **estranheza** (S) e **bariônico** (B). Este último, vale + 1 para os **bárions**, - 1 para os **antibárions**, e 0 para as demais partículas. Esse número quântico proposto por Schwinger (Y = S + B) foi imediatamente aceito e incorporado nos modelos que foram desenvolvidos na década da 1960 para estudar as partículas elementares, conforme veremos mais adiante.

Assim, segundo Gell-Mann, Nakano e Nishijima, o novo número quântico proposto deve se conservar na produção das partículas, por interações fortes, e mudar de uma unidade positiva ou negativa (Regra de Seleção: $\Delta S = \pm 1$), no decaimento das partículas, por interações fracas. Desse modo, para explicar o resultado das experiências vistas acima, foram propostos os seguintes valores para S: + 1, para K^+ e K^0 ; - 1, para Λ^0 e $\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$; - 2, para Ξ^-, Ξ^0 ; e 0, para **núcleons e píons**. [Registre-se que os símbolos Σ e Ξ foram propostos por Gell-Mann e Pais, em 1954 (*Proceedings of the Conference on Nuclear and Meson Physics at Glashow*, p. 342).] Para as antipartículas correspondentes, S deve ter o sinal trocado. De posse desses valores, vejamos como explicar o resultado das reações vistas acima. Consideremos as produções de partículas por interações fortes. Tomemos as não permitidas pela **produção associada de Pais** (PAP): $\pi^-+p \rightarrow \Xi^-+K^0+K^+$ (observada) e $p+n \rightarrow p+\Lambda^0$ (não observada). Para essas reações, respectivamente, temos: $0+0 \rightarrow -2+1+1 \rightarrow 0=0$ (com conservação de S) e $0+0 \rightarrow 0-1 \rightarrow 0 \neq -1$ (não conservação de S). Agora, vejamos a reação permitida por aquela produção e não observada: $p(n)+p(n) \rightarrow \Sigma^+(\Lambda^0)+\Sigma^+(\Lambda^0)$. Nesse caso, tem-se: $0+0 \rightarrow -1-1 \rightarrow 0 \neq -2$ (não conservação de S). Para o decaimento observado: $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0+\pi^-$, resultará: $-2 \rightarrow -1+0$

→ $\Delta S = -1 - (-2) = +1$ (regra de seleção de S satisfeita). Por sua vez, para o decaimento permitido pela PAP e não observado: $\Xi^- \rightarrow \mathbf{n} + \pi^-$, temos: $-2 \rightarrow 0 + 0 \rightarrow \Delta S = 0 - (-2) = +2$ (regra de seleção de S não satisfeita).

A série de informações obtidas pelos físicos experimentais envolvendo os **núcleons**, os **píons** e as **partículas estranhas**, informações essas obtidas entre a metade da década de 1940 e a metade da década de 1950, segundo registramos acima, esperava por uma classificação dessas partículas, a exemplo do que fizera o químico russo Dmitri Ivanovich Mendeleiev (1834-1907), em 1869, com os elementos químicos Boyleanos, por intermédio de sua famosa *Tabela Periódica dos Elementos* (vide verbete nesta série). Muitas tentativas foram feitas no sentido de classificar as Partículas Elementares na suposição de que algumas delas são mais elementares do que outras. Vejamos como. [Emilio Segrè, **Nuclei and Particles: An Introduction to Nuclear and Subnuclear Particles** (W. A. Benjamin, Inc., 1977).]

Em 1949 (*Physical Review* **76**, p. 1739), os físicos, o italiano Enrico Fermi (1951-1954; PNF, 1938) e o sino-norte-americano Chen Ning Yang (n.1922; PNF, 1957) formularam um modelo para explicar os **píons**, segundo o qual, essas partículas eram estados dinamicamente ligados de **núcleons** e **antinúcleons** ($\mathbf{N}, \bar{\mathbf{N}}$). Contudo, com a descoberta de mais partículas na primeira metade da década de 1950, uma nova tentativa de classificá-las foi usada e, desta vez, por intermédio da Álgebra do Grupo de Lie, que recebeu esse nome depois do trabalho desenvolvido pelo matemático norueguês Sophus Lie (1842-1899), em 1874 (*Nachrichten von der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen*, p. 529). Assim, em 1956 (*Progress in Theoretical Physics* **16**, p. 686), o físico japonês Shoichi Sakata (1911-1970) assumiu o **próton** (p), o **nêutron** (n) e a **lâmbda** (Λ) e as respectivas antipartículas ($\bar{\mathbf{p}}, \bar{\mathbf{n}}, \bar{\Lambda}$) como representações tripletos irreduzíveis $\mathbf{3}$ e $\bar{\mathbf{3}}$ do SU(3) e, então, demonstrou que o produto tensorial (\otimes) entre essas duas representações ($\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$), formaria multipletos em que os **mésons** até então conhecidos (**píons** e **káons**), eram então constituídos por combinações de pares desses tripletos SU(3), da seguinte maneira: **píons** - $\pi^+ = \mathbf{p}\bar{\mathbf{n}}$, $\pi^0 = (1/\sqrt{2})(\mathbf{p}\bar{\mathbf{p}} - \mathbf{n}\bar{\mathbf{n}})$, $\pi^- = \bar{\mathbf{p}}\mathbf{n}$, e **káons** - $\mathbf{K}^+ = \mathbf{p}\bar{\Lambda}$, $\mathbf{K}^0 = \mathbf{n}\bar{\Lambda}$, $\mathbf{K}^- = \bar{\mathbf{p}}\Lambda$, $\bar{\mathbf{K}}^0 = \bar{\mathbf{n}}\Lambda$. Registre-se que, de um modo geral, SU(n) indica Grupo Especial Unitário de n Dimensões (“Special Unitary Group of n Dimensions”). Um grupo U é chamado **unitário** se $|U|^2 = 1$, e **especial** se $\det U = 1$. O número dos geradores do SU(n), vale $n^2 - 1$. Para maiores detalhes sobre o Grupo de Lie, ver: José Maria Filardo Bassalo e Mauro Sérgio Dorsa Cattani, **Teoria de Grupos para Físicos** (Livraria da Física, 2008).

Contudo, por intermédio de novo produto tensorial em que o octeto obtido do produto $\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}}$ e novamente o triplete $\mathbf{3}$, isto é: $\mathbf{8} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{15} \oplus \mathbf{6} \oplus \mathbf{3}$, Sakata não conseguiu dispor os **bárions** até então conhecidos (**sigmas** e **cascatas**) nos multipletos formados por esse produto tensorial. Por exemplo, muito embora ele haja demonstrado que os elementos $\mathbf{N}\bar{\mathbf{N}}\Lambda$ (S = -1) e $\bar{\mathbf{N}}\Lambda\Lambda$ (S = -2) de um desses multipletos pudessem representar as partículas **sigma** [Σ ($\Sigma^+ = \mathbf{p}\bar{\mathbf{n}}\Lambda$; $\Sigma^0 = \bar{\mathbf{p}}\mathbf{n}\Lambda$)] e as partículas **cascata** [Ξ ($\Xi^- = \bar{\mathbf{p}}\Lambda\Lambda$; $\Xi^0 = \bar{\mathbf{n}}\Lambda\Lambda$)], o mesmo não acontecia com o elemento $\mathbf{p}\bar{\mathbf{n}}\Lambda$ (S = +1), já que este não representava nenhum **bárion** conhecido, pois não existem **bárions** com esse valor de S. Além do mais, algumas previsões decorrentes desse **Modelo de Sakata** não foram confirmadas experimentalmente, como aconteceu com a não detecção de um **bárion estranho** de carga +2 e com a não confirmação do spin 3/2 para as partículas **cascata** previsto por aquele modelo. Registre-se que, experimentalmente, o valor encontrado para esse spin era 1/2. É oportuno salientar que, em 1959, por ocasião *The International Conference on High Energy Physics at Kiev* (“Conferência Internacional de Física de Altas Energias”), realizada em Kiev, na então União Soviética, o **Modelo de Sakata** (apesar das dificuldades acima apontadas) atingiu seu apogeu, pois foi aventada nessa Conferência a hipótese de existir uma simetria geral da Natureza, qual seja: os três **bárions** de Sakata ($\mathbf{p}, \mathbf{n}, \Lambda$) e os três **léptons** até então conhecidos ($\mathbf{e}, \mathbf{\nu}_e, \mu$) eram fundamentais para explicar, respectivamente, a interação forte e a interação fraca.

[Para maiores detalhes sobre o modelo Sakatiano e para os demais modelos (octetos e quarks) que trataremos a seguir neste verbete, ver: Bassalo e Cattani, op. cit.).]

Para contornar as dificuldades do **Modelo de Sakata** (e a *Simetria Kievliana* dele decorrente) apontadas acima, novos modelos foram tentados tendo ainda a Teoria do Grupo de Lie como suporte. Com efeito, em 1959 e, em 1960 (*Progress in Theoretical Physics* **22**, **23** pgs. 715; 1073), os físicos japoneses Mineo Ikeda (1926-1983), Shuzo Ogawa (n.1924) e Yoshio Ohnuki (n.1928) usaram as representações irreduzíveis do SU(2) para descrever as Partículas Elementares. Assim, tomando os dubletos formados pelos núcleons (p, n) e pelos antinúcleons (\bar{p}, \bar{n}), eles mostraram que o produto tensorial dessas duas representações ($2 \otimes 2 = 3 \oplus 1$) formava o tripleto dos píons, da seguinte forma: $\pi^+ = p\bar{n}$, $\pi^0 = (p\bar{p} - n\bar{n})$, $\pi^- = \bar{p}n$. Ainda em 1959, Yamaguchi (*Progress in Theoretical Physics Supplement* **11**, p. 1), e, em 1960, Ohnuki (*Proceedings of the 1960 International Conference on High Energy Physics at Rochester*) e Julius Wess (1934-2007) (*Nuovo Cimento* **15**; **18**, pgs. 52; 15) estudaram, sem muito êxito, os **bárions** e os **mésons** pseudo-escalares [$J^P = 0^-$: J = momento angular total = momento angular orbital (l) + spin (s); P = paridade] no contexto do SU(3). É oportuno salientar que, no trabalho de 1960, Ohnuki previu a existência de um novo **méson pseudo-escalar**, a hoje conhecida partícula **eta-zero** (η^0) e detectada em 1961, conforme veremos mais adiante.

Em virtude das dificuldades (apontadas acima) de entender a Física das Partículas Elementares por intermédio da Teoria do Grupo de Lie, outros modelos foram estudados utilizando apenas a dinâmica da interação entre elas, via a *matriz de espalhamento* S. Conforme vimos em verbete desta série, um desses modelos foi desenvolvido pelo físico italiano Túlio Eugene Regge (n.1931), em 1959 (*Nuovo Cimento* **14**, p. 951). Segundo esse físico, as partículas elementares ocupavam pontos de um diagrama [momento angular total (J) versus massa (m) da partícula], pontos esses que foram denominados de *pólos de Regge*, e as retas que ligam esses pólos, de *trajetórias de Regge*. Embora algumas “trajetórias” houvessem sido traçadas (por exemplo, a de núcleons e lâmbda), outras “trajetórias” previstas não foram encontradas. É oportuno notar que, em 1977 (*Revista Brasileira de Física* **7**, p. 643), o físico brasileiro Henrique Fleming (n.1938) estudou a *trajetória de Regge* das **ressonâncias mesônicas**, descobertas em 1961, das quais falaremos mais adiante. Note-se que o nome “ressonância” foi emprestado da Física Nuclear, e corresponde a pólos nas amplitudes de espalhamento localizadas em certas regiões do plano complexo da energia.

Em 1961, a álgebra do SU(3) foi retomada para explicar a Física das Partículas Elementares. Com efeito, Gell-Mann (*CALTECH Synchrotron Laboratory Report CTSL-20*) e, independentemente, o físico israelense Yuval Ne’eman (1925-2006) (*Nuclear Physics* **26**, p. 222), ao analisarem as dificuldades do **Modelo de Sakata**, perceberam que elas poderiam ser contornadas se tomassem uma outra representação irreduzível do SU(3), um **octeto** ao invés do **tripleto** considerado por Sakata. Nessa ocasião, já era conhecido o **octeto bariônico** ($p, n, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$), com $J^P = (1/2)^+$. Nesse modelo, chamado por Gell-Mann de *via óctupla* (“eightfold way”) e mais tarde conhecido como **Modelo de Octetos**, as partículas constituíam oito (8) estados degenerados da Hamiltoniana muito-forte (H_S), que seria invariante por SU(3). Por interação meio-forte (H_{MS}), a degenerescência indicada acima seria quebrada na *hipercarga* (Y) em quatro partes: p, n (Y = + 1); Λ, Σ (Y = 0) e Ξ (Y = - 1), tendo, no entanto, a simetria SU(2) do isospin (I), degenerada. Por fim, essa degenerescência do I seria quebrada por intermédio da interação eletromagnética (H_{EM}), quando então apareceriam os multipletos $I_3 = I_Z$ de I. É oportuno destacar que o nome *via óctupla* foi escolhido por Gell-Mann tendo em vista que o modelo proposto envolvia três oitões. O primeiro deles representa os oito geradores do grupo SU(3) ($3^2 - 1 = 8$); o segundo oitão relaciona-se com o número de partículas de cada octeto fundamental; e o terceiro está ligado aos oito caminhos religiosos que o homem deve seguir, segundo Buda, para

aliviar seus sofrimentos e relativos à *nobreza de seu julgamento, das suas intenções, palavras, ações, trabalho, pensamento, concentração e da sua vida*. [K. I. Sholkin, **Física del Micromundo** (Editorial Mir, 1972).] Para mais detalhes sobre o **Modelo de Octetos**, ver: Murray Gell-Mann e Yuval Ne'eman, "**The Eightfold Way**" (W. A. Benjamin, Inc., 1964).

É importante notar que, em 1957 (*Nuovo Cimento* **6**, pgs. 69; 255), o físico brasileiro Jayme Tiomno (n.1920) propôs a simetria global O_7 que generaliza o espaço de isospin O_3 . Contudo, tal grupo por conter simetrias demais, dava lugar a processos proibidos, a leis de conservação não observadas. Ne'eman, então aluno do físico paquistanês Abdus Salam (1926-1996; PNF, 1979) no *Imperial College*, na Inglaterra, ao trabalhar com o O_7 , por sugestão do próprio Salam, que era amigo de Tiomno, observou que as dificuldades apontadas por Tiomno sobre esse grupo, seriam contornadas se o mesmo fosse ampliado até 8 dimensões, já que este, o O_8 , continha o $SU(3)$ como subgrupo, cujas representações poderiam ser melhor aplicadas à Física das Partículas Elementares. Assim, dessa maneira, Ne'eman desenvolveu o **Modelo de Octetos**, independentemente de Gell-Mann, conforme descrevemos acima.

Retomemos ao **Modelo de Octetos**. Um dos primeiros sucessos desse modelo foi a confirmação da partícula prevista por Ohnuki, em 1960, como vimos anteriormente. Vejamos como. Em 1961, eram conhecidos três mésons **píons** (π^+, π^0, π^-) e quatro mésons **káons** (K^+, K^0, K^-, \bar{K}^0), todos caracterizados por $J^P = 0^-$. Portanto, à semelhança com o **octeto bariônico** descrito acima, esses sete **mésons pseudo-escalares** deveriam formar um outro octeto, o **octeto mesônico**. O candidato seria, naturalmente, aquela partícula prevista por Ohnuki. Destaque-se que tal partícula foi descoberta, ainda em 1961 (*Physical Review Letters* **7**, p. 421), por Aihud Pevsner, R. W. Kraemer, M. Nussbaum, C. Richardson, P. E. Schlein, R. C. Strand, T. Joohig, M. M. Block, A. Engler, R. Gessaroli e C. M. Meltzer ao estudaram o espalhamento de **píons-positivos** (π^+) por **déuterons** ($d = {}_1H^2$) de uma câmara de bolhas, em uma reação do tipo: $\pi^+ + d \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$. A análise realizada por esses físicos do espectro de distribuição de massa efetiva *versus* o número de eventos para estados de tripletos de **píons** (π^+, π^0, π^-) indicou a presença de dois picos ("peaks"), um em torno de 800 MeV e o outro em torno de 500 MeV, este com a largura menor do que 10 MeV. A análise desses picos por intermédio do **diagrama ("plot") de Dalitz** mostrou que o primeiro deles confirmava a descoberta, também em 1961, da **ressonância mesônica ômega** (ω), e que o segundo pico indicava uma nova **ressonância pseudo-mesônica** com a massa de 549 MeV/c² (a partir daqui, iremos tomar $c=1$ nos valores da massa das partículas), $J^P = 0^-$ e o spin nulo. Essa nova partícula recebeu de Gell-Mann, em 1962 (*Physical Review* **125**, p. 1067), o nome η^0 e, posteriormente, o nome **eta-zero** (η^0). Observe-se que a estreita largura dessa ressonância indicava a possibilidade de ela decair por interação eletromagnética em dois fótons (γ). É interessante notar que, em 1953 (*Philosophical Magazine* **44**, p. 1068), o físico norte-americano Richard Henry Dalitz (1925-2006) desenvolveu um diagrama ("plot") bidimensional do espaço de fase para analisar a formação de estados ressonantes decorrentes do espalhamento de partículas com a formação de três ou mais partículas no estado final da reação em estudo

Sobre o que dissemos no parágrafo anterior, é oportuno fazer alguns comentários. Em 1961 (*Physical Review Letters* **7**, p. 178), os físicos norte-americanos Bogdan C. Maglic, Luis Walter Alvarez (1911-1988; PNF, 1968), Arthur H. Rosenfeld (n.1926) e M. Lynn Stevenson realizaram uma experiência, na qual estudaram o espalhamento de **antiprótons** (\bar{p}) por **prótons** (p) de uma câmara de bolhas do **bevatron** da *Universidade de Berkeley*, em uma reação do tipo: $\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$. Ao analisarem o espectro de distribuição de massa efetiva *versus* o número de eventos para estados de tripletos de **píons** (π^+, π^0, π^-) com o **diagrama de Dalitz**, descobriram uma nova **ressonância mesônica**, com a massa de 784 MeV, $J^P = 1^-$, e o spin nulo. Essa partícula recebeu de Gell-Mann, em seu artigo de 1962 citado acima, o nome de **méson-**

ômega-zero (ω^0), é a considerou como o isosinglete do produto $\mathbf{8} \otimes \mathbf{8}$. Observe-se que, ainda em 1962 (*Physical Review Letters* **9**, p. 472), o físico japonês Jun John Sakurai (1933-1982) interpretou essa partícula como um singlete unitário. É oportuno destacar que o \bar{p} foi descoberto em 1955, em uma reação do tipo: $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$ (vide verbete nesta série).

O primeiro sucesso do **Modelo de Octetos** destacado acima não foi completo, pois havia uma pequena dificuldade com a massa do η^0 . Com efeito, ao propor o “eightfold way”, em 1961, Gell-Mann chegou a obter uma expressão para o cálculo da massa de uma partícula e que foi generalizada pelo físico japonês Susumu Okubo (n.1930), em 1962 (*Progress in Theoretical Physics* **27, 28** pgs. 949; 24). Essa expressão foi deduzida por intermédio da teoria das perturbações em primeira ordem, estudada em Mecânica Quântica, e tem o seguinte aspecto: $\bar{m} = m_0 + m_1 Y + m_2 [I(I+1) - Y^2/4]$, onde m_0 , m_1 e m_2 são constantes, I e Y representam, respectivamente, o **isospin** e a **hipercarga** de um dado isomultipeto, e \bar{m} a massa média da partícula. (Bassalo e Cattani, op. cit.) Aplicando-se a **Fórmula de Gell-Mann-Okubo** (FG-MO) ao **octeto mesônico** visto acima, ou seja: $m_\eta = (4m_\pi - m_\rho)/3$ e usando-se os valores das massas dos **píons** e dos **káons**, obtém-se: $m_\eta = 615 \text{ MeV}$, para um valor experimental de 549 MeV, segundo registramos anteriormente. Essa dificuldade, no entanto, foi contornada, inicialmente, em 1963 (*Reviews of Modern Physics* **35**, p. 916), por J. J. de Swart de maneira *ad hoc* e, posteriormente, em 1964 (*Physical Review* **B134**, p. 863), pelos físicos norte-americanos Sidney Richard Coleman (1937-2007) e H. J. Schnitzer ao considerarem M^2 , s e não M^1 s, na FG-MO, sob o argumento [já antecipado pelo físico norte-americano Richard Philips Feynman (1918-1988; PNF, 1965) na *Gatlinburg Conference*, em 1958] de que os **mésos** são bósons e, portanto, sua Hamiltoniana obedece à **Equação de Klein-Gordon**, de 1926 (ver verbete nesta série), na qual aparece o quadrado da massa (m^2). Destaque-se que Gell-Mann e Okubo haviam considerado apenas m pois os oito **bárions** que consideraram são férmions e, portanto, obedecem à **Equação de Dirac**, de 1928 (vide verbete nesta série), na qual aparece apenas m . Desse modo, a agora **Fórmula de de Swart-Coleman-Schnitzer**, qual seja: $\bar{m}^2 = m_0^2 + m_1^2 Y + m_2^2 [I(I+1) - Y^2/4]$, aplicada à partícula η^0 estimava para a mesma, a massa de 567 MeV, em acordo razoável com o valor experimental de 549 MeV.

Contudo, o espetacular sucesso do **Modelo de Octetos** foi a previsão de Gell-Mann, em 1962, da partícula **Ômega-menos** (Ω^-), as analisar as então conhecidas nove **ressonâncias bariônicas**, com $J^P = (3/2)^+$. Vejamos como ocorreu essa previsão. Em 1953, os físicos norte-americanos R. L. Walker, D. C. Oakley e A. V. Tollestrup (*Physical Review* **89**, p. 1301); Herbert Lawrence Anderson (1914-1988), Fermi, R. Martin e D. E. Nagle (*Physical Review* **91**, p. 155); e L. C. L. Yuan e Samuel J. Lindenbaum (*Physical Review* **92**, p. 1578) anunciaram que haviam descoberto uma **ressonância bariônica nucleônica** ao estudarem o espalhamento elástico de **píons** de alta energia, por **prótons** de uma câmara de bolhas de hidrogênio (H) líquido. Ao analisarem a secção de choque total desse espalhamento em função das diversas energias de **píons-positivos** (π^+), observaram um pico nesse espectro energético em torno de 180 MeV. Assim usando a largura desse pico, eles calcularam a vida-média (por intermédio da relação de incerteza: $\Delta E \Delta t \approx \hbar$) dessa nova partícula em torno de 10^{-23} s e, como era detectável diretamente, propuseram que havia ocorrido uma reação do tipo: $\pi^+ + p \rightarrow N_1^+ \rightarrow \pi^+ + p$. Tal evento foi interpretado como um estado excitado (metaestável) do sistema **píon-próton**, seguido de seu decaimento por interação forte. Nessa ocasião, eles determinaram a sua massa como sendo 1236 MeV, assim como a **hipercarga** $Y = + 1$.

A continuação do estudo do espalhamento elástico de **píons** de alta energia, por **núcleons** mostrou que existem quatro estados de carga das **ressonâncias bariônicas nucleônicas** formando um quadripeto de isospin ($I = 3/2$), produzidas em reações do tipo:

$\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p$, $\pi^+ + n \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ + n$, $\pi^- + p \rightarrow \Delta^0 \rightarrow \pi^- + p$ e $\pi^- + n \rightarrow \Delta^- \rightarrow \pi^- + n$, segundo a notação atual. Todas essas ressonâncias têm a mesma massa de 1236 MeV, o mesmo $J^P = (3/2)^+$, e os respectivos componentes do isospin (I): $I_3 = I_Z = +3/2, +1/2, -1/2, -3/2$. Note-se que o número de isomultipletos de I é dado por: $2 \times I + 1$ (vide verbete nesta série). Observe-se que a partícula Δ^{++} teve sua descoberta confirmada em 1961 (*Physical Review Letters* **9**, p. 930), pelos físicos norte-americanos William Chinowsky, Gerson Goldhaber, Sulamith Goldhaber, Benjamin W. Lee (1935-1977) (de origem coreana) e Thomas O'Halloran ao analisarem a reação do tipo: $K^+ + p \rightarrow K^0 + \Delta^{++}$, na qual encontraram, para essa primeira **ressonância bariônica nucleônica**, os seguintes dados: 1236 MeV e $J^P = (3/2)^+$.

Com a produção artificial (com aceleradores) dos káons, na década de 1950, começou o estudo do espalhamento dessas **partículas estranhas** por núcleons e, em consequência, foram descobertas as primeiras **ressonâncias bariônicas (hyperônicas) estranhas**. Com efeito, em 1960 (*Physical Review Letters* **5**, p. 520), os físicos norte-americanos Margaret Alston, Alvarez, Philippe Eberhard, Myron Lindsay Good (1923-1999), William Graziano, Harold K. Ticho e Stanley G. Wojcicki estudaram o espalhamento inelástico de káons por prótons em uma câmara de bolhas, por intermédio de uma reação do tipo: $K^- + p \rightarrow Y_1^* \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + \pi^-$. Depois da análise dessa reação com o "plotz" de Dalitz eles perceberam que haviam descoberto a primeira **ressonância bariônica estranha** (Y_1^*) ($S = -1$), com as seguintes características: 1385 MeV, $J^P = (3/2)^+$ e $I = 1$. A análise de outras reações daquele tipo de espalhamento mostrou que essas **ressonâncias bariônicas estranhas** (Y_1^*) assemelhavam-se a estados excitados de Σ^* e, portanto, constituíam o tripleto: $\Sigma^{*+}, \Sigma^{*0}, \Sigma^{*-}$. No começo da década de 1960, os físicos do *Lawrence Radiation Laboratory*, perceberam que, aumentando a energia do feixe de káons, haveria a possibilidade de produzir novas **ressonâncias bariônicas estranhas** mais pesadas, com $S = -2$ e $I = 1/2$ e, portanto, do tipo Ξ^* . Em 1962, G. M. Pjerrou, D. J. Prowse, P. E. Schlein, W. E. Slater, D. H. Stork e Ticho (*Physical Review Letters* **9**, p. 114) e, independentemente, L. Bertanza, V. Brisson, P. L. Connolly, E. L. Hart, I. S. Mitra, G. C. Moneti, R. R. Rau, Nicholas P. Samios, I. O. Skillicorn, S. S. Yamamoto, Maurice Goldberg, I. Gray, J. Leitner, S. Lichtman e J. Westgard anunciaram que haviam descoberto a primeira **ressonância** do tipo Ξ^* com massa de 1530 MeV, e com o seguinte modo de decaimento: $\Xi^* \rightarrow \Xi + \pi$. É oportuno registrar que essa partícula foi confirmada, em 1963 (*Physics Review Letters* **11**, p. 167), em trabalhos realizados por Schlein, D. D. Carmony, Pejerrou, Slater, Stork e Ticho, nos quais observaram reações do tipo: $K^- + p \rightarrow \Xi^{*0} (\Xi^*) + K^0 (K^{*+})$. Da análise dessas reações, observaram que a partícula Ξ^* é caracterizada por: 1532 MeV, $J^P = (3/2)^+$ e $I = 1/2$.

De posse dessas informações sobre a existência de nove **ressonâncias bariônicas estranhas** e analisando os membros dos multipletos do SU(3) obtidos por intermédio do produto tensorial: $\mathbf{8} \otimes \mathbf{8} = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{10} \oplus \overline{\mathbf{10}} \oplus \mathbf{27}$, Gell-Mann percebeu que aquelas nove ressonâncias poderiam fazer parte do decupletto (10) desse produto tensorial, completado por uma nova partícula. Assim, de posse da fórmula que havia deduzido em 1961, a "Equal-Spacing-Rule", e aplicando-a ao decupletto considerado, ou seja: $m_{\Sigma}(1385) - m_{\Lambda}(1236) \approx m_{\Xi}(1530) - m_{\Sigma}(1385) \approx m(?) - m_{\Xi}(1530)$, encontrou o seguinte valor para a massa dessa nova ressonância: ~ 1675 MeV. Desse modo, Gell-Mann anunciou, em 1962 (*Proceedings of the 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN*, p. 805), a existência da partícula **Ômega-menos** (Ω^-), com as seguintes características: $Y = -2$ e $I = 0$.

A partícula prevista por Gell-Mann foi descoberta em 1964 (*Physical Review Letters* **12**, p. 204), por V. E. Barnes, Connolly, D. J. Crennell, B. B. Culwick, W. C. Delaney, Fowler, P. E. Hagerty, Hart, N. Norwitz, P. V. C. Hough, J. E. Jensen, J. K. Kopp, Kwan W. Lai, Leitner, J. L. Lloyd, G. W. London, T. W. Morris, Y. Oren, Robert B. Palmer, A. G. Prodell, D. Radojick, D. C.

Raham, Richardson, Samios, J. R. Sanford, Shutt, J. R. Smith, D. L. Stonehill, Strand, Thorndike, M. S. Webster, W. J. Willis e Yamamoto em uma reação do tipo: $K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$, com $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$, depois do exame de 97.000 fotografias, com a massa de $(1675 \pm 3) \text{ MeV}$, e a vida média em torno de $1,1 \times 10^{-10} \text{ s}$. Para uma descrição mais detalhada dessa descoberta, ver: Fowler e Samios, *Scientific American* **211**, p. 36 (1964).

Apesar desse estrondoso sucesso do **Modelo de Octetos**, este apresentava sérias dificuldades. Por exemplo, as massas do octeto pseudo-vetorial ($J^P = 1^-$) formado pelas **ressonâncias mesônicas** não se enquadravam nas fórmulas de Gell-Mann-Okubo (1962) ou de de Swart-Coleman-Schnitzer (1963/1964) vistas acima. Vejamos aquele octeto. A primeira **ressonância mesônica** foi descoberta em 1961, por Stonehill, Charles Baltay, H. Courant, W. Fickinger, E. C. Fowler, H. Kraybill, J. Sandweiss, Sanford e H. T. Taft (*Physical Review Letters* **6**, p. 624) e, independentemente, por A. R. Erwin, R. March, W. D. Walker e E. West (*Physical Review Letters* **6**, p. 628) ao estudarem o espalhamento de pions (π^\pm) por prótons (p) de uma câmara de bolhas de hidrogênio (H) líquido, em reações do tipo: $\pi^\pm + p \rightarrow \pi^\pm + p(n) + \pi^0(\pi^\pm)$ e $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-$. Ao serem analisadas essas reações com o “plot” de Dalitz, verificou-se se tratar de uma **ressonância mesônica não-estranha**, com as características: 765 MeV, $S = 0$ e $J^P = 0^-$. Essa partícula recebeu de Gell-Mann, em 1962, no artigo referido anteriormente, o nome de **méson-rho** (ρ), que apresenta três estados de carga: ρ^+ , ρ^- , ρ^0 , e, portanto, seu isospin vale um ($I = 1$). Poucos meses depois, uma nova **ressonância mesônica não-estranha** foi descoberta, a **méson-ômega-zero** (ω^0), da qual já falamos. Também, em 1961 (*Physical Review* **6**, p. 300), Alston, Alvarez, Eberhard, Good, Graziano, Ticho e Wojcicki anunciaram a descoberta da primeira **ressonância mesônica estranha** ao darem prosseguimento ao estudo do espalhamento de káons por prótons. Assim, ao analisarem a experiência do tipo: $K^- + p \rightarrow K^0 + \pi^+ + \pi^-$, concluíram que se tratava de uma nova ressonância, à qual deram o nome de **káon-estrela** (K^*), com as seguintes características: 892 MeV, $S = 1$ e $J^P = 1^-$. Novas experiências com esse tipo de espalhamento, realizadas ainda em 1962, evidenciaram que havia quatro combinações de carga-hipercarga para K^* : K^{*+} e K^{*0} , com $S = +1$, e K^{*-} e \bar{K}^{*0} , com $S = -1$. Por fim, em 1963, Schlein, Slater, L. T. Smith, Stork e Ticho (*Physical Review Letters* **10**, p. 368) e, independentemente, Connolly, Hart, Lai, London, Leiter, Yamamoto, Rau, Lai, Samios, Moneti, Lichtman, Skillicorn e Goldberg (*Physical Review Letters* **10**, p. 371) anunciaram a descoberta de uma nova **ressonância mesônica não-estranha** analisando também o espalhamento de káons por prótons, em uma experiência do tipo (em notação atual): $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \phi^0$, com $\phi^0 \rightarrow K^+ + K^-$, e depois dessa análise concluíram que se tratava de uma nova ressonância, à qual deram o nome de **méson-phi-zero** (ϕ^0), com as seguintes características: 1019 MeV, $I = 0$ e $J^P = 1^-$. É oportuno destacar que Gell-Mann, também no trabalho citado de 1962, previu tal partícula, denominando-a, na ocasião, de B^0 .

Conforme vimos anteriormente, as massas do **octeto mesônico pseudo-escalar** (0^-) [K^+ , K^0 , K^- , \bar{K}^0 , π^+ , π^0 , π^- , η^0] não se enquadravam nas fórmulas de Gell-Mann-Okubo (1962) ou de de Swart-Coleman-Schnitzer (1963/1964). Por sua vez, o novo **octeto mesônico pseudo-vetorial** (1^-) [K^{*+} , K^{*0} , K^{*-} , \bar{K}^{*0} , ρ^+ , ρ^0 , ρ^- , ω^0] e o singleto puro (ϕ^0), também não se enquadravam naquelas fórmulas. Em vista disso, em 1963, o físico norte-americano Sheldon Lee Glashow (n.1932; PNF, 1979) (*Physical Review Letters* **11**, p.48) e, independentemente, Sakurai (*University of Chicago, EF-INS 63-28*) mostraram que as partículas ω^0 e ϕ^0 , poderiam ser consideradas como combinações lineares entre ω_3 e ω_1 , respectivamente, isosingleto de um octeto e um singleto puro do SU(3), de acordo com as seguintes expressões: $|\omega_1\rangle = |\phi^0\rangle \cos \theta + |\omega^0\rangle \sin \theta$ e $|\omega_3\rangle = |\phi^0\rangle \sin \theta + |\omega^0\rangle \cos \theta$, onde $m(\omega_1) \sim 944 \text{ MeV}$, $m(\omega_3) \sim 870 \text{ MeV}$ e $\theta \sim 36^\circ$.

As dificuldades apontadas acima relacionadas com as massas dos dois octetos mesônicos, o pseudo-vetorial (1^-) e o pseudo-escalar (0^-), associado ao fato de que não havia evidência experimental dos supermultipletos ($\bar{10}$) e (27) decorrentes do produto tensorial $\mathbf{8} \otimes \mathbf{8}$ visto acima, levaram Gell-Mann [acatando uma sugestão apresentada pelo físico norte-americano Robert Serber (1909-1997), em 1963], em 1964 (*Physics Letters* **8**, p. 214) e, independentemente, o físico russo-norte-americano George Zweig (n.1937), também em 1964 (*CERN Preprint* **8182/Th 401**; **8419/Th 412**), a proporem uma outra representação fundamental do SU(3) para entender a Física das Partículas Elementares. Desta vez, esses físicos consideraram um tripleto como essa representação fundamental, porém, não o tripleto de Sakata, e sim um tripleto constituído de novas partículas denominadas de **quarks** por Gell-Mann, e de **aces** por Zweig (veja verbete nesta série).

No entanto, uma das grandes dificuldades em considerar esse tripleto fundamental do SU(3), era que esses novos constituintes da matéria (**quarks**) deveriam possuir cargas elétricas fracionárias; tais partículas se apresentavam em três **sabores** (“flavours”): **up** (u), **down** (d) e **strange** (s) e seus respectivos **antiquarks** ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$), com as seguintes cargas elétricas: $+2e/3, -e/3, -e/3$ ($-2e/3, +e/3, +e/3$), sendo e a carga do elétron, e as massas (valores atuais): u (5 MeV), d (10 MeV) e s (200 MeV). Segundo esse **Modelo de Quarks**, as partículas elementares até então conhecidas, os **mésons** e **bárions**, são obtidas pelos seguintes produtos tensoriais: $\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8}$, para os **mésons** e, portanto, são formados de um par **quark/antiquark**; e $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{10}$, para os **bárions** que, desse modo, são formados por **quark/quark/quark**. (Para ver como ocorre essa distribuição, consultar: Bassalo e Cattani, op. cit.)

Antes de concluirmos este verbete, é interessante fazer alguns comentários sobre os **quarks** de Gell-Mann-Zweig. Logo que eles foram propostos, em 1964, houve um grande interesse por parte dos físicos experimentais no sentido de comprovar a sua existência. Basicamente, essas experiências eram divididas em duas classes: as que procuravam detectar **quarks** presos à matéria; e as que procuravam detectar **quarks** livres. Nas da primeira classe – conhecida como **pesquisa do quark geológico** –, procurou-se pelo “quarkium” (um “átomo” em que um **elétron** circula em torno de um **quark**) criado no *Big Bang* (ver verbete nesta série) ou produzido por raios cósmicos (vide verbete nesta série) em algumas quantidades de água do mar, de algas marinhas, de cascas de ostras, de *plankton*, de meteoritos, rochas da Lua etc. Ora, como a massa dos **quarks** é muito menor do que a do **próton** (~ 938 MeV), então o “quarkium” teria propriedades químicas um pouco diferente das de um átomo normal. As experiências em busca desses “átomos”, sem êxito, foram realizadas em 1966 (*Physical Review Letters* **17**, p. 60), por W. Chupka, J. Schiffer e C. Stevens, e em 1968 (*Physical Review* **176**, p. 1635), por D. M. Rank.

Nas da segunda classe, ou seja, as experiências em busca de **quarks** livres, há dois tipos: os provenientes de um feixe de raios cósmicos que atravessa um detector de partículas; e do tipo **levitação**. A do primeiro tipo – conhecido como **pesquisa do quark em vôo** –, baseia-se, fundamentalmente, na perda de energia de uma partícula carregada ao atravessar a matéria. Ora, como os **quarks** têm carga elétrica menor do que a carga do elétron, seu rastro, por exemplo, em uma câmara de bolhas, seria mais estreito que o do elétron. Assim, experiências desse tipo, também sem êxito, com raios cósmicos ao atravessar a atmosfera, foram realizadas em 1967 (*Physical Review Letters* **18**, p. 1022), por R. Gomez, H. Krobak, A. Moline, J. Mullins, C. Orth, J. D. van Putten e Zweig, e, em 1969, por C. B. A. McCusker e I. Cairns (*Physical Review Letters* **23**, p. 658); por Cairns, McCusker, L. S. Peak e R. L. S. Woolcott (*Physical Review* **186**, p. 1394), e por R. K. Adair e H. Kasha (*Physical Review Letters* **23**, p. 1355).

A experiência do tipo **levitação** baseia-se nas experiências realizadas pelo físico norte-americano Robert Andrews Millikan (1868-1953; PNF, 1923), entre a metade da década de 1900 e a metade da década de 1910, para determinar a carga do elétron, nas quais ele equilibrava (levitava) a força gravitacional de uma gota de óleo em queda livre com a força elétrica que ela

ficava submetida por um condensador. Também por essa ocasião, o físico austríaco Felix Ehrenhaft (1879-1952) realizou experiências análogas no sentido de determinar o “quantum elementar elétrico”. É interessante registrar que, tanto Millikan quanto Ehrenhaft, em suas experiências sobre a medição da carga elétrica do elétron (“quantum elementar elétrico”), encontraram valores fracionários para essa carga. [Para detalhes sobre as experiências de Millikan e de Ehrenhaft, ver: Gerald James Holton, **A Imaginação Científica** (Zahar Editores, 1979).]

A proposta dos **quarks**, em 1964, dotados de cargas elétricas fracionárias, motivou um grupo de físicos italianos da *Universidade de Genova*, na Itália, na busca daquelas partículas usando a técnica da **levitação**, tipo Millikan. Assim, logo em 1965 (*Il Nuovo Cimento* **39**, p. 409), C. Becchi, G. Gallinaro e Giacomo Morpurgo analisaram a levitação diamagnética de pedacinhos ($\sim 10^{-3}$ cm) de grafite e de bismuto (Bi). Em 1970 (*Nuclear Instruments and Methods* **79**, p. 95), Morpurgo, Gallinaro e Guido Palmiere anunciaram a possibilidade da existência de algumas partículas com cargas elétricas fracionárias, sem, no entanto, afirmarem que se tratavam de **quarks** livres. Por sua vez, em 1974 (*Nuclear Instruments and Methods* **117**, p. 467), E. D. Garris e Klaus O. H. Ziock anunciaram que haviam encontrado evidências de partículas elétricas com carga $+2e/3$ e $+e/3$, ao analisarem a dinâmica elétrica de doze (12) bolas de aço através de capacitores de placas planas paralelas. Por fim, em 1977 (*Physical Review Letters* **38**, p. 1011), os físicos norte-americanos G. S. Larue, William Martin Fairbank Junior (1917-1989) e Arthur G. Herbard, da *Universidade de Stanford*, anunciaram que haviam encontrado partículas com cargas elétricas $+e/3$ e $-e/3$, ao analisarem a levitação magnética de oito (8) esferas (**0,25 mm, 9×10^{-5} g, 5×10^{10}** núcleons) de nióbio (Nb), material que se torna supercondutor nas proximidades de -273°C . (Sobre a supercondutividade, ver verbetes nesta série) Registre-se que as experiências descritas acima sobre a detecção de **quarks livres**, não tiveram resultado satisfatório.

Concluindo este verbete, é oportuno registrar que entre as décadas de 1960 e 1980, foram propostos mais três tipos de **quarks**: **charme** (c) (1964), **bottom** (b) (1977), e **top** (t) (1977). Ainda é oportuno registrar que a existência indireta dos seis **quarks** (u, d, s, c, b, t) foi encontrada em experiências realizadas, em: 1967 (u, d, s), 1974 (c), 1977 (b) e 1995 (t).



[ANTERIOR](#)

[SEGUINTE](#)