

AS PARTÍCULAS ESTRANHAS E AS RESSONÂNCIAS*

José Maria Filardo Bassalo

Departamento de Física da UPPA

AS PARTÍCULAS ESTRANHAS. Até fins de 1947, a situação com relação a existência de partículas elementares na natureza era a seguinte: conhecia-se o *fóton*, o *elêtron*, o *pósitron*, os *mêsons*, o *próton* e o *nêutron*. O *neutrino* e o *antineutrino*, assim como o *antipróton* e o *antinêutron* eram hipotéticos, previstos apenas teoricamente. No entanto, a possibilidade de existirem outras partículas além dessas, foi evidenciada em 1944 (R01), por Leprince-Ringuet e M. Lheritier que, ao examinarem a incidência de raios cósmicos em uma câmara de Wilson instalada no alto de uma montanha, observaram a trajetória de uma partícula cuja massa não correspondia à de nenhuma conhecida naquela época, quer medida, quer prevista. O mesmo fenômeno seria observado mais tarde, em 1947 (R02), por George Dixon Rochester (Físico inglês, 1908 -) e Clifford Charles Butler (Físico inglês, 1922-) da Universidade de Manchester⁽¹⁾.

Rochester e Butler, ao analisarem as fotografias tiradas de câmaras de Wilson, fotografias essas expostas a raios cósmicos em grandes altitudes, descobriram trajetórias em forma de V provenientes de uma origem comum e, interpretaram-nas como rastros deixados por partículas carregadas e provenientes da desintegração de uma desconhecida partícula neutra a que deram o nome de *partícula V*, devido a forma da trajetória por eles observada.

Nessa mesma época, o mesmo Grupo de Manchester, observaria que existiam mais duas partículas V, desta vez, neutras, com os possíveis modos de decaimento:



As partículas V carregadas tinham os prováveis modos de decaimento:

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

$$V^+ \rightarrow n + \pi^+ (\mu^+) \quad ; \quad V^- \rightarrow n + \pi^- (\mu^-)$$

$$V_{\text{cascata}}^- \rightarrow V_1^0 + \pi^-$$

com V_1^0 decaindo logo depois no modo indicado acima, comportamento esse que levou o grupo a chamá-la de *cascata*. Posteriormente, ainda experiências com raios cósmicos evidenciaram mais duas partículas que se desintegravam em dois ou três píons, obedecendo ao seguinte esquema:

$$\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad ; \quad \tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$$

Porém, essas experiências embora só indicassem possíveis existências de tais partículas, permitiam estimar suas massas e determinar suas cargas, sem, no entanto, permitir o entendimento do mecanismo de produção delas.

O estudo em detalhes dessas partículas só foi possível ser feito depois da construção do *Cosmotron* (nome dado por assemelhar-se às energias dos raios cósmicos) de 3 GeV do laboratório de Brookhaven e da instalação, no mesmo, de uma câmara de bolhas de Hidrogênio-líquido no período 1952-1953, para poder produzir e observar suas interações. Essas partículas foram chamadas de *estranhas* porque elas eram produzidas por interação forte entre píons e nucleons, como por exemplo, numa reação do tipo:

$$p + \pi^- \rightarrow V^0 + \dots$$

em um intervalo de tempo da ordem de 10^{-23} s (2), porém a reação inversa, seu modo de desintegração $V^0 \rightarrow p + \pi^-$, ocorria por interação fraca, com uma vida-média (3) em torno de 10^{-10} s. Hoje, essas partículas estranhas têm a seguinte nomenclatura: $V_{\text{cascata}}^- = \Xi^-$ (2586 m_e ; $m_e =$ massa do elétron), $V^+ = \Sigma^+$ (2335 m_e) e $V_1^0 = \Lambda^0$ (2182 m_e) (4) e, que são chamadas de *hyperons* (5) (super, em grego) por terem massa maior do que a de um nucleon (1837 m_e); $V_2^0 = K^0$ (966 m_e), θ^+ , $\tau^+ = K^+$ (966 m_e) (6), que são chamadas *mésons K - kaons*. Na classificação atual das partículas, os hyperons e os nucleons fazem parte de uma família mais ampla, a dos *bárions* (pesado, em grego), enquanto que os *kaons* e os *píons* constituem os *mésons* (médio, em grego), que, juntamente com os bárions, compõem os *hádrons* (grande, massivo, em grego), nome proposto por L.B. Okun.

A primeira tentativa para poder compreender as propriedades das partículas estranhas foi feita por A. Pais, em 1952 (R03), ao for

mular a hipótese de que elas deveriam ser produzidas em pares, por processo de interação forte e decaíam individualmente por interação fraca, conforme observação experimental. Para poder explicar tal mecanismo, Pais propôs a existência de um novo número quântico aditivo, que seria "par" para as partículas normais (nucleons e píons) e "ímpar" para as novas partículas estranhas, número esse que deveria ser conservado em uma reação na qual participassem ditas partículas. Essa *produção associada*, assim denominada por Pais, foi observada em em 1953 (R04), por W.B. Fowler e colaboradores, no Cosmotron de Brookhaven, em reações do tipo:



Reações que envolvessem no mesmo membro partículas normais e estranhas, como por exemplo:



não foi observada por R.L. Garwin, em 1953 (R05), ao estudar a produção da partícula Λ^0 . Pelo esquema de Pais, essa reação era proibida por não conservar o número quântico por ele proposto, pois "par" + "par" \neq "par" + "ímpar".

Além disso, a descoberta do mecanismo de produção da partícula Ξ^- , segundo a reação:



e a não observação da produção associada do tipo:



fez com que o esquema de Pais fosse reexaminado, uma vez que, a produção da partícula Ξ^- , na primeira reação, e a produção associada da segunda, eram, respectivamente, proibida e permitida pelo esquema de Pais.

Para poder mais profundamente entender a hipótese de Pais e sanar as dificuldades delas decorrentes, em algumas reações observadas, Murray Gell-Mann (Físico norte-americano, 1929- ; Prêmio Nobel de Física, 1969) em 1953 (R06), e T. Nakano e K. Nishijima em 1955 (R07), independentemente, estenderam o princípio da conservação do *spin*

isotópico - isospin - às partículas estranhas.

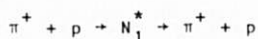
Quando o nêutron foi descoberto em 1932, com massa um pouco maior do que a do próton, porém com carga elétrica nula, o estudo da estabilidade nuclear levou Heisenberg, em 1932 (R08) (e, independentemente, D. Ivanenko. Ettore Majorana chegou ao mesmo resultado, porém não o publicou), a propor um novo número quântico chamado isospin (1), em analogia ao conceito de spin introduzido por Pauli-Uhlenbeck-Goudsmit, em 1925, conforme vimos anteriormente. Esse número quântico baseado na *independência da carga* permitia identificar os dois subestados que um nucleon poderia assumir. Assim, o próton teria a componente z do isospin igual a $1/2$ ($I_z = 1/2$) e o nêutron, $I_z = -1/2$, com a carga de um dado nucleon calculada pela expressão: $Q = I_z + 1/2$. De acordo com esses valores da componente do spin isotópico de cada nucleon, a carga do próton seria $1/2 + 1/2 = 1$ e a do nêutron, $-1/2 + 1/2 = 0$. Dizia-se, então, que o nucleon formava um duplete, pois, sendo o isospin $I = 1/2$, ele poderia ter $M = (2I + 1)$ estados, ou seja: $2 \times 1/2 + 1 = 2$. A descoberta do tripleto de píons (π^+, π^0, π^-) no período 1947-1950, indicava a necessidade de um novo número quântico para manter o princípio da independência da carga, conforme proporia Heisenberg, pois, sendo o isospin do pión igual a 1, ele teria três estados ($I_z = 1, 0, -1$) e a fórmula para a carga deveria ser $Q = I_z$, para que a mesma representasse o tripleto de píons. Assim, a independência da carga seria preservada para os mésons-píons e para os bárions-nucleons, se, a essas partículas, fosse atribuído um número quântico aditivo - o número bariônico B -, que deveria ter o valor +1 para os bárions (hyperons e nucleons), e -1 para os antibárions, e 0 para as demais partículas, sendo, então, a carga calculada pela nova expressão:

$$Q = I_z + B/2$$

No entanto, como as partículas estranhas descobertas, tais como o tripleto hyperon ($\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$), os dupletos hyperon (Ξ^-, Ξ^0), os kaons (K^+, K^0) e o singleto hyperon (Λ^0) não se enquadravam no esquema da independência da carga visto acima, Gell-Mann e Nakano-Nishijima, independentemente, como dissemos acima, propuseram a existência de um novo número quântico aditivo, chamado por Gell-Mann de *estranheza S* ("strangeness"), que seria atributo apenas das partículas estranhas⁽⁷⁾, passando, então, a carga de uma partícula a ser calculada pela expressão: $Q = I_z + (B + S)/2$ ⁽⁸⁾. Partindo do valor do isospin e do número bariônico desses multipletos, um cálculo muito simples⁽⁹⁾ mostrará que a estranheza será -2 para a Ξ^- ; -1 para a $\Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$; +1 para a K^+, K^0 ; e 0 para nucleons e píons.

A produção associada de partículas estranhas na reação forte envolvendo pions e prótons ($\pi^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^-$) que não era explicada pelo esquema de Pais, explicava-se agora pelo princípio de conservação desse novo número quântico, já que para essa reação tem-se que a variação da estranheza vale zero⁽¹⁰⁾. O sucesso do esquema Gell-Mann e de Nakano-Nishijima foi tão grande que, além de permitir explicar a produção de partículas que haviam sido observadas experimentalmente, permitiu, também fazer a distinção entre K^0 e \bar{K}^0 ⁽¹¹⁾, assim como prever novos modos de desintegração envolvendo antipartículas⁽¹²⁾ estranhas, que seriam mais tarde observadas⁽¹³⁾, a partir de 1962, depois da construção de aceleradores potentes, a começar pelo Bevatron de Berkeley (1952-1953), de novas técnicas de observação de partículas (câmara de bolhas de Glaser, 1952) e da descoberta de antipartículas pesadas, como o antipróton e o antineutron (1955-1956).

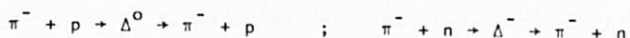
RESSONÂNCIAS BARÔNICAS. Em 1953 (R09), H.L. Anderson e colaboradores estudaram, com o *Ciclotron* da Universidade de Chicago, o espalhamento elástico de pions de alta energia, por prótons de uma câmara de bolhas de Hidrogênio-líquido. Ao analisarem a seção de choque total de espalhamento elástico em função das diversas energias de pions positivos, observaram um pico ("peak") nesse espectro em torno da energia de 180 MeV do feixe de pions. Usando a largura desse pico, ou dessa *ressonância*, como chamam os físicos nucleares⁽¹⁴⁾, eles calcularam a vida-média dessa nova "partícula" em torno de 10^{-23}_s ⁽¹⁵⁾ e, como era detetável diretamente, propuseram que a reação ocorrida na câmara de bôlhas teria sido a seguinte:



interpretando-a, então, como um estado excitado (meta-estável) do sistema próton-píon, seguido de decaimento por interação forte.

A determinação dos números quânticos característicos dessa ressonância não é muito simples. Ela é feita através de um estudo matemático do espalhamento (seção de choque) píon-nucleon no qual são considerados certos princípios de conservação da natureza, tais como: o do momentum angular total ($J = \ell + s$), o do spin isotópico, o da paridade, o da energia, o da carga, etc.. A análise estatística da reação píon-nucleon mostrou que a N_1^* apresentava as seguintes características: $J = 3/2$ ⁽¹⁶⁾, paridade par (+), $I = 3/2$, energia de repouso 1236 MeV e carga 2e. Sendo o isospin de N_1^* igual a 3/2, a estrutura de multipletos isotópicos indica que as ressonâncias decorrentes do espalhamento elástico píon-nucleon formam um quádrupletto ($M =$

$2 \times 3/2 + 1$) composto de partículas com $I_z = 3/2, 1/2, -1/2, -3/2$, de mesma massa e cujas cargas são $+2, +1, 0, -1$, respectivamente. Hoje, esse quadrupletto é denotado⁽¹⁷⁾ por $\Delta^{++}(1236, 3/2^+, (3/2))$, $\Delta^+(1236, 3/2^+, (1/2))$, $\Delta^0(1236, 3/2^+, (-1/2))$ e $\Delta^-(1236, 3/2^+, (-3/2))$, decorrentes das seguintes reações:



Outras ressonâncias bariônicas nucleônicas do tipo N^* para as quais a hipercarga vale 1, uma vez que elas são não-estranhas ($Y = B + S = 1 + 0 = 1$), foram encontradas analisando o espalhamento elástico píon-nucleon para feixes de píons cada vez mais energético (-Bev), como também o espalhamento próton-próton entre um feixe de prótons com energia fixa e momento determinado, e o próton-alvo de uma câmara de bolhas de Hidrogênio-líquido. Neste último tipo de experiência, prótons espalhados em uma determinada direção são detetados e seu momento analisado por um magneto. Porém, o gráfico do campo magnético versus número de eventos (prótons), além de mostrar um pico bem pronunciado e estreito, correspondente ao espalhamento elástico entre os prótons, apresentava outros picos menores e mais largos, para valores de campos magnéticos menores, correspondentes a espalhamentos inelásticos, evidenciando, assim, a presença de estados excitados do próton-alvo, com a possível reação: $p + p \rightarrow N^* + p$. A análise estatística cinemática de tais reações, bem como o estudo da distribuição angular de prótons associados com esses picos inelásticos e a aplicação de princípios de conservação de spin, paridade e isospin, mostrou que essas ressonâncias tinham as seguintes características, na notação atual: $N^+(1520, 3/2^-, (1/2))$ e $N^+(1690, 5/2^+, (1/2))$, ambas formando dupletos (inicialmente elas foram chamadas de N_2^* e N_3^*)⁽¹⁸⁾.

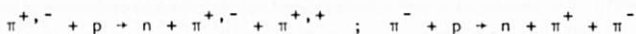
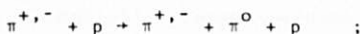
Vimos até agora a família de ressonâncias bariônicas nucleônicas do tipo N^* , decorrentes de colisões píon-nucleon e próton-próton. As ressonâncias bariônicas estranhas, chamadas Y^* , por apresentarem $Y = 0$ ($S = -1$), uma vez que são ressonâncias que têm como produto final de seu decaimento as partículas Λ^0 , foram primeiramente observadas em 1960 (R10), por M. Alston, Luis Walter Alvarez (Físico norte-americano, 1911- ; Prêmio Nobel de Física, 1968) e colaboradores, ao estudarem o espalhamento entre kaons e prótons em uma câmara de bolhas, com uma reação do tipo:



A evidência desse novo estado meta-estável do próton com a característica $\gamma_1^*(1385, 3/2^+, (1))$, foi obtida pela análise dessa reação com auxílio do "plot" de Dalitz (19).

Outras ressonâncias bariônicas com $Y=0$, porém com spin isotópico igual a zero foram encontradas, tais como: $\gamma_0^*(1405, 1/2^-, (0))$, $\gamma_0^*(1520, 3/2^-, (0))$ e $\gamma_0^*(1815, 5/2^+, (0))$. Embora já tenha sido observada a ressonância com $Y=-1$, denotada por $\Xi^*(1530, 3/2^+, (1/2))$, as ressonâncias com $Y=-2$, teoricamente possíveis, que seriam estados excitados do hyperon $\Omega^-(1672, 3/2^+, (0))$ (veja mais adiante, no capítulo 5, que essa partícula foi prevista teoricamente e descoberta em 1964), não foram ainda observadas. Hoje, as ressonâncias bariônicas são denotadas pela mesma letra da partícula cujo estado ressonante ela representa. Por exemplo, as γ_0^* são estados meta-estáveis da partícula Λ^0 , γ_1^* da partícula Σ , e as N_1^*, N_2^* e N_3^* do nucleon N (20).

RESONÂNCIAS MESÔNICAS. As ressonâncias mesônicas são aquelas que apresentam mésons como produto final de seu decaimento. A primeira delas foi observada em 1961 (R11), por A.R. Erwin e colaboradores, ao estudarem o espalhamento de pions por prótons de uma câmara de bolhas, em reações do tipo:



Como as partículas neutras não podem ser detetadas diretamente de uma fotografia de uma câmara de bolhas, sua identificação é feita através da análise cinemática da reação. A distribuição de massa efetiva (21) de dois pions mostrou que, estados de carga nula (π^+, π^-) apresentavam um pico no espectro de energia em torno de 765 MeV com uma largura da ordem de 100 MeV. A análise desse pico através do "plot" de Dalitz mostrou tratar-se de uma nova ressonância denominada ρ (rô) com as seguintes características: $\rho(765, 1^-, (1))$ e com $S=0$. Como o spin isotópico dessa partícula vale 1, então ela forma o tripleto ρ^+, ρ^0, ρ^- .

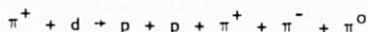
Poucos meses depois da descoberta do méson- ρ , B.C. Maglic e colaboradores (R12), ao estudarem o espalhamento de antiprótons por prótons de uma câmara de bolhas do Bevatron de Berkeley, em uma reação do tipo:



descobriram, no espectro de massa efetiva versus o número de eventos

para estados de três píons (π^+, π^0, π^-), um pico em torno de 790 MeV. A análise desse pico através do "plot" de Dalitz, mostrou tratar-se de uma nova ressonância denominada ω (ω (ω meiga)), com as seguintes características: $\omega(784, 1^-, (0))$ e com $S = 0$.

Ainda no mesmo ano de 1961 (R13) e meses depois da descoberta do méson- ω , A. Pevsner e colaboradores, ao estudarem o espalhamento de píons por dêuterons de uma câmara de bolhas, numa reação do tipo:



descobriram, no espectro de distribuição de massa efetiva versus o número de eventos para estados de um triplete de píons, dois picos, um em torno de 800 MeV e o outro em torno de 550 MeV, este com largura menor do que 10 MeV. A análise desses picos através do "plot" de Dalitz mostrou que o primeiro deles confirmava o méson- ω e que o segundo pico, indicava uma nova ressonância denominada η (η (η ta)), com as seguintes características: $\eta(549, 0^-, (0))$ e com $S = 0$. No entanto, a estreita largura dessa ressonância indicava a possibilidade dessa nova partícula decair por interação eletromagnética através do processo em que ela se desintegra em dois raios gama. Posteriormente, esse decaimento foi confirmado, bem como outros tipos de decaimento, como por exemplo, o decaimento em três píons-neutros, processos esses que indicavam ser uma partícula *quase-estável*, pois ela não decaía, nem por interação forte (instável) e nem por fraca (estável), sendo sua vida-média dada pelo valor de 2.5×10^{-19} s.

Mais tarde, outras ressonâncias mesônicas não-estranhas foram descobertas, tais como, em notação atual: $\eta'(958, 0^-, (0))$, $\phi(1019, 1^-, (0))$, $A_{2L}(1280, 2^+, (1))$, $A_{2H}(1320, 2^+, (1))$ e $\zeta(1260, 2^+, (0))$ (22).

A primeira ressonância mesônica estranha (23) foi descoberta em 1961 (R14), por M. Alston e colaboradores, ao observarem o espalhamento kaon-próton. Essa partícula, observada como ressonância kaon-píon, recebeu o nome de *kaon-estrela* (K^*), com as seguintes características: $K^*(892, 1^-, (1/2))$, com $S = \pm 1$.

NOTAS

- (1) Rochester e Butler repetiram uma experiência que havia sido realizada no Brasil por Marcelo Damy de Souza Santos (Físico brasileiro, 1914-) - o responsável pela instalação, em São Paulo, do primeiro *Betatron* (acelerador de elétrons de 22 MeV) brasileiro -, Paulus Aulus Pompêia (Físico brasileiro, 1910-) e Gleb Wataghin (Físico ítalo-brasileiro, 1899-), o iniciador da Física em São

Paulo. As experiências sobre os raios cósmicos realizadas por esses três físicos, culminariam com a descoberta dos *showers penetrants*, ou seja, a produção múltipla de mésons, em 1941. Para expressar a gratidão da comunidade científica brasileira pelo trabalho realizado por Wataghin no Brasil, a Universidade de Campinas - UNICAMP, deu o nome de *Gleb Wataghin* ao seu Instituto de Física.

- (2) O tempo associado com uma interação forte é equivalente ao tempo em que uma partícula gasta para atravessar, com a velocidade da luz, o diâmetro de um núcleo, que é da ordem de 10^{-13} cm.
- (3) A vida-média T de uma partícula é calculada através da expressão: $N = N_0 \exp(-(t-t_0)/T)$, onde N_0 é o número de partículas no instante t_0 e N , o número no instante t , com $t > t_0$.
- (4) A primeira partícula Λ^0 foi observada por M. Danysz e J. Pniewski, em 1953 (R15), usando emulsão nuclear irradiada com partícula de alta energia.
- (5) A denominação de hyperon foi dada por Leprince-Ringuet, em 1953 (R16), ao propor um esquema de nomenclatura para as partículas então conhecidas.
- (6) Quando os físicos obtiveram em laboratório o méson- K^+ e observaram que ele poderia ter dois modos de decaimento, o modo θ^+ e o modo τ^+ , o princípio geral da conservação de paridade foi seriamente abalado, pois esse princípio proibia que uma mesma partícula pudesse decair, ora em um número par de partículas, ora em número ímpar, sempre com o mesmo tempo. Esse fato, e mais a teoria das interações fracas, como já vimos, levaram Lee e Yang a examinar, teoricamente, aquele princípio, em 1956. Mais tarde, o modo de desintegração do K^0 e de sua antipartícula, ora em três pñons, ora em dois, assim como o tempo de duração, que era, ora 10^{-7} s, ora 10^{-10} s, observado por J.H. Christenson e colaboradores, em 1964 (R17), indicavam que não são o princípio da invariância da paridade havia sido violado, como também o da invariância da carga, ou seja, essa experiência havia violado o princípio da invariância CP (carga-paridade) que estabelece que: "se todas as partículas da imagem especular (imagem em um espelho plano) de uma experiência forem trocadas por suas respectivas antipartículas (basta, para isso, trocar os sinais das cargas das partículas), a nova experiência é tão legítima quanto a primeira". Essa descoberta da violação da simetria CP, valeu a James W. Cronin (Físico norte-americano, 1931-) e a Vall L. Fitch (Físico norte-americano,

1923-), o Prêmio Nobel de Física de 1980.

- (7) Esse número quântico S se conserva nas interações fortes e eletromagnéticas e muda de uma unidade positiva ou negativa, nas interações fracas. As antipartículas estranhas têm S de sinal contrário ao de suas respectivas partículas. As demais partículas têm o valor zero para esse número quântico.
- (8) Uma alternativa para esse novo número quântico S foi a definição de um outro número quântico - a *hipercarga* ($Y = B+S$) -, nome proposto por Julian Seymour Schwinger (Físico norte-americano, 1918- ; Prêmio Nobel de Física, 1965) em 1956 (R18), e, imediatamente aceito pelos físicos que trabalhavam em partículas elementares.
- (9) Vamos tomar como exemplo a partícula Ξ^- . Sendo ela uma componente de um duplete e também um bárion, teremos: $I_z = -1/2$ e $B = 1$, portanto $Q = -1 = -1/2 + (1 + S)/2$, o que dá para S o valor -2 .
- (10) Como a estranheza S das partículas envolvidas na reação, ou seja, π^- , p , Ξ^- , K^0 e K^+ , valem, respectivamente: $0, 0, -2, 1$ e 1 , então: $0 + 0 \equiv -2 + 1 + 1$.
- (11) A sugestão de que o antikaon-neutro (\bar{K}^0) é uma partícula distinta do kaon-neutro (K^0), foi feita em 1955 (R19), por Gell-Mann e Pais.
- (12) A existência de uma antipartícula correspondente a uma dada partícula decorre do *princípio da conjugação de carga*, segundo o qual em uma experiência, quando as partículas são trocadas pelas respectivas antipartículas, a nova experiência também será legítima. Esse princípio, no entanto, só é válido para as interações forte e eletromagnética, não se aplicando às interações fracas, como no caso do decaimento de pions

$$\pi^{+, -} \rightarrow \mu^{+, -} + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}$$

A conjugação de carga é proibida nesse decaimento devido à *helicidade* do neutrino, pois, enquanto o spin do neutrino "gira" como parafuso de rosca esquerda, o do antineutrino "gira" como o de rosca direita (isto foi descoberto em 1958 (R20), por Maurice Goldhaber (Físico austro-norte-americano, 1911-), L. Grodzins e A.W. Sunyar) e, portanto, o princípio da conservação do momen-

to angular seria violado, já que não se poderia inverter o spin do antimuon (μ^+), para contrabalançar a inversão natural do spin do antineutrino.

- (13) Os antihyperons são obtidos através de bombardeamento de uma câmara de bolhas de Hidrogênio-líquido por um feixe de antiprótons de alta energia (~ 3 Gev). Assim, foi descoberto o $\bar{\Sigma}^-$ por V.I. Veskler e Van Han-Chan em Dubna, na Rússia, e os $\bar{\Xi}^-$ e $\bar{\Xi}^0$, no CERN, em Genebra e em Brookhaven, nos Estados Unidos da América.
- (14) Os elétrons em um átomo ou os nucleons em um núcleo podem ocupar vários estados energéticos desde que recebam energia suficiente para vencer as diferenças de energia entre aqueles estados. Então, para que um elétron ou nucleon, em um dado estado de energia, possa saltar para um estado de maior nível energético, estado es se denominado excitado, é necessário que ele receba do exterior energia igual àquela diferença, ou seja, usando a linguagem da Mecânica Quântica, quando há ressonância (mesma fase) entre a "onda" da partícula incidente e a "onda" que a partícula-alvo teria naquele estado excitado.
- (15) A instabilidade do estado excitado, isto é, o tempo (vida-média) em que ele passa naquele nível de energia, é calculado pela relação de incerteza de Heisenberg, que diz: o produto da variação de um determinado estado de energia (largura da linha $-\Gamma$), pela variação de tempo (vida-média) em que uma partícula pode permanecer naquele estado energético, não deve ser inferior ao quociente da constante de Planck (h) pelo dobro do valor de π . Assim, $\tau \approx (0.66 \times 10^{-21})/\Gamma(\text{MeV}) \approx 0.6 \times 10^{-23}$ s para N_1^* , pois sua largura é da ordem de 120 MeV.
- (16) Sendo nulo o spin do π^+ e $1/2$ o do próton, então, como o momento angular total do estado ressonante N_1^* é $3/2$, isso indica que tal estado apresenta um momento angular orbital $l = 1$, que não deverá, no entanto, ser interpretado como decorrente do movimento orbital do π^+ em torno do próton.
- (17) Nessa notação, o primeiro número representa a energia de repouso em MeV; o segundo, o spin total e paridade; e o terceiro, o componente z do isospin ou ele próprio. Então, genericamente, uma partícula é assim denotada: $X(m_0 c^2, J^P, (I_z/I))$.
- (18) Ressonâncias bariônicas nucleônicas decorrentes do espalhamento p-n nucleon e próton-próton com energia do feixe incidente da or

dem de Bev, foram observadas por A.N. Diddens e colaboradores, em 1963 (R21): $N^0(1520, 3/2^-, (-1/2))$, $N^0(1690, 5/2^+, (-1/2))$, $N^0(2190, 7/2^+, (-1/2))$, $\Delta^{++}(1950, 7/2^+, (3/2))$.

(19) R.H. Dalitz, em 1953 (R22), desenvolveu um diagrama 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.

(20) A espectroscopia de ressonâncias bariônicas (hyperônicas e nucleônicas), bem como a das mesônicas, pode ser vista no trabalho realizado por V.F. Weisskopf, em 1965 (R23).

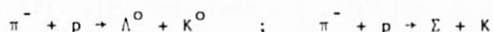
(21) A massa efetiva M de um grupo de partículas é a energia total do grupo em relação ao sistema do centro de massa, ou seja:

$$M^2 c^4 = (E_1 + E_2 + \dots)^2 - c^2(\bar{p}_1 + \bar{p}_2 + \dots)^2$$

onde E_i e \bar{p}_i ($i = 1, 2, 3, \dots$) são, respectivamente, a energia e o momento de cada partícula do grupo.

(22) A ressonância η' , que recebeu esse nome por conter em seu modo de decaimento a ressonância η , juntamente com dois píons, foi descoberta em 1964 por G. Kalbfleisch e colaboradores (R24) e, independentemente, por M. Goldberg e colaboradores (R25). A ressonância A_{2H} foi descoberta, também em 1964 (R26), por J. BARTSCH e colaboradores. Em 1965, outras ressonâncias mesônicas não-estranhas foram detectadas por Robert Hofstadter (Físico norte-americano, 1915- ; Prêmio Nobel de Física de 1961) e colaboradores (R27).

(23) Essa partícula foi prevista teoricamente nos trabalhos de J. Tiomno, em 1960 (R28), e de J. Tiomno, Antonio Luciano Leite Videira (Físico luso-brasileiro, 1935-) e Nicim Zagury (Físico brasileiro, 1934-) em 1961 (R29), ao analisarem a assimetria da produção de hyperons em reações do tipo:



assimetria essa (a partícula Λ tinha, no sistema de centro de massa, a direção preferencial dos prótons e a Σ , a direção oposta) que havia sido observada, experimentalmente, por F. Eisler e colaboradores, em 1958 (R30), e por M. Schwartz, em 1960 (R31). A explicação teórica definitiva de tal fenômeno, assim como o câl

culo da energia de repouso, spin, paridade e spin isotópico, foi dada pela teoria do octeto, desenvolvida em 1961, e independentemente, por Gell-Mann e Ne'eman, como veremos no capítulo 5.

REFERÊNCIAS

- (R01) - Leprince-Ringuet, L. and Lheritier, M., Comp. Rend., 219, 618 (1944).
- (R02) - Rochester, G.D. and Butler, C.C., Nature, 160, 855 (1947).
- (R03) - Pais, A., Phys. Rev., 86, 663 (1952).
- (R04) - Fowler, W.B., Shutt, R.P., Thorndike, A.M. and Whittemore, W. L., Phys. Rev., 90, 1126 (1953).
- (R05) - Garwin, R.L., Phys. Rev., 90, 274 (1953).
- (R06) - Gell-Mann, M., Phys. Rev., 92, 833 (1953).
- (R07) - Nakano, T. and Nishijima, K., Progr. Theor. Phys., 10, 581(1955).
- (R08) - Heisenberg, W., Z. Phys., 77, 1 (1932).
- (R09) - Anderson, H.L., Fermi, E., Martin, R. and Nagle, D.E., Phys. Rev., 91, 155 (1953).
- (R10) - Alston, M., Alvarez, L.W., Eberhard, P., Good, M.L., Graziano, V., Ticho, H.K. and Wojcicki, S.G., Phys. Rev. Lett., 5, 520 (1960).
- (R11) - Erwin, A.R., March, R., Walker, W.D. and West, E., Phys. Rev. Lett., 6, 628 (1961).
- (R12) - Maglic, B.C., Alvarez, L.W., Rosenfeld, A.H., and Stevenson, M.L., Phys. Rev. Lett., 7, 178 (1961).
- (R13) - Pevsner, A., Kraemer, R., Nussbaum, M., Richardson, C., Schlein, P., Strand, R., Toohig, T., Block, M., Engler, A., Gessaroli, R. and Meltzer, C., Phys. Rev. Lett., 7, 421 (1961).
- (R14) - Alston, M., Alvarez, L.W., Graziano, W., Ticho, H.K. and Wojcicki, S.G., Phys. Rev. Lett., 6, 300 (1961).
- (R15) - Danysz, M. and Pniewski, J., Phil. Mag., 44, 348 (1953).
- (R16) - Leprince-Ringuet, L., Ann. Rev. Nucl. Science, 3, 39 (1953).
- (R17) - Christenson, J.H., Cronin, J.W., Fitch, V.L. and Turlay R., Phys. Rev. Lett., 13, 138 (1964).
- (R18) - Schwinger, J.S., Phys. Rev., 104, 1164 (1956).
- (R19) - Gell-Mann, M. and Pais, A., Phys. Rev. 97, 1387 (1955).
- (R20) - Goldhaber, M., Grodzins, L., and Sunyar, A.W., Phys. Rev., 109, 1015 (1958).
- (R21) - Diddens, A.N., Jenkins, E.W., Kycia, T.F. and Riley, K.F., Phys. Rev. Lett., 10, 262 (1963).
- (R22) - Dalitz, R.H., Phil. Mag., 44, 1068 (1953).
- (R23) - Weisskopf, V.F., Science, 149 (1965).

- (R24) - Kalbfleisch, G.R., Alvarez, L.W., Barbaro-Galtieri, A., Dahl, O.I., Eberhard, P., Humphrey, W.E., Lindsey, J.S., Merrill, D. W., Murray, J.J., Rittenberg, A., Ross, R.R., Shaffer, J.B., Shively, F.T., Siegel, D.M., Smith, G.A., and Tripp, R.D., *Phys. Rev. Lett.*, 12, 527 (1964).
- (R25) - Goldberg, M., Gundzik, M., Lichtman, S., Leitner, J., Primer, M., Connolly, P.L., Hart, E.L., Lai, K.W., London, G., Samios, N.P., and Yamamoto, S.S., *Phys. Rev. Lett.*, 12, 546 (1964).
- (R26) - Bartsch, J., Bondar, L., Brauneck, W., Deutschmann, M., Eickel, K., Grote, C., Kaufmann, H., Lanius, K., Leiste, R., Pose, R., Colley, D.C., Dodd, W.P., Musgrave, B., Simmons, J., Bockmann, K., Nellen, B., Blodel, V., Butenschon, H., von Handel, P., Knies, G., Schilling, P., Wolf, G., Brownlee, J.M., Butterworth, I., Campaine, F.I., Ibbotson, M., Saeed, M., Biswas, N. N., Luers, D., Schmitz, N., and Weigl, J., *Phys. Rev. Lett.*, 11, 204 (1964).
- (R27) - Hughes, E.B., Griffy, T.A., Yearin, M.R., and Hofstadter, R., *Phys. Rev.*, 139, B458 (1965).
- (R28) - Tiomno, J., *Proc. of the 1960 Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester* (1960).
- (R29) - Tiomno, J., Videira, A.L.L., and Zagury, N., *Phys. Rev. Lett.*, 6, 120 (1961).
- (R30) - Eisler, F., Plano, R., Prodell, A., Samios, N., Schwartz, M., Steinberger, J., Bassi, P., Borelli, V., Puppi, G., Tanaka, H., Waloschek, P., Zoboli, V., Conversi, M., Franzini, P., Mannelli, I., Santangelo, R., and Silvestrini, V., *Il Nuovo Cimento*, 10, 468 (1958).
- (R31) - Schwartz, M., *Proc. of the 1960 Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester* (1960).