

Hiperony - narodziny protonu

Wstęp.....	2
1. Pre-protony – kreacja materii barionowej.....	3
2. Budowa hiperonu Ω	7
3. Kaskadowy rozpad hiperonów $\Omega, \Xi, \Sigma, \Lambda$	12
4. Pozostałe hiperony	15
5. Bardziej masywne bariony - przykłady.....	17
6. Tabela mas hiperonów i rodziny barionów Λ	18

Wstęp

Hiperony wśród masywnych cząsteczek zajmują szczególne miejsce ze względu na ich właściwości. Mając spin połówkowy są barionami – posiadają więc nieparzystą ilość bikwarków, rodząc się z masywnych mezonów (o spinie całkowitym) muszą więc powstawać parami (dwie cząsteczki z rodziny hiperonów). Rozpadają się też w szczególny sposób kaskadowo powoli (z czasem życia rzędu 10^{-10} [s]) jakby gubiąc część swojej struktury wypływając piony naładowane lub neutralne i czasami fotony unoszące część nadmiarowego momentu pędu. Powstają wtedy szeregi rozpadów począwszy od hiperonu Ω kolejno przez hiperony: Ξ , (Σ^0), Λ , aż do nukleonu N (p lub n). Ta własność kaskadowego rozpadu wskazuje na powolny rozpad pierwotnej kompletnej struktury hiperonu Ω , a nie jak rozpady dużych mezonów polegające bardzo często na kompletnych dezintegracjach struktur cebulek fullerenowych i rodzeniu się jakby od nowa kilku struktur mniej masywnych tworzących nowe cząsteczki [1] i [2].

W publikacji tej są przedstawione modele najbardziej znanych hiperonów z wieloma grafikami przedstawiającymi przypuszczalną ich budowę i kaskadowe rozpady. Omówiony jest także model pra-protonu – struktury bikwarkowej, która jest bezpośrednim stanem poprzedzającym powstanie „dojrzałej” postaci nukleonu.

Całość oparta jest na Modelu Subkwarkowym „MSq” i stanowi jego kolejną część opisującą świat cząstek elementarnych zbudowanych z par subkwarkowych tworzących najbardziej elementarne cząsteczki wszechświata (kwanty wirtualne, fotony, grawitony, neutrina, elektrony, bikwarki, itd.)[3].

Leszek Ampel

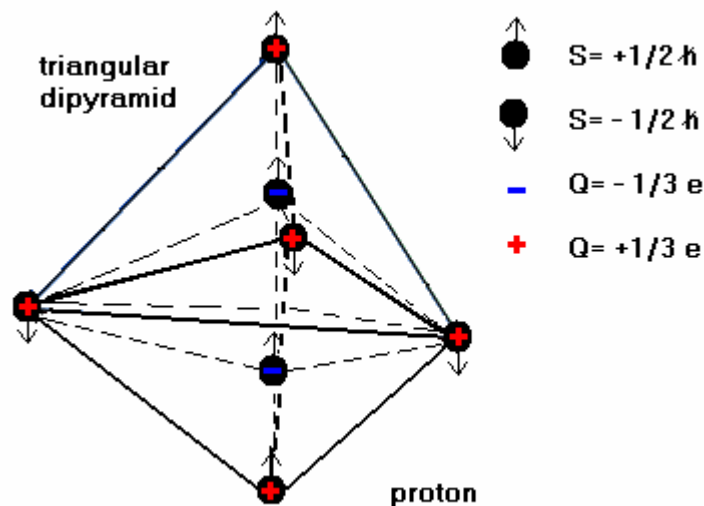
[1] Ampel Leszek, *Czy nowa cząstka Y(4140) potwierdza poprawność MSq?*, (2009), <http://all-subquarks.pl/>

[2] Ampel Leszek, *Struktury fullerenowe masywnych cząstek elementarnych. Czy jest nam potrzebny bozon Higgsa?*, (2009), <http://all-subquarks.pl/>

[3] Ampel Leszek, *Subkwarkowy Model budowy cząstek elementarnych*, (2009), <http://all-subquarks.pl/> (publikacja - 150 stron PDF - dostępność po zarejestrowaniu się)

1. Pre-protony – kreacja materii barionowej

Model protonu w MSq¹ jest podwójną piramidą trygonalną. Posiada dodatkowo w centrach obu piramid 2 wewnętrzne bikwarki. Tajemnicą jego niezwyklej stabilności jak i zarazem trudności w wykreowaniu się jest nieparzysta ilość bikwarków go tworzących, a dokładniej pierścień ▲ – trwale wiązanie potrójne zawierające trzy związane ze sobą bikwarki Δb_x dające w sumie całkowity ładunek barionowy +1e. Taka struktura nie może sama powstać, ponieważ bikwarki mogą kreować się jedynie w parach. Mogą jednak powstać dwie takie komplementarne struktury – 2 pierścienie ▲ z komplementarnych bikwarków Δb_x i Δb_y , które po rozdzieleniu się mogą utworzyć trzon protonu i antyprotonu.

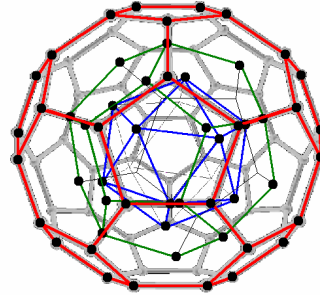


Rys.1.1 Struktura protonu złożona z 7 bikwarków

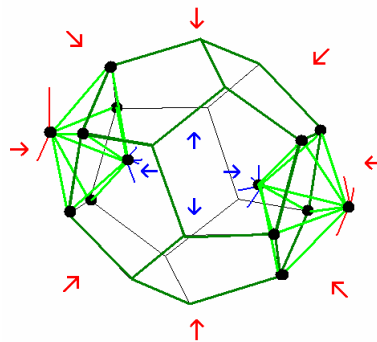
Pary proton – antyproton mogą przypuszczalnie powstawać z przekształcania się dwóch komplementarnych bipiramid pentagonalnych w procesie implozji (rozpadu zewnętrznego bikwarkowego fullereny masywnej cząsteczki elementarnej (mezon: B^+ , B^0 , $J/\psi(1S)$), wtedy część energii rozpadu skierowana jest do środka struktury rozpadającej się cząsteczki powodując kompresję jej wewnętrznych fullerenowych warstw bikwarkowych i zwiększenie ilości wiązań pomiędzy nimi).

¹ Ampel Leszek, *Subkwarkowy Model budowy cząstek elementarnych*, (2009), <http://all-subquarks.pl/> (publikacja - 150 stron PDF - dostępność po zarejestrowaniu się).

W strukturze cebulkowej masywnych cząsteczek boki fullerenów zawierają zawsze po 12 pięciokątów. Najmniejszym takim fullerenem jest $^{30}\mathbf{f}_{20}$ ², który jest zbudowany wyłącznie z 12 pięciokątów. Otaczający go zewnętrzny fullerene ($^{90}\mathbf{f}_{60}$) i wewnętrzna bikwarkowa bryła archimedesowa lub platońska, np. dwudziestościan foremny ($^{30}\mathbf{f}^{\Delta}_{12}$), mogą dostarczyć po dwa bikwarki będące szczytami obu bipiramid pentagonalnych:



Rys.1.2 Cebulka: $^{90}\mathbf{f}_{60} @ ^{30}\mathbf{f}_{20} @ ^{30}\mathbf{f}^{\Delta}_{12}$
 $R = (4.90 @ 2.75 @ 1.86)$ [fm]
dla $a = r_{bb} = 1.9613$ [fm] – dł. wiązań.



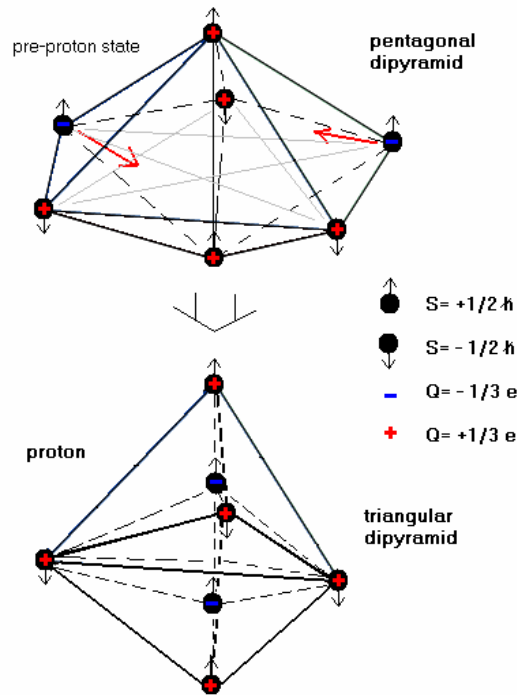
Rys.1.3 Tworzenie się komplementarnych dwóch bipiramid pentagonalnych po obu stronach fullerenu $^{30}\mathbf{f}_{20}$.

Po rozpadzie zewnętrznego $^{90}\mathbf{f}_{60}$ w trakcie działającej kompresji (implozja) następuje rozpad fullerenu $^{30}\mathbf{f}_{20}$ na dwie części i zagęszczenie wiązań pomiędzy pozostałymi bikwarkami. Dwie powstałe przeciwległe bipiramidy pentagonalne (pre-protony) zawierające po 7 bikwarków³, przekształcają się finalnie w dwie struktury protonowe – bipiramidy trygonalne⁴ z dwoma dodatkowymi wewnętrznymi bikwarkami.

² Aby odróżnić fullerenowe struktury bikwarkowe od fullerenów węglowych np. C60 będziemy je nazywać po prostu np. $^{90}\mathbf{f}_{60}$ lub gdy są to fullereny o bokach z trójkątów równobocznych to np. $^{30}\mathbf{f}^{\Delta}_{12}$. Lewy górny wskaźnik podaje ilość wiązań w fullerenie (w bryle).

³ Podobieństwo do bryły <http://mathworld.wolfram.com/PentagonalDipyramid.html>

⁴ Podobieństwo do bryły <http://mathworld.wolfram.com/TriangularDipyramid.html>

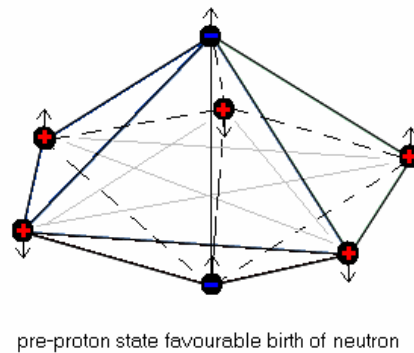


Rys.1.4 Zapadnięcie się struktury pre-protonu do końcowej postaci.

Aby takie przekształcenie mogło zajść muszą być spełnione warunki dotyczące stanów kwantowych bikwarków uczestniczących w kreacji pary proton – antyproton (spiny, ładunki i ich względne rozłożenie względem siebie) i kompletność wiązań pomiędzy nimi.

Wszystkie bikwarki w tych strukturach wiążą się między sobą 6 silnymi wiązaniami B_a i B_s dając w sumie: $12B_a + 9B_s = 938.272$ [MeV] (dla: $B_a = 52.860395$ [MeV] i $B_s = 33.771919$ [MeV]).

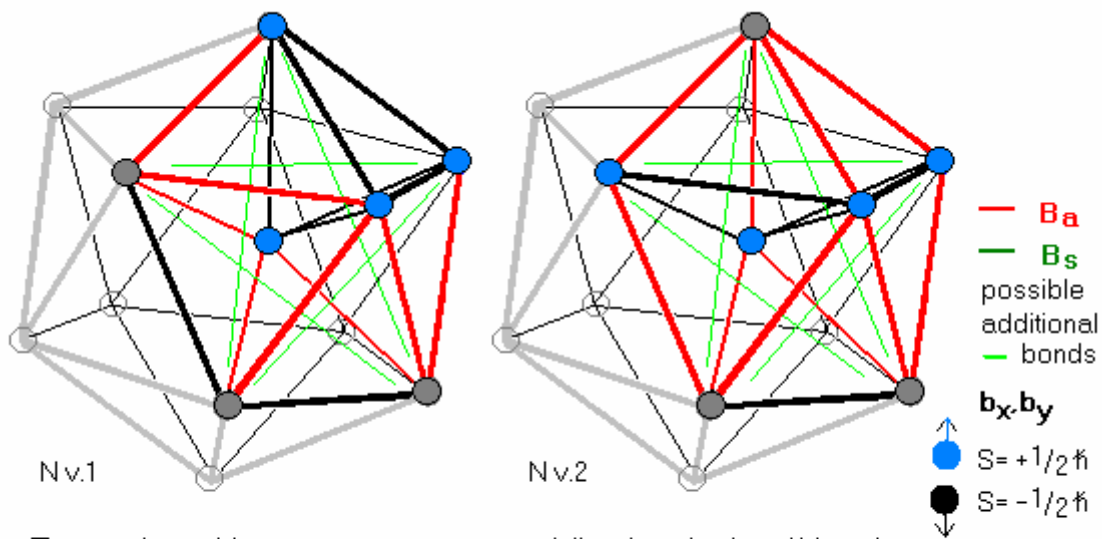
Antyproton jest odbiciem protonu w symetrii C. Posiada 5 b_y i 2 b_x (3 b_y tworzą wiązanie potrójne Δb_y).



Rys.1.5 Inne rozłożenie bikwarków w pre-protonie faworyzujące powstanie neutronu (prawdopodobne wyłapanie pary elektronu wirtualnego z neutrinem w centrum struktury)

Część wiązań w nukleonach jest nieco krótsza i dłuższa od bezpośredniego sztywnego wiązania pomiędzy bikwarkami (o długości $r_{bb} = 1.961$ [fm]). Są to jednak wiązania gluonowe (zwłaszcza wiązania asymetryczne B_a – pomiędzy bikwarkami o przeciwnych spinach). Większość pozostałych bikwarków pochodzących z rozpadów zewnętrznych i wewnętrznych struktur fullerenowych może być wbudowana w te gluony. Wiązania gluonowe są opisane dokładniej w rozdziale „Gluony” w części: „B. Model szczegółowy – Subkwarkowa budowa materii”.

Dwa warianty najbardziej prawdopodobnych rozkładów kierunków spinów bikwarków tworzących strukturę pre-protonu są przedstawione poniżej.



Two versions of the pre-proton on account of direction of spins of biquarks.

The visible structure at the back is complementing f_{12}^{Δ} fullerene and it forms the Ω hyperon in one piece with the pre-proton.

Rys.1.6 Dwa warianty pre-protonu ze względu na rozkład kierunków spinów bikwarków. Widoczna struktura z tyłu dopełnia bryłę fullereny ${}^{30}f_{12}^{\Delta}$, która łącznie z pre-protonem tworzy hiperon Ω .

Wykreowanie pre-protonów ze struktur z fullerenów ${}^{30}f_{12}^{\Delta}$ o trójkątnych bokach jest raczej bardziej prawdopodobne od kreacji z fullerenów ${}^{30}f_{20}$ o bokach pięciokątnych (Rys.1.3). Muszą jednak powstać z jednej większej struktury (mezonowej) dwie struktury takich fullerenów (Ω lub ich fragmenty: Ξ , Σ , Λ , Δ), które po rozerwaniu podzielą się bikwarkami z jednej z bikwarkowych par, tak aby obie struktury miały nieparzystą ilość bikwarków. W przeciwnym wypadku powstaną lżejsze mezony (o spinach całkowitych), które utworzą w procesie kolejnych rozpadów leptony i kwanty energii (wirtualne i rzeczywiste).

2. Budowa hiperonu Ω

Najmasywniejszym z hiperonów jest hiperon Ω . W procesie kaskadowego rozpadu powstają kolejno hiperony: Ξ , (Σ^0), Λ , aż do powstania nukleonu N (proton lub neutron). W trakcie każdego z rozpadów powstają dodatkowo piony naładowane lub neutralne (czasami kaony, dodatkowe fotony i leptony)⁵.

Hiperon Ω jest bikwarkowym fullerenem $^{30}\mathbf{f}_{12}^{\Lambda}$ z wbudowanym wewnętrznym nieparzystym bikwarkiem połączonym 6 wiązaniami z sąsiadami (tworzącymi strukturę pre-protonu). Wewnątrz struktury pre-protonu w hiperonie Ω nie wszystkie wiązania przekątne muszą być obecne (5 wiązań - przekątnych oznaczonych na zielono na Rys.1.6); tworzą się wszystkie dopiero po jego rozpadzie.

Musimy rozróżnić dwa warianty struktury pre-protonowej w tym hiperonie w zależności od rozłożenia spinów bikwarków usytuowanych na obwodzie bryły (Rys.1.6). Ponieważ kierunki spinów związanych ze sobą bikwarków i ich rozkład mają kolosalne znaczenie na masę cząstki (ilość wiązań symetrycznych i asymetrycznych), musimy więc przeanalizować te dwa warianty oddzielnie próbując tak dobrać pozostałe 6 bikwarków dopełniających fulleren $^{30}\mathbf{f}_{12}^{\Lambda}$, aby spełnione były wszystkie liczby kwantowe charakteryzujące hiperon Ω (np.: spin = $1/2 \hbar$ i $3/2 \hbar$; liczby barionowe hiperonu i protonu są ze sobą zgodne – wyznaczają je ładunki bikwarków; ujemny ładunek elektryczny w tym hiperonie muszą tworzyć minimum dwie struktury leptonowe elektron-neutrino na razie nie omawiane ze względu na ich mały wkład w kreowanie całkowitej masy).

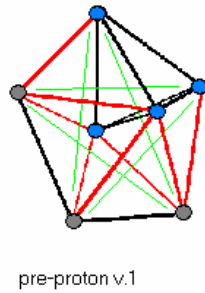
Dodatkowymi kryteriami (empirycznymi) doboru rozłożenia bikwarków na powierzchni fullereny są:

- zasada zbliżonej ilości wiązań asymetrycznych B_a do symetrycznych B_s z możliwie małą różnicą pomiędzy B_a i B_s - kryterium stabilności cząstki (długi czas życia),
- minimum energii kreującej całkowitą masę cząstki przy spełnieniu warunku powyższego, czyli jeżeli np. cząstka ma 30 wiązań bikwarkowych, to jeżeli istnieje rozkład wiązań B_a, B_s (15,15) - będzie on bardziej prawdopodobny od bardziej energetycznego rozkładu (16,14).

Z pośród wielu możliwych rozłożeń bikwarków w strukturze hiperonu, poniżej jest przedstawione kilka najbardziej z nich prawdopodobnych dla obu wariantów pre-protonu ze spinami $1/2 \hbar$ i $3/2 \hbar$.

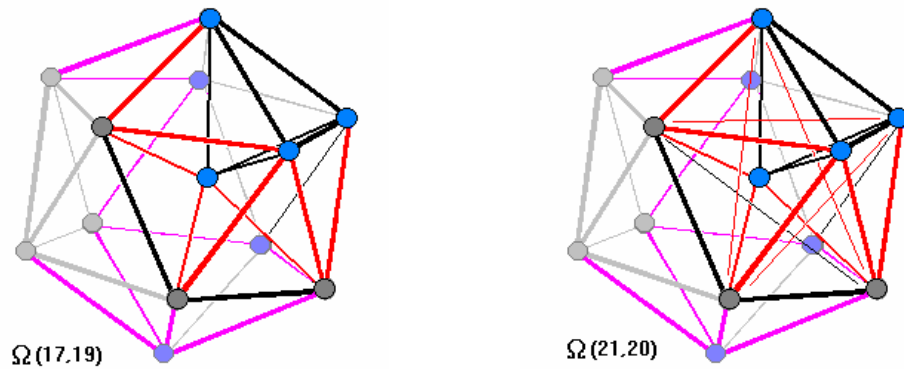
⁵ C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), Physics Letters **B667**, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition. Cut-off date for this update was January 15, 2009, http://pdg.lbl.gov/2009/listings/contents_listings.html

Wariant 1 Pre-proton w konfiguracji: N (8,8) + wiązania przekątne (4,1)



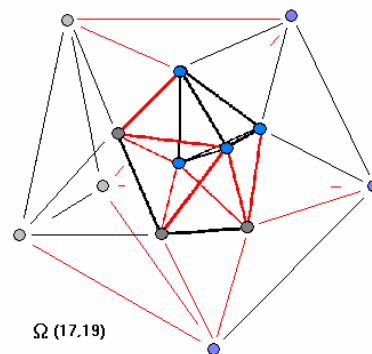
Rys.2.1 Wariant w.1 pre-protonu

Dla sumarycznego spinu $S = \frac{1}{2} \hbar$ wariant w.1 ma jedno interesujące rozłożenie:



Rys.2.2 Wariant w.1 „min” bez przekątnych wiązań wewnętrznych dający w sumie $17B_a + 19B_s$ i „max” ze wszystkimi 5 przekątnymi wiązaniami $21B_a + 20B_s$

Dla lepszej wizualizacji rozłożeń bikwarków w bryle, wiązań między nimi i kaskadowych rozpadów na mniej masywne hiperony będziemy przedstawiać takie struktury w sposób zniekształcony, ale bardziej czytelny, np.



Rys.2.3 Graf hiperonu Ω w wariacie w.1_{1/2}

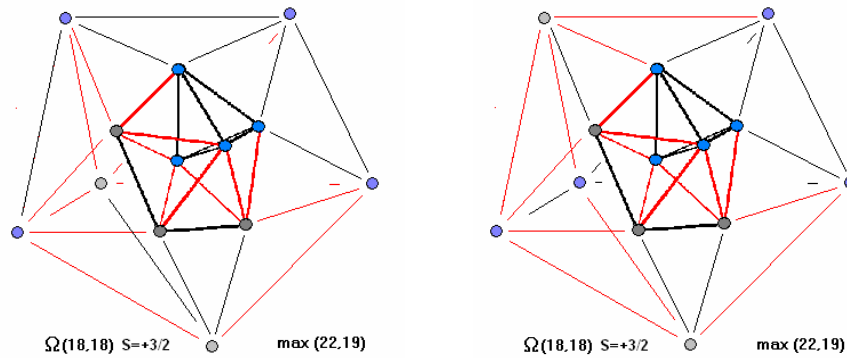
Jeżeli zrobimy proste założenie, że każda ilość występowania wewnętrznych wiązań przekątnych w strukturze pre-protonowej w hiperonie Ω może być jednakowo prawdopodobna, to możemy obliczyć średnią wartość energii wiązań dla tego wariantu (średnia arytmetyczna pomiędzy wartościami „max” i „min”).

$$w.1_{\min} = 17B_a + 19B_s = 1540.29 \text{ [MeV]}$$

$$w.1_{\max} = 21B_a + 20B_s = 1785.51 \text{ [MeV]}$$

$$w.1_{1/2 \text{ sr}} = 1662.90 \text{ [MeV]}$$

Dla sumarycznego spinu $S = 3/2 \hbar$ wariant w.1 ma dwa komplementarne rozłożenia:



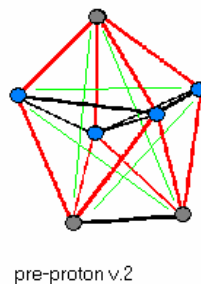
Rys.2.4 Grafy hiperonu Ω w wariacie w.1_{3/2}

$$w.1_{\min} = 18B_a + 18B_s = 1559.38 \text{ [MeV]}$$

$$w.1_{\max} = 22B_a + 19B_s = 1804.60 \text{ [MeV]}$$

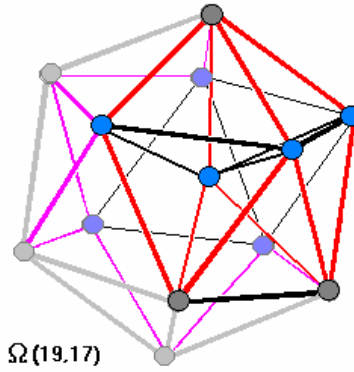
$$w.1_{3/2 \text{ sr}} = 1681.99 \text{ [MeV]}$$

Wariant 2 Pre-proton w konfiguracji: N (10,6) + wiązania przekątne (2,3)

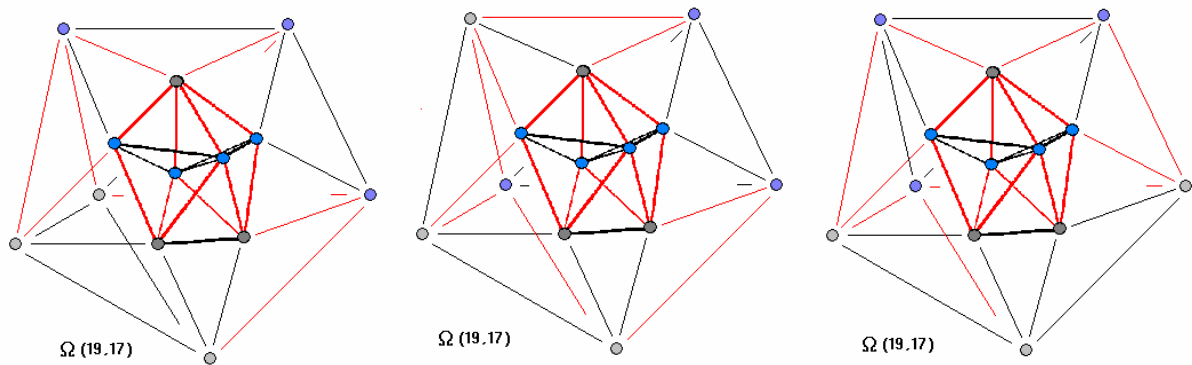


Rys.2.5 Wariant w.2 pre-protonu

Dla sumarycznego spinu $S = \frac{1}{2} \hbar$ wariant w.2
 ma trzy interesujące rozłożenia.



Rys.2.6 Wariant w.2 „min”
 – jedno z 3 rozłożeń (19,17)



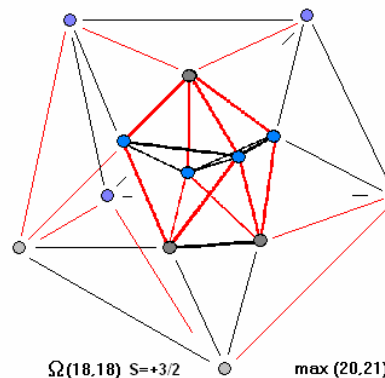
Rys.2.7 Grafy 3 rozłożeń bikwarków (19,17) dla wariantu w.2 ze spinem $S = \frac{1}{2} \hbar$

$$w.2_{\min} = 19B_a + 17B_s = 1578.47 \text{ [MeV]}$$

$$w.2_{\max} = 21B_a + 20B_s = 1785.51 \text{ [MeV]}$$

$$w.2_{\frac{1}{2} \text{ sr}} = 1681.99 \text{ [MeV]}$$

Dla sumarycznego spinu $S = \frac{3}{2} \hbar$ wariant w.2
 ma rozłożenie:



Rys.2.8 Graf hiperonu Ω dla wariantu w.2_{3/2}

$$w.2_{\min} = 18B_a + 18B_s = 1559.38 \text{ [MeV]}$$

$$w.2_{\max} = 20B_a + 21B_s = 1766.42 \text{ [MeV]}$$

$$w.2_{\frac{3}{2} \text{ sr}} = 1662.90 \text{ [MeV]}$$

Aby wyznaczyć średnią masę hiperonu Ω przyjmijmy najprostsze założenie, że oba warianty tego hiperonu są jednakowo prawdopodobne dla obu stanów spinowych. Wyliczmy więc średnią arytmetyczną wartość masy dla tych przypadków:

$$S = 1/2 \hbar$$

$$w.1_{1/2 \text{ } \acute{s}r} = 1662.90 \text{ [MeV]}$$

$$w.2_{1/2 \text{ } \acute{s}r} = 1681.99 \text{ [MeV]}$$

średnia wartość wynosi:

$$\mathbf{m_{\Omega \acute{s}r} = 1672.44 \text{ [MeV]}}$$

$$S = 3/2 \hbar$$

$$w.1_{3/2 \text{ } \acute{s}r} = 1681.99 \text{ [MeV]}$$

$$w.2_{3/2 \text{ } \acute{s}r} = 1662.90 \text{ [MeV]}$$

średnia wartość wynosi:

$$\mathbf{m_{\Omega \acute{s}r} = 1672.44 \text{ [MeV]}}$$

Jak widzimy dla obu stanów spinowych mamy dokładnie te same wartości masy, a przy dokładnych wyliczeniach dla:

$$B_a = 52.860395 \text{ [MeV]}$$

$$B_s = 33.771919 \text{ [MeV]}$$

$$\mathbf{m_{\Omega \acute{s}r} = 1672.44417 \text{ [MeV]}}$$

Wartość tej masy dokładnie się pokrywa z wartością masy: 1672.45 (29) [MeV] prezentowanej przez źródło:

[C. Amsler et al.](#) (Particle Data Group), Physics Letters **B667**, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition. Cut-off date for this update was January 15, 2009, http://pdg.lbl.gov/2009/listings/contents_listings.html

Należy jednak zaznaczyć, że powyższa średnia masa wyliczona wg modelu MSq może nieznacznie być zaniżona ze względu na nie wzięcie pod uwagę mas wiązań leptonowych, które na pewno występują w strukturze hiperonów.

3. Kaskadowy rozpad hiperonów Ω , Ξ , Σ , Λ

W procesie kaskadowego rozpadu hiperonu Ω powstają kolejno hiperony: Ξ , (Σ^0), Λ , aż do powstania nukleonu N (proton lub neutron). Z analizy mas tych hiperonów, ich spinów i przyjętej fullerenowej budowy hiperonu Ω wynika, że proces rozpadu fullerenu $^{30}\text{f}_{12}^{\Lambda}$ do N przebiega etapami.

Najczęściej w trakcie kolejnych rozpadów odrywają się od niego po dwa związane bikwarki z kilkoma pękającymi wiązaniami gluonowymi i ze strukturami leptonowymi (elektronami wirtualnymi powiązаныmi z neutrinami) łącznie tworząc pion naładowany lub neutralny. Czas życia kolejnych hiperonów jest związany z czasem rozpadu kilku wiązań prowadzących do oderwania bikwarkowych par (rzędu 10^{-10} [s]).

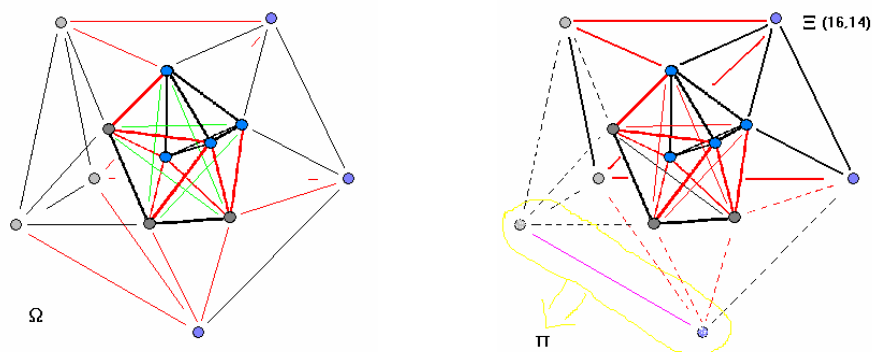
Poniżej na grafach są pokazane kolejne fazy rozpadu hiperonów w sekwencji:

$$\Omega \Rightarrow \Xi + \Pi$$

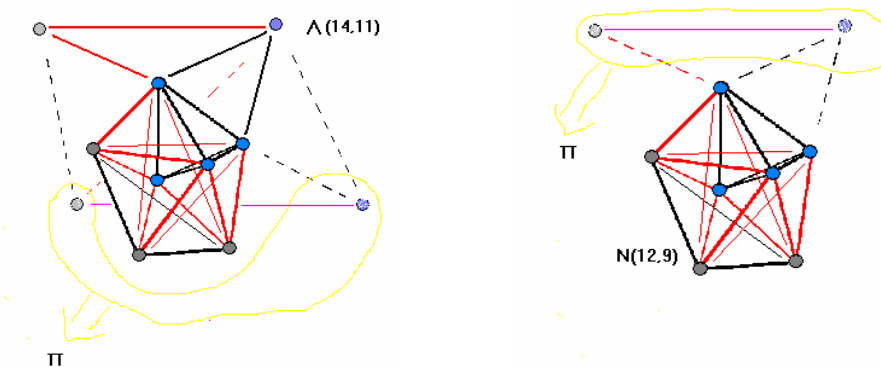
$$\Xi \Rightarrow \Lambda + \Pi$$

$$\Lambda \Rightarrow \text{N} + \Pi$$

dla jednego z przyjętych wcześniej wariantów hiperonu Ω .



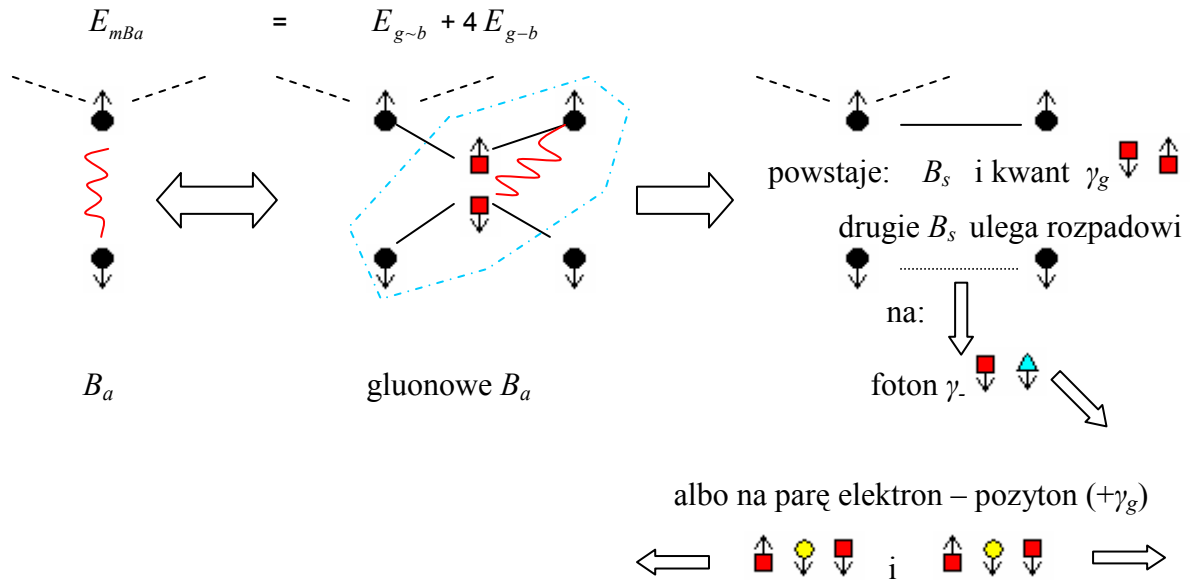
Rys.3.1 Graf hiperonu Ω w wariacie w.1_{1/2} i jego rozpad na hiperon $\Xi(16,14)$



Rys.3.2 Grafy kolejnych rozpadów na $\Lambda(14,11)$ i na $\text{N}(12,9)$.

Istnieją także rozpady na fotony niosące nadmiarowy moment pędu, np. rozpad hiperonu Σ^0 na $\gamma\Lambda$. Rozpad ten nie prowadzi do oderwania pary bikwarków z częścią wiązań z węzłów struktury fullerenowej lecz polega na przekształceniu się pojedynczego wiązania gluonowego B_a z emisją fotonu na symetryczne wiązanie B_s . Ilość węzłów w porwanej strukturze fullerenu pozostaje stała, ale w jednym z nich pojawia się jeden z bikwarków gluonu z przeciwnym spinem. Były bikwark tego węzła z drugim bikwarkiem z gluonu (o zgodnych spinach) ulega anihilacji na foton i kwant γ_g (albo parę elektron-pozyton w przypadku wyłapania dodatkowego kwantu γ_g).

Poniżej jest przedstawiony schemat gluonowego wiązania B_a i jego rozpad na B_s . Gluon jest zaznaczony niebieską obwódką. Czyste wiązanie asymetryczne B_a i wiązanie gluonowe tego typu mają te same wartości energii wiązania (te same masy):



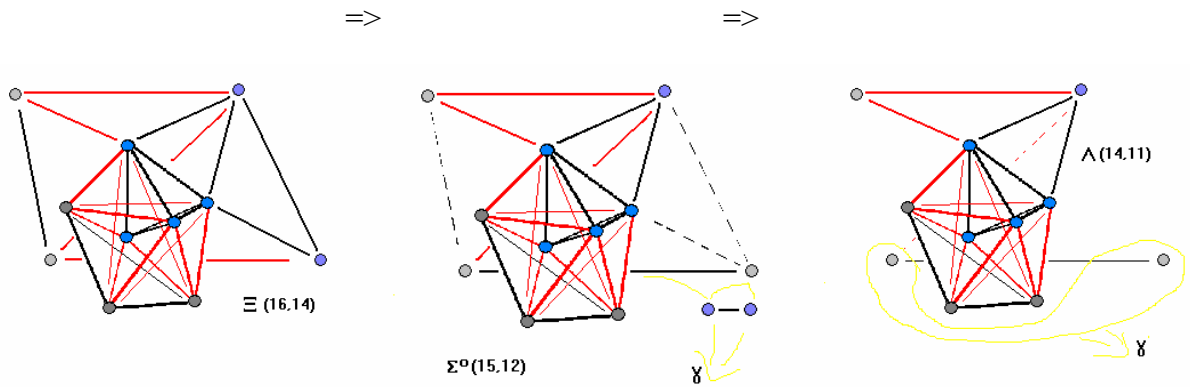
Rys.3.3 Schemat rozpadu bikwarkowego wiązania asymetrycznego B_a gluonowego na symetryczne B_s z emisją fotonu lub parę elektron-pozyton.

Taki rozpad prześledzimy na szeregu rozpadów z uwzględnieniem hiperonu Σ^0 :

$$\begin{aligned}
 \Omega &\Rightarrow \Xi + \Pi \\
 \Xi &\Rightarrow \Sigma^0 + \gamma \\
 \Sigma^0 &\Rightarrow \Lambda + \gamma \\
 \Lambda &\Rightarrow N + \Pi
 \end{aligned}$$

Pierwszy rozpad hiperonu Ω na Ξ i rozpad ostatni hiperonu Λ na N przebiegają identycznie jak wyżej. Hiperon Ξ rozpada się jednak na Σ^0 z emisją kwantu γ , a nie od razu na Λ . Także Σ^0 rozpada się na Λ z emisją kwantu γ . Wygląda na to, że Σ^0 jest nieudaną próbą rozpadu Ξ (jakby nieukończoną).

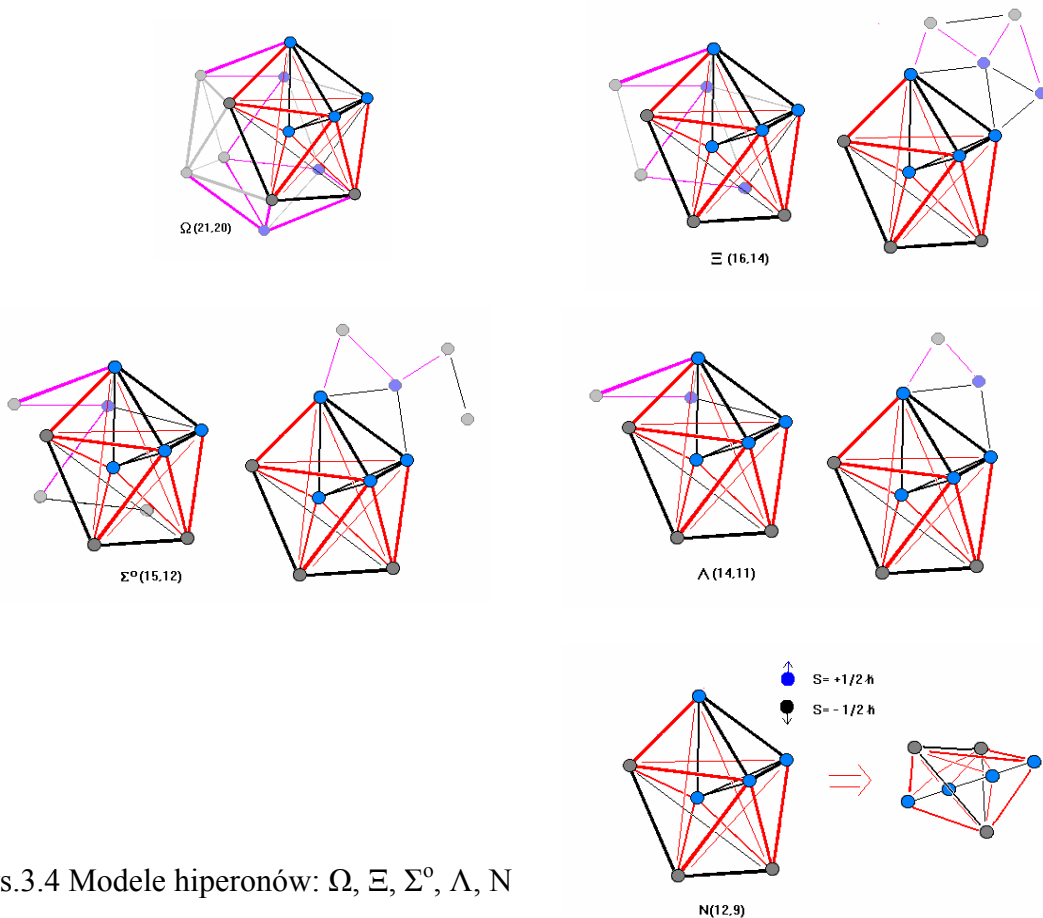
Wolna przemiana gluonowego wiązania B_a na B_s . Szybki rozpad pojedynczego wiązania B_a



Rys.3.3 Grafy kolejnych rozpadów $\Xi(16,14)$, na $\Sigma^0(15,12)$ i na $\Lambda(14,11)$.

Z krótkiego czasu życia hiperonu Σ^0 rzędu 10^{-20} [s] wynika, że pojedyncze wiązanie B_a (z tyłu struktury pre-protonowej) bardzo szybko ulega rozerwaniu uwalniając parę bikwarków o spinach zgodnych, która anihiluje do postaci fotonu.

Poniżej omawiane hiperony są przedstawione w postaciach modeli trójwymiarowych.



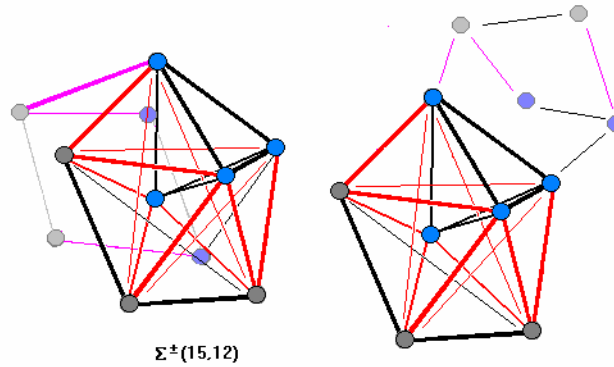
Rys.3.4 Modele hiperonów: Ω , Ξ , Σ^0 , Λ , N

4. Pozostałe hiperony

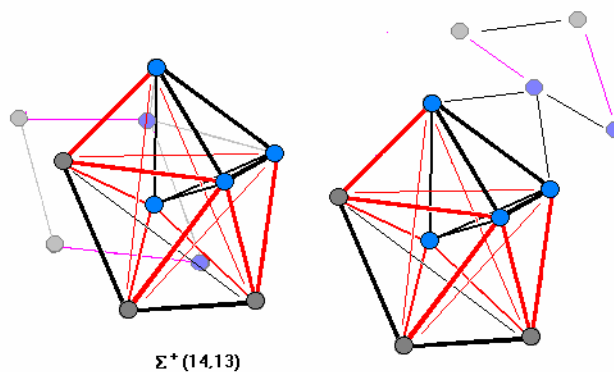
Hiperony sigma Σ^+ i Σ^- muszą różnić się w budowie w porównaniu z Σ^0 . Jest to związane z bardzo różnym czasem rozpadu tych cząstek. Sigmy naładowane mają czas rozpadu porównywalny do powolnego rozpadu hiperonów Ω , Ξ i Λ . Rozpadają się prawie zawsze na nukleony N i piony, a powstają z hiperonów Ξ z emisją fotonu lub pary elektron-neutrino.

Za analizy ich kreacji, rozpadów i mas wynika, że powinny oprócz struktury preprotonowej (12,9) zawierać dodatkowo (3,3) lub (2,4) bikwarkowych wiązań asymetrycznych i symetrycznych. Ilość bikwarków w węzłach fullerenowych powinna być identyczna jak w hiperonie Ξ .

Poniżej są przedstawione dwa modele tych cząstek.

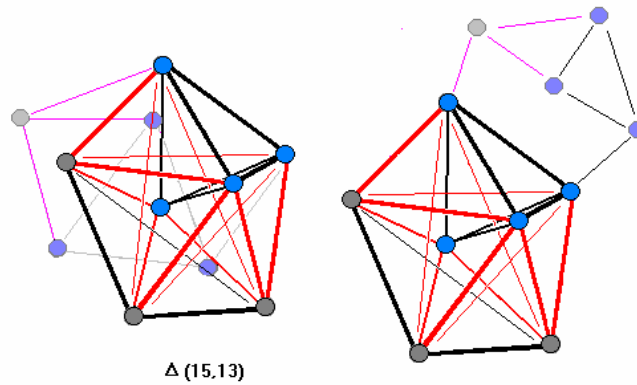


Rys.4.1 Model hiperonu Σ^+ i $\Sigma^-(15,12)$ o masie $m_{\Sigma} = 1198.17$ [MeV]

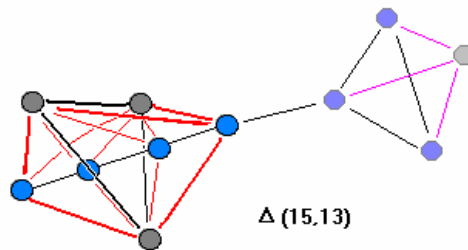


Rys.4.2 Model hiperonu $\Sigma^+(14,13)$ o masie $m_{\Sigma} = 1179.08$ [MeV]

Osobną grupę stanowią hiperony delta(1232): $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$ ze spinem $S = 3/2 \hbar$. Z analizy ich kreacji wynika, że nie biorą one udziału w kaskadowych wyżej opisanych rozpadach – nie ma rozpadów Δ na mniej masywne hiperony Σ i Λ . Ponieważ rozpadają się wyłącznie na nukleony i piony (i chyba fotony niosące nadmiarowy moment pędu), to muszą mieć trzon złożony ze struktury pre-protonowej lub protonowej i dodatkowe kilka wiązań bikwarkowych (3,4).



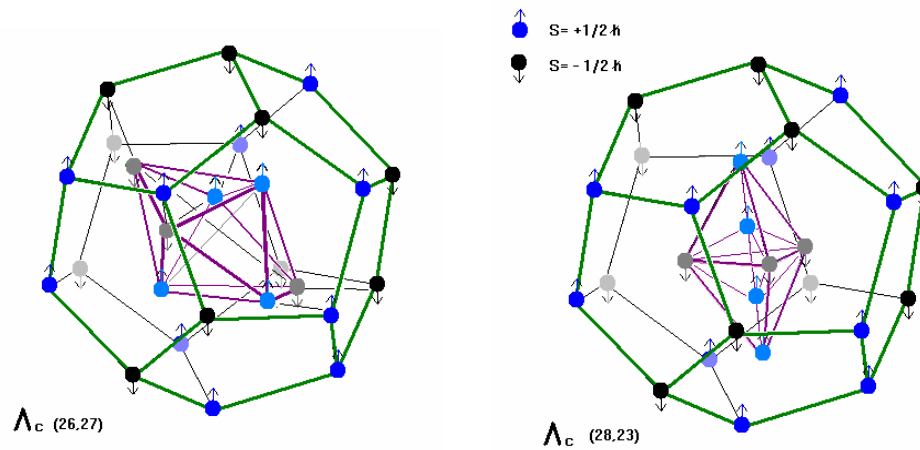
Rys.4.3 Model hiperonu $\Delta (15,13)$ o masie $m_{\Delta} = 1231.94$ [MeV]



Rys.4.4 Model hiperonu $\Delta (15,13)$ w innym wariantcie (struktura nukleonu N związana z bryłą czworościanu foremnego ${}^6\mathbf{r}_4^{\Delta}$)

5. Bardziej masywne bariony - przykłady

Poniżej są przedstawione modele barionu Λ_c . Widać różnicę w ich budowie w stosunku do hiperonów. Tym razem pre-proton z kilkoma przekątnymi wiązaniami lub nukleon jest otoczony kompletną strukturą fullerenu $^{30}\mathbf{f}_{20}$. Rozpad Λ_c to rozpad wiązań fullerenu. Część z nich wytworzy kaon i/lub kilka pionów. Część energii skierowana do środka może z pre-protonem skreować strukturę jednego z hadronów lub N.



Rys.5.1 Modele barionu $\Lambda_c (26,27)$ i $(28,23)$

Jeszcze bardziej masywny barion Λ_b to przypuszczalnie struktura protonowa N wewnątrz fullerenu $^{105}\mathbf{f}_{70}$ lub struktura Ω wewnątrz fullerenu $^{90}\mathbf{f}_{60}$.

6. Tabela mas hiperonów i rodziny barionów Λ

Tabela 6.1 mas hiperonów i rodziny barionów Λ

(nie uwzględnione są wiązania leptonowe z elektronami wirtualnymi, neutrinami i cząstkami g)

cząstka	masa eksp. ⁶ [MeV]	budowa MSq	masa modelu [MeV]	suma wiązań bikwarkowych B_a, B_s {ilość bikwarków}	Δm [MeV]	promień R [fm]
N	938.2720	bipiramida trygonalna	938.2720	12,9 {7}		1.13 / 1.60
$\Delta^-, \Delta^0,$ Δ^+, Δ^{++}	~1232	fragment ${}^{30}\mathbf{f}_{12}^{\Lambda} + \text{pre-N}$	1231.94	15,13 {11}	0.1	~1.86
Λ	1115.683 (6)	fragment ${}^{30}\mathbf{f}_{12}^{\Lambda} + \text{pre-N}$	1107.13 1126.22 1111.54 1130.63	12,14 {9} 13,13 {9} 14,11 {9} 15,10 {9}	8.6 -10.5 4.2 -14.9	~1.86
Σ^0	1192.642 (24)	fragment ${}^{30}\mathbf{f}_{12}^{\Lambda} + \text{pre-N}$	1198.17 1193.76 1179.08	15,12 {11} 13,15 {11} 14,13 {11}	-5.5 -1.1 13.6	~1.86
Σ^-	1197.45 (4)	fragment ${}^{30}\mathbf{f}_{12}^{\Lambda} + \text{pre-N}$	1183.49 1198.17 1193.76	16,10 {11} 15,12 {11} 13,15 {11}	14.0 -0.7 3.7	~1.86
Σ^+	1189.37 (7)	fragment ${}^{30}\mathbf{f}_{12}^{\Lambda} + \text{pre-N}$	1179.08 1183.49 1193.76 1198.17	14,13 {11} 16,10 {11} 13,15 {11} 15,12 {11}	10.3 5.9 -4.4 -8.8	~1.86
Ξ^0	1314.86 (20)	fragment ${}^{30}\mathbf{f}_{12}^{\Lambda} + \text{pre-N}$	1314.17 1318.57	14,17 {11} 16,14 {11}	0.7 -3.7	~1.86
Ξ^-	1321.71 (7)	fragment ${}^{30}\mathbf{f}_{12}^{\Lambda} + \text{pre-N}$	1314.17 1318.57	14,17 {11} 16,14 {11}	7.5 3.1	~1.86
Ω^- $S=1/2$	1672.45 (29)	${}^{30}\mathbf{f}_{12}^{\Lambda} + \text{pre-N}$	1662.90 1681.99 1672.44	~19,19.5 {13} ~20.18.5 {13} ~19.5,19 {13}	0.1	1.86
Ω^- $S=3/2$	1672.45 (29)	${}^{30}\mathbf{f}_{12}^{\Lambda} + \text{pre-N}$	1681.99 1662.90 1672.44	~20.18.5 {13} ~19,19.5 {13} ~19.5,19 {13}	0.1	1.86
Λ_c	2286.46 (14)	${}^{30}\mathbf{f}_{20} @ \text{pre-N}$ ${}^{30}\mathbf{f}_{20} @ \mathbf{N} + (0,1)$	2286.21 2290.62	~26,27 {27} 28,24 {27}	0.3 -4.2	2.75
Λ_b	5620.2 (1.6)	${}^{105}\mathbf{f}_{70} @ \mathbf{N} + (0,2)$ ${}^{90}\mathbf{f}_{60} @ {}^{30}\mathbf{f}_{12}^{\Lambda} + \text{pre-N}$	5620.82	68,60 {77} ~68,60 {73}	-0.6	4.90 / 5.10 4.90

(dla: $B_a = 52.860395$ [MeV] i $B_s = 33.771919$ [MeV])

⁶ C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), Physics Letters **B667**, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition. Cut-off date for this update was January 15, 2009, http://pdg.lbl.gov/2009/listings/contents_listings.html