۲۰۱۰/۱۰/۰۷
۱۰:۵۹ ق.ظ

ISOSPIN

مزون های کوارک های سبک u، d، s

pseudoscalar mesons $S=0$

vector mesons $S=1$

$SU(2) \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$

مرجع: Particles and Nuclei an introduction to the Physical concepts, Povh Rith Scholz Zetsche فصل ۱۴

جزوه ی آقای دکتر آرش

برهمکنش قوی هم I^2 و هم I_z را پایسته نگاه می دارد.

$\rho^0 \quad \rho^{\pm}$

$\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad \cancel{\pi^0\pi^0}$

برهمکنش الکترومغناطیس I_z را پایسته نگاه می دارد

$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

$I_z(\pi^0) = I_z(\gamma\gamma) = 0 \quad \begin{cases} I^2(\pi^0) \neq 0 \\ I^2(\gamma\gamma) = 0 \end{cases}$

$I_z(u) - I_z(d) = Q(u) - Q(d)$

$Q = I_3 + \frac{B+S}{2}$ رابطه گلمان - نیشیجیما

برهمکنش ضعیف هر دو را نقض می کند:

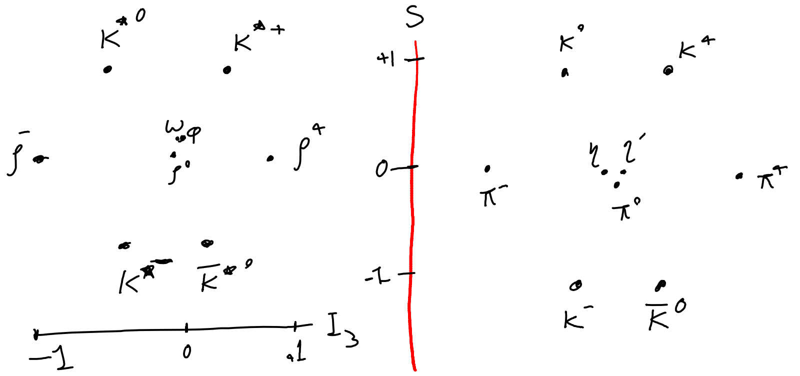
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$

$I_z(\pi^+) = 1 \qquad I_z(\mu^+ \nu_\mu) = 0$

SU(3) $\begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}$ $s \to$ strageness $=-1$

$\bar{s} \to$ 〃 $=+1$

راه هشت گانه‌ی مزون‌ها



Vector mesons $\qquad\qquad$ Pseudo scalars

$J^P = 1^-$ $\qquad\qquad$ $J^P = 0^-$

$|\rho^+\rangle = |u^\uparrow \bar{d}^\uparrow\rangle \quad |\rho^-\rangle = |\bar{u}^\uparrow d^\uparrow\rangle$

$|\rho^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|u^\uparrow \bar{u}^\uparrow\rangle - |d^\uparrow \bar{d}^\uparrow\rangle\right)$

$|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|u^\uparrow \bar{u}^\uparrow\rangle + |d^\uparrow \bar{d}^\uparrow\rangle\right)$

$|\varphi\rangle = |s^\uparrow \bar{s}^\uparrow\rangle$

$|K^{*-}\rangle = |s^\uparrow \bar{u}^\uparrow\rangle \quad |\bar{K}^{*0}\rangle = |s^\uparrow \bar{d}^\uparrow\rangle$

$|K^{*+}\rangle = |u^\uparrow \bar{s}^\uparrow\rangle \quad |K^{*0}\rangle = |d^\uparrow \bar{s}^\uparrow\rangle$

$|K^+\rangle = |u^\uparrow \bar{s}^\downarrow\rangle \ \ldots$

$|\eta\rangle \cong |\eta_8\rangle = \dfrac{|u^\uparrow \bar{u}^\downarrow\rangle + |d^\uparrow \bar{d}^\downarrow\rangle - 2|s^\uparrow \bar{s}^\downarrow\rangle}{\sqrt{6}}$

$|\eta'\rangle \cong |\eta_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(|u^\uparrow \bar{u}^\downarrow\rangle + |d^\uparrow \bar{d}^\downarrow\rangle + |s^\uparrow \bar{s}^\downarrow\rangle\right)$

درواقع $|\eta\rangle$ و $|\eta'\rangle$ (ویژه حالت‌های جرم) از آمیختگی $|\eta_1\rangle$ و $|\eta_8\rangle$ حاصل می‌شوند. یعنی

$$|\eta\rangle = \cos\theta\, |\eta_8\rangle + \sin\theta\, |\eta_1\rangle$$

$$|\eta'\rangle = -\sin\theta\, |\eta_8\rangle + \cos\theta\, |\eta_1\rangle$$

$\theta \ll 1 \qquad \eta \simeq \eta_8 \qquad \eta' \approx \eta_1$

درآمیختگی به خاطر شکست تقارن SU(3) توسط جرم s است

الکترومغناطیس $\qquad$ جرم کوارک‌ها + برهمکنش قوی $\qquad$ برهمکنش ضعیف و قوی

الکترومغناطیس — جرم کوارک‌ها + برهم‌کنش قوی — برهمکنش‌های قوی

I_3 — ایزواسپین $SU(2)$ (I_3, I^2) — $SU(3)$

بقای S

البته تقارن C هم دارد.

میدان‌ها با اعداد کوانتومی یکسان در هم می‌آمیزند:

η, η' (η_1 و η_8) با بار الکتریکی یکسان (0) و شگفتی یکسان (0) دارند. اما تحت $SU(3)$ رفتار متفاوتی دارند.

دقت کنید در مورد مزون‌های برداری ω و ϕ درآمیختگی بیشتر است.

$$|\phi\rangle = |s^\uparrow \bar{s}^\uparrow\rangle \qquad |\omega\rangle = \frac{|u^\uparrow \bar{u}^\uparrow\rangle + |d^\uparrow \bar{d}^\uparrow\rangle}{\sqrt{2}}$$

چندتایی‌های باریون‌ها

یونانی را پاس بداریم!

Ξ ξ Xi

یونانی کشی
تلفظ انگلیسی زای - سای

Z ζ Zeta

$$|\Delta^{++}\rangle = |u^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow\rangle \qquad |p^\uparrow\rangle = |u^\uparrow u^\uparrow d^\downarrow\rangle$$

$$|\Delta^{+}\rangle = |u^\uparrow u^\uparrow d^\uparrow\rangle \qquad |n^\uparrow\rangle = |u^\downarrow d^\uparrow d^\uparrow\rangle$$

$|\Delta^0\rangle = |u^\uparrow d^\uparrow d^\uparrow\rangle$

$|\Delta^-\rangle = |d^\uparrow d^\uparrow d^\uparrow\rangle$

$|\Sigma^{*+}\rangle = |u^\uparrow u^\uparrow s^\uparrow\rangle$

$|\Sigma^{*0}\rangle = |u^\uparrow d^\uparrow s^\uparrow\rangle$

$|\Sigma^{*-}\rangle = |d^\uparrow d^\uparrow s^\uparrow\rangle$

$|\Xi^{*0}\rangle = |u^\uparrow s^\uparrow s^\uparrow\rangle$

$|\Xi^{*-}\rangle = |d^\uparrow s^\uparrow s^\uparrow\rangle$

$|\Omega^-\rangle = |s^\uparrow s^\uparrow s^\uparrow\rangle$

$|\Lambda^0\rangle = |u^\uparrow d^\downarrow s^\uparrow\rangle$

Δ resonance

در واقع در بالا صوری نوشته‌ایم. بایستی که متقارن می‌کردیم:

$$|\Delta^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\left\{|u^\uparrow u^\uparrow d^\uparrow\rangle + |u^\uparrow d^\uparrow u^\uparrow\rangle + |d^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow\rangle\right\}$$

$|\Delta^{++}\rangle = |u^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow\rangle \qquad I_-|\Delta^{++}\rangle \Rightarrow |\Delta^+\rangle$ متقارن

$$|p\rangle = \frac{1}{\sqrt{18}}\Big\{2|u^\uparrow u^\uparrow d^\downarrow\rangle + 2|u^\uparrow d^\downarrow u^\uparrow\rangle + 2|d^\downarrow u^\uparrow u^\uparrow\rangle - |u^\uparrow u^\downarrow d^\uparrow\rangle - |u^\uparrow d^\uparrow u^\downarrow\rangle - |d^\uparrow u^\uparrow u^\downarrow\rangle - |u^\downarrow u^\uparrow d^\uparrow\rangle - |u^\downarrow d^\uparrow u^\uparrow\rangle - |d^\uparrow u^\downarrow u^\uparrow\rangle\Big\}$$

$I^+|p\rangle = 0$

در بحث زیر از جزوه‌ی دکتر آرش استفاده کردم

Δ - resonance

با استفاده از ایزواسپین می‌خواهیم آهنگ فرایندهای زیر را محاسبه کنیم:

$\pi^+ + p \to \pi^+ + p \qquad\qquad \pi^- + p \to \pi^0 + n$

$$\pi^- + p \to \pi^- + p \qquad \pi^- + n \to \pi^- + n$$

$$|I \quad I_z\rangle$$

با استفاده از جداول Clebsh - Gordon

$$|\pi^+ \, p\rangle = |\tfrac{3}{2}, +\tfrac{3}{2}\rangle$$

$$|\pi^- \, p\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} |\tfrac{3}{2}, -\tfrac{1}{2}\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |\tfrac{1}{2}, -\tfrac{1}{2}\rangle$$

$$|\pi^\circ \, n\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |\tfrac{3}{2}, -\tfrac{1}{2}\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |\tfrac{1}{2}, -\tfrac{1}{2}\rangle$$

برای اثبات عدم بستگی دامنه به m بحث آخر این فایل را ببینید.

$$|\pi^- \, n\rangle = |\tfrac{3}{2}, -\tfrac{3}{2}\rangle$$

$$\delta_{m,m'} A_{\frac{3}{2}} = {}_{out}\langle \tfrac{3}{2}, m | \tfrac{3}{2}, m'\rangle_{in} \qquad \delta_{m,m'} A_{\frac{1}{2}} = {}_{out}\langle \tfrac{1}{2}, m | \tfrac{1}{2}, m'\rangle_{in}$$

$$\sigma(\pi^+ p \to \pi^+ p) = K \left| A_{\frac{3}{2}} \right|^2$$

$$\sigma(\pi^- p \to \pi^\circ n) = K \left| \frac{\sqrt{2}}{3} A_{\frac{3}{2}} - \frac{\sqrt{2}}{3} A_{\frac{1}{2}} \right|^2$$

$$\sigma(\pi^- p \to \pi^- p) = K \left| \frac{1}{3} A_{3/2} - \frac{2}{3} A_{\frac{1}{2}} \right|^2$$

$$\sigma(\pi^- n \to \pi^- n) = K \left| A_{3/2} \right|^2$$

(۱) مستقل از مقادیر $A_{3/2}$ و $A_{\frac{1}{2}}$

$$\sigma(\pi^+ p \to \pi^+ p) = \sigma(\pi^- n \to \pi^- n)$$

(۲) رزنانس Δ

$$\Delta(1236)$$

$$I = \frac{3}{2}$$

Fermi (Anderson et al 19۵۲)

$$N \pi \to \Delta \to N \pi$$

N: p \ n

$$\Downarrow$$

$p \leftrightarrow n$

$$A_{\frac{3}{2}} \gg A_{\frac{1}{2}}$$

$$\sigma(\pi^+ p \to \pi^+ p) : \sigma(\pi^- p \to \pi^- p) : \sigma(\pi^- p \to \pi^0 n) = 9:1:2$$

مشاهده : $195 : 22 : 45 \ \mathrm{mb}$

$$b = \mathrm{barn} = 10^{-24}\ \mathrm{cm}^2$$

قصه‌ی تشدید Δ ی دکتر آرش را شنیدید. حالا قصه‌ی سرا بشنوید

GZK

$$p\ \gamma_{CMB} \longrightarrow \Delta \longrightarrow p^+ \pi^0$$

دلیه Δ به چه می‌تواند واپاشی کند

$$|p^+ \pi^+\rangle = |\tfrac{3}{2}, \tfrac{3}{2}\rangle$$

$$a|p^+ \pi^0\rangle + b|n\, \pi^+\rangle$$

اگر انرژی پرتون از حدی که به آن حد GZK می‌گویند بالاتر باشد فرآیند $p + \gamma_{CMB} \to \Delta^+ \to p^+ \pi^0$ اتفاق می‌افتد. حد GZK را محاسبه کنید.

برآورد کنید در هر کدام از این فرآیندها چه مقدار از انرژی p کم می‌شود.

مسافت پویش آزاد میانگین $= 50\ \mathrm{Mpc}$

G - parity

G - parity

$I^G (J^{P(C)})$

$$\hat{G} = e^{-i\pi I_y} \hat{C}$$

$|\pi^+\rangle \xrightarrow{C} |\pi^-\rangle \xrightarrow{e^{-i\pi I_y}} -|\pi^+\rangle$ نشان دهید *

$$G\,|\pi\rangle = -|\pi\rangle$$

همین طور

$|\pi^0\rangle \xrightarrow{G} -|\pi^0\rangle$

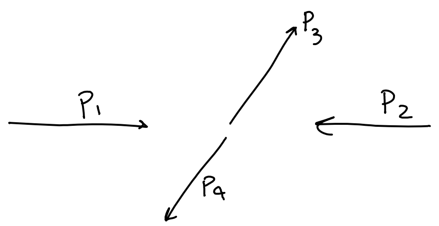
سیستم n_π تا پایون $G = (-1)^{n_\pi}$

راهنمایی به بخش ۳.۵ ساکورایی نگاهی بیاندازید.

متغیرهای مندلشتم

حروف کوچک $\underline{\underline{u}}$ $\underline{\underline{t}}$ $\underline{\underline{s}}$

S T U معنی دیگری دارند.



$$s \equiv (P_1+P_2)^2$$
$$u \equiv (P_1-P_3)^2$$
$$t \equiv (P_1-P_4)^2$$

$$s+u+t = 3m_1^2 + m_2^2+m_3^2+m_4^2$$
$$-2P_1\cdot(P_1+P_2) + 2P_1\cdot P_2 =$$
$$= m_1^2+m_2^2+m_3^2+m_4^2$$

s و u و t مستقل نیستند

تنها دوتای آنها یعنی s و u مستقل هستند.

تنها دوتای آنها یعنی s و u مستقل هستند.

"t" را برای متقارن بودن معرفی می‌کنیم.

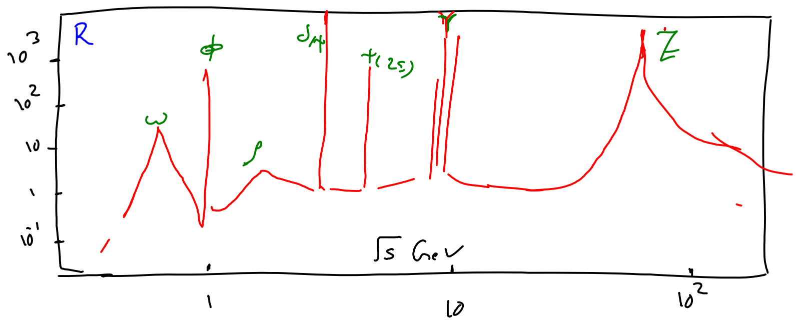
$(P_1 - P_2)^2 \rightarrow$ نام خاصی ندارد.

در دستگاه مرکز جرم: $S = (E_1+E_2)^2$

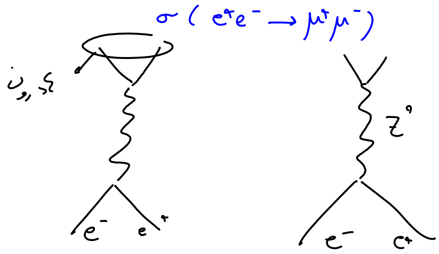
شتابگرها

آزمایشگاه CERN :	LEP e^-e^+	LHC pp
آزمایشگاه فرمی :	TeVatron	$\bar{p}p$
SLAC	e^-e^+	
DESY 1992 —	HERA	e^-p
Brookhaven 2000	RHIC	Au Au

PDG $\qquad e^-e^+$ collider



$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \to \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$$



تمام هادرون های بالا

اسپین 1 دارند

(Vector meson)

$$\frac{1}{q^2 - m^2}$$ ذره پایدار

Breit-Wigner

$$\frac{1}{q^2 - m^2 - i\underbrace{\Gamma}_{\text{آهنگ واپاشی}} m}$$

آهنگ واپاشی ≡ پهنای قله

جرم ذره ≡ محل قله

$\boxed{\boxed{J/\psi}}$ $m = 3\ GeV$ و $\Gamma = 91\ keV$

$\boxed{\omega}$ $m = 782\ MeV$ $\Gamma = 8.5\ MeV$

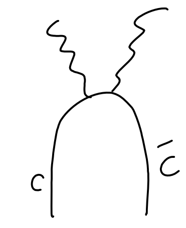
چرا J/ψ این قدر پایدار است؟

$\cancel{c\bar{c} \rightarrow \underbrace{c\bar{u}}_{D^0}}$ $\bar{c}u$ $\bar{D}^0$

$m_{D^0} = 1.8\ GeV$

$m_{\eta_c} < m_{J/\psi}$

$c\bar{c}$ → spin 0 $c\bar{c}$ → spin 1



$\eta_c(1^1S_0) \rightarrow 2\gamma$

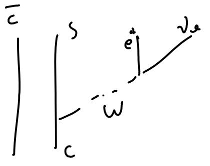
مسأله ی جایزه دار

چرا $J/\psi \rightarrow gg$ نداریم؟!

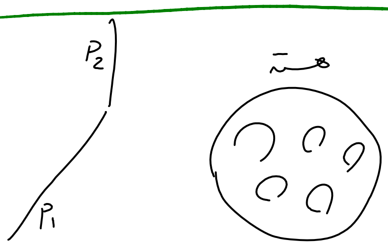
$J/\psi(1^3S_1) \longrightarrow ggg \rightarrow hadrons$

$J/\psi \rightarrow \gamma^* \longrightarrow hadron$

$J/\psi \rightarrow \gamma^* \rightarrow leptons \leftarrow 10\%$



$J/\psi \rightarrow D_s^- + e^+ + \nu_e$



$$Q^2 = (P_1 - P_2)^2$$

$$Q \ll MeV$$

$\sim \alpha |Z|^2$ کل هسته را می بیند

$\sim \alpha Z$ $\quad 1GeV \gg Q \gg MeV$

DIS $\quad Q \gtrsim 1GeV$

Deep inelastic scattering

تابع ساختار

اثبات این که $\langle I_{out}\ m \mid I, m \rangle_{in}$ به m بستگی ندارد

$$I^2 |I,m\rangle = I(I+1)|I,m\rangle \qquad I_z |I,m\rangle = m|I,m\rangle$$

$$I_+ |I,m\rangle = \sqrt{(I-m)(I+m+1)}\ |I,m+1\rangle$$

$$I_- |I,m\rangle = \sqrt{(I+m)(I-m+1)}\ |I,m-1\rangle$$

یادآوری

$$(I_+)^\dagger = I_- \qquad \begin{cases} I_+ = I_x + i I_y \\ I_- = I_x - i I_y \end{cases}$$

$$\langle I,m| I_- = \sqrt{(I-m)(I+m+1)}\ \langle I,m+1|$$

$$I_- I_+ |I,m\rangle = (I-m)(I+m+1)|I,m\rangle$$

$$[I, e^{iHt}] = 0$$ H تحت تبدیل ایزواسپین ناوردا است

$$\langle I\ m| e^{iHt} |I\ m\rangle = \langle I,m| e^{iHt} \frac{I_- I_+}{(I-m)(I+m+1)} |I,m\rangle$$

$$= \frac{\langle I,m| I_- e^{iHt} I_+ |I,m\rangle}{(I-m)(I+m+1)} = \langle I,m+1| e^{iHt} |I,m+1\rangle$$

$\Longrightarrow$ ${}_{out}\langle I,m \,|\, I,m\rangle_{in}$ مستقل از m است .