Clase 10

Gabriela Navarro

Módulo de Teoría
Filial Física de Partículas

27 de abril 2023

Latin American alliance for Capacity buildiNG in Advanced physics
LA-CoNGA physics

Cofinanciado por el programa Erasmus+ de la Unión Europea

Principio de gauge local

- La idea de la invariancia de gauge es familiar si recordamos el caso del electromagnetismo -> los campos físicos $\overrightarrow{E}$ y $\overrightarrow{B}$ (que se obtienen de los potenciales escalar ϕ y vectorial $\overrightarrow{A}$) no cambian frente a una transformación de gauge:

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi - \frac{\partial \chi}{\partial t} \quad \text{y} \quad \overrightarrow{A} \rightarrow \overrightarrow{A}' = \overrightarrow{A} + \overrightarrow{\nabla}\chi \qquad A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu \chi$$

$$A_\mu = (\phi, -\overrightarrow{A})$$

$$\partial_\mu = (\partial_0, \overrightarrow{\nabla})$$

- En mecánica cuántica relativista -> la invariancia de gauge del electromagnetismo está relacionada con un principio local de gauge.
- Consideremos una simetría fundamental del Universo que requiere invariancia frente a las transformaciones locales de fase:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{iq\chi(x)}\psi(x)$$

Similar a la transformación global de fase U(1), sólo que aquí la fase depende de la posición en el espacio-tiempo.

Principio de gauge local

$$\psi(x) \to \psi'(x) = e^{iq\chi(x)}\psi(x)$$

- Para esta transformación local la ecuación de partícula libre de Dirac se vuelve:

$$i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi = m\psi \to i\gamma^{\mu}(\partial_{\mu} + iq\partial_{\mu}\chi)\psi = m\psi$$

Aparece este término

La ecuación de partícula libre de Dirac no posee esta invariancia de transformación de fase local.

- La invariancia local de fase no es posible para la teoría libre, sin interacciones.
- La invariancia se puede establecer sólo si se modifica la ecuación de Dirac incluyendo un nuevo grado de libertad A_{μ}, tal que:

$$i\gamma_{\mu}(\partial_{\mu} + iqA_{\mu})\psi - m\psi = 0$$

A_{μ} será interpretado como el campo correspondiente al bosón de gauge sin masa

Principio de gauge local

$$i\gamma_\mu(\partial_\mu + iqA_\mu)\psi - m\psi = 0$$

- Esta ecuación es invariante frente a transformaciones de fase locales si:

$$A_\mu \to A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu \chi$$

- Es necesario introducir un nuevo campo y la ecuación de Dirac modificada tiene ahora el término de interacción $q\gamma^\mu A_\mu \psi$ (idéntico al término de interacción de QED).

- QED corresponde a una simetría de gauge local U(1) del Universo.

- La simetría subyacente asociada a la Cromodinámica Cuántica QCD (teoría cuántica de campos de la interacción fuerte) es la invariancia bajo transformaciones de fase locales de SU(3):

$$\psi(x) \to \psi'(x) = e^{ig_S \vec{\alpha}(x)\cdot\hat{T}}\psi(x)$$

$\hat{T} = \{T^a\}$ generadores del grupo de simetría SU(3)
Relacionado con las matrices de Gell-Mann:
$T^a = \frac{1}{2}\lambda^a$
$\alpha^a(x)$ son 8 funciones del espacio-tiempo

Principio de gauge local

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{ig_S\vec{\alpha}(x)\cdot\hat{T}}\psi(x)$$

- Como los generadores de SU(3) están representados por matrices de 3x3 -> la función de onda ψ debe incluir 3 grados de libertad adicionales que se puede representar por un vector de 3 componentes (recordar SU(3) de sabor).

- Este nuevo grado de libertad se denomina color y sus estados son: rojo (r), verde (g) y azul (b).

- La invariancia de gauge local se obtiene introduciendo 8 nuevos campos G_μ^a (a= 1,..,8) que corresponden a los 8 generadores del grupo de simetría SU(3).

- La ecuación de Dirac que incluye las interacciones con los nuevos campos de gauge es:

$$i\gamma^\mu[\partial_\mu + ig_S G_\mu^a T^a]\psi - m\psi = 0$$

Es invariante frente a transformaciones de fase Locales de SU(3)

Principio de gauge local

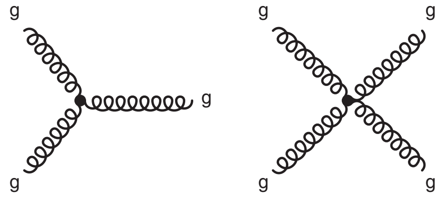
$$i\gamma^{\mu}[\partial_{\mu} + ig_S G_{\mu}^{a} T^{a}]\psi - m\psi = 0$$

- Los nuevos campos transforman:

$$G_{\mu}^{k} \rightarrow G_{\mu}^{k'} = G_{\mu}^{k} - \partial_{\mu}\alpha_{k} - g_S f_{ijk}\alpha_i G_{\mu}^{j}$$

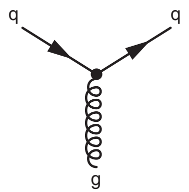
Este término aparece porque los generadores de SU(3) no conmutan y las f_{ijk} son las constantes de estructura del grupo SU(3) -> $[\lambda_i, \lambda_j] = 2if_{ijk}\lambda_k$

- Como los generadores del grupo SU(3) no conmutan -> QCD es una teoría de gauge no abeliana y la presencia de este término adicional implica la auto-interacción del Gluón.

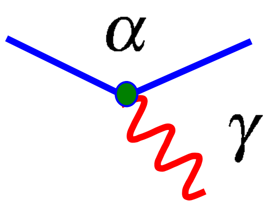


- La invariancia local de gauge de SU(3) implica la incorporación de nuevos términos de interacción, uno por cada uno de los 8 generadores.
- Los 8 nuevos campos G^{a} corresponden a los gluones de QCD y su vértice de interacción qqg es:

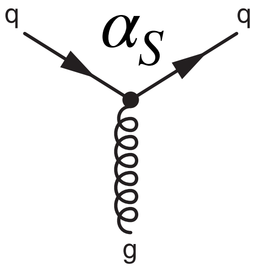
$$g_S T^{a}\gamma^{\mu}G_{\mu}^{a}\psi = g_S \frac{1}{2}\lambda^{a}\gamma^{\mu}G_{\mu}^{a}\psi$$



Principio de gauge local



QED	QCD
• Interacción mediada por fotones sin masa que corresponden al generador de la simetría de gauge local U(1)	Interacción mediada por 8 gluones sin masa que corresponden a los 8 generadores de la simetría local SU(3)
Única carga conservada: q	Tres cargas de color conservadas; r, g, b. Sólo las partículas con carga de color distinta de 0 se acoplan a gluones.



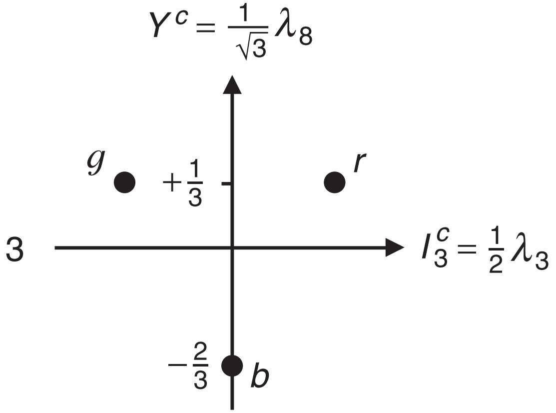
- La simetría SU(3) de color es una simetría exacta y QCD es invariante frente a las transformaciones unitarias en el espacio de color.
- La intensidad de la interacción de QCD es independiente de la carga de color de las partículas.
- Las antipartículas cargan la carga de color opuesta a la de los quarks: $\bar{r},\ \bar{g},\ \bar{b}$

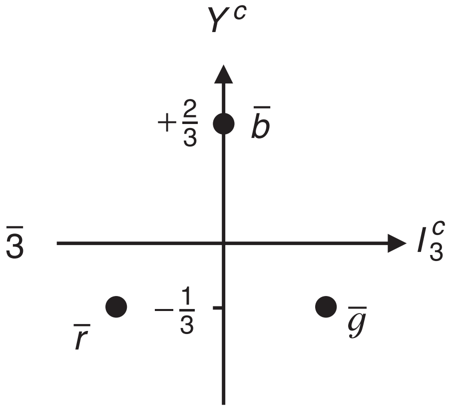
Principio de gauge local

- Los tres estados de color son:

$$r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad g = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad b = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

- Los estados de color pueden ser etiquetados con dos números cuánticos aditivos:
  - Tercera componente del isospín de color I_3^c
  - La hipercarga de color Y^c



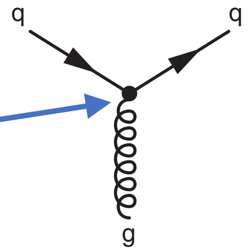


Vértice quark-gluón

- Si comparamos el término de interacción de la QCD y el de la QED:

$$-iq\gamma^\mu A_\mu \psi \rightarrow g_S \frac{1}{2}\lambda^a \gamma^\mu G^a_\mu \psi$$

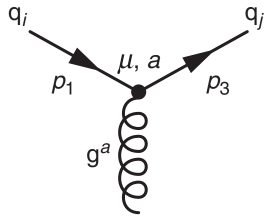
- El factor correspondiente al vértice de QCD se identifica como: $-iq\gamma^\mu \rightarrow g_S \frac{1}{2}\lambda^a \gamma^\mu$



- La función de onda de los quarks necesita incluir el grado de libertad de color: $u(p) \rightarrow c_i u(p)$:
  - u (p) es el espinor de Dirac
  - c_i representa uno de los posibles estados de color $c_1 = r = \begin{pmatrix}1\\0\\0\end{pmatrix}$ $c_2 = g = \begin{pmatrix}0\\1\\0\end{pmatrix}$ $c_3 = b = \begin{pmatrix}0\\0\\1\end{pmatrix}$

- La corriente de quark asociada al vértice de QCD :

$$j^\mu_q = \bar{u}(p_3)c_j^\dagger\{-\frac{1}{2}ig_S\lambda^a\gamma^\mu\}c_i u(p_1)$$



Vértice quark-gluón

$$j_q^\mu = \bar{u}(p_3)c_j^\dagger\{-\frac{1}{2}ig_S\lambda^a\gamma^\mu\}c_i u(p_1)$$

- Las matrices de 3x3 λ^a actúan sobre la función de onda de color de 3 componentes
- Las matrices de 4x4 γ actúan sobre el spinor de Dirac de 4 componentes
- Podemos factorizar la parte de color:

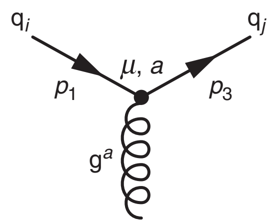
$$j_q^\mu = \bar{u}(p_3)c_j^\dagger\{-\frac{1}{2}ig_S\lambda^a\gamma^\mu\}c_i u(p_1) = -\frac{1}{2}ig_S[c_j^\dagger\lambda^a c_i]\times[\bar{u}(p_3)\gamma^\mu u(p_1)]$$

$$c_j^\dagger\lambda^a c_i = c_j^\dagger\begin{pmatrix}\lambda_{1i}^a\\ \lambda_{2i}^a\\ \lambda_{3i}^a\end{pmatrix} = \lambda_{ji}^a$$

- Podemos escribir el vértice:

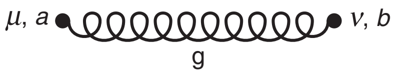
$$j_q^\mu = -\frac{1}{2}ig_S\lambda_{ji}^a[\bar{u}(p_3)\gamma^\mu u(p_1)]$$

- Regla de Feynman asociada al vértice de QCD: $-\frac{1}{2}ig_S\lambda_{ji}^a\gamma^\mu$



i,j etiqueta el color de los quarks

- La regla de Feynman para el propagador del gluón: $-i\frac{g_{\mu\nu}}{q^2}\delta_{ab}$

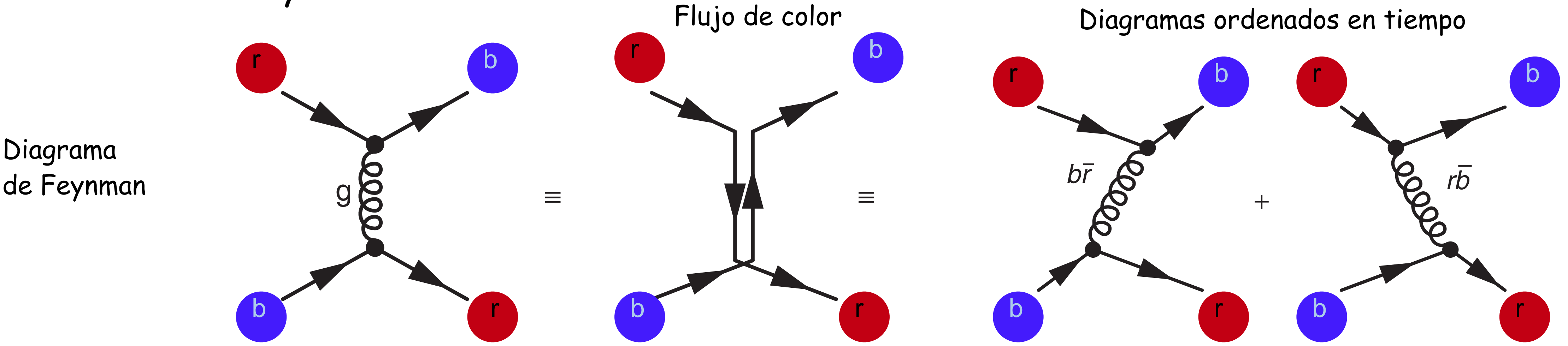


Gluones

- Los gluones conectan estados de quark de diferente color -> para que la carga de color se conserve en el vértice -> los gluones deben llevar carga de color.

- Por ejemplo, el gluón correspondiente a λ_4 contribuye interacciones que involucran cambios de color $r \leftrightarrow b$ y $b \leftrightarrow r$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$



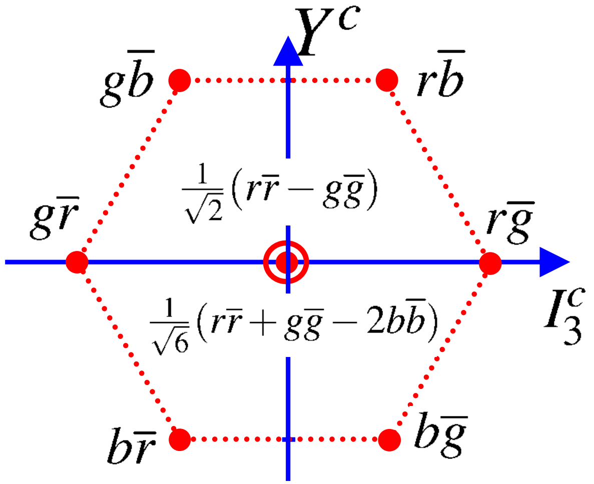
- Como la carga de color se conserva, la interacción involucra el intercambio de un gluón $b\bar{r}$ y $r\bar{b}$ > los gluones llevan simultáneamente carga de color y carga de anticolor.

Gluones

- Como los gluones llevan una combinación de color y anti-color -> hay 6 gluones con diferente color y anti-color : $r\bar{g},\ g\bar{r},\ r\bar{b},\ b\bar{r},\ g\bar{b},\ b\bar{g}$

- Podríamos esperar 3 gluones correspondientes a $r\bar{r},\ g\bar{g},\ b\bar{b}$ -> sin embargo los gluones físicos corresponden a los campos asociados con los generadores de SU(3) $\lambda_{1,\ldots,8}$.

- Los gluones forman un octeto de estados de color análogo a los estados de sabor mesónicos $q\bar{q}$.

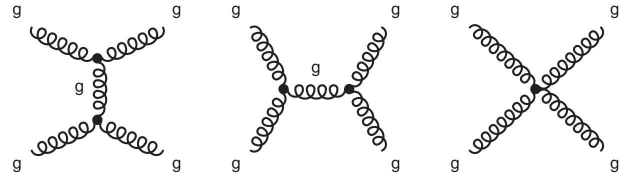


Confinamiento de color

- Se cree (aunque no ha sido probado aún) que todas las partículas libres observadas no tienen carga de color -> nunca se ha observado experimentalmente un quark libre (se detectaría como una partículas de carga fraccionaria).

- Esta ausencia de observación de quarks en estado libre se explica con la hipótesis del confinamiento de color:
  - Los objetos con color están siempre confinados a estados singletes de color.
  - Los objetos con carga de color distinta de 0 no se pueden propagar como partículas libres

- El confinamiento de color se cree que surge de la auto-interacción gluón-gluón que aparece porque los gluones llevan carga de color.



- Como consecuencia, los quarks están confinados a hadrones sin color.
- Los gluones que poseen carga de color, también están confinados en objetos sin color.

Confinamiento de color

- El confinamiento de color implica que los quarks son siempre observados confinados en estados ligados sin color.

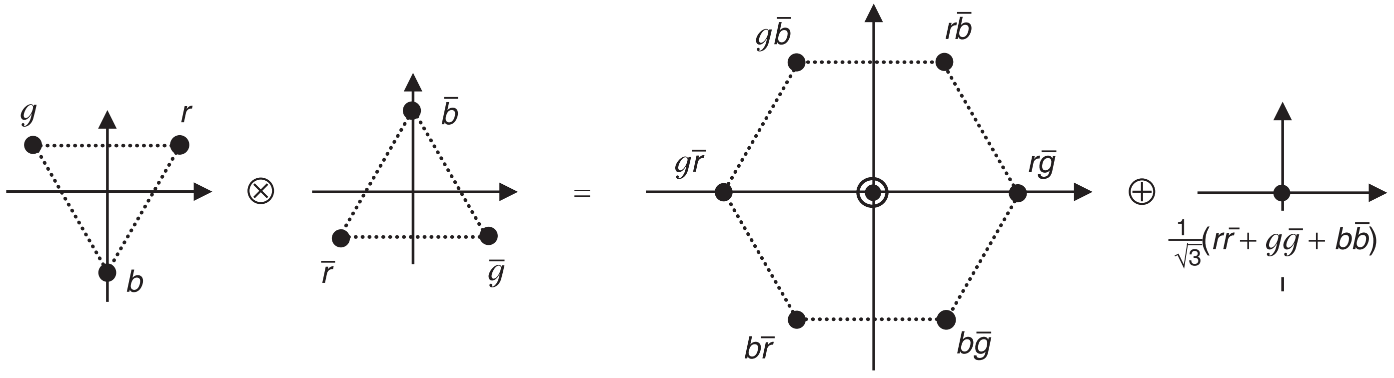
- Los estados singlete de color de SU(3) son combinaciones "sin color":
  - poseen números cuánticos de color $I_3^c = Y^c = 0$ (condición necesaria pero no suficiente).
  - La acción de los operadores escalera en un estado singlete de color debe dar 0 (análogo a el estado singlete de spin "sin espín" |0,0>)

- La hipótesis de confinamiento de color implica que sólo los estados singlete de color pueden existir como partículas libres -> todos los estados ligados de quarks y antiquarks deben ocurrir en singles de color.

- El álgebra de la simetría exacta SU(3) de color es igual a la de simetría de sabor donde reemplazamos u->r, d->g y s->b.

Confinamiento de color

- Función de onda de color de un estado ligado $q\bar{q}$:



Octete
posee color

Singlete
Sin color

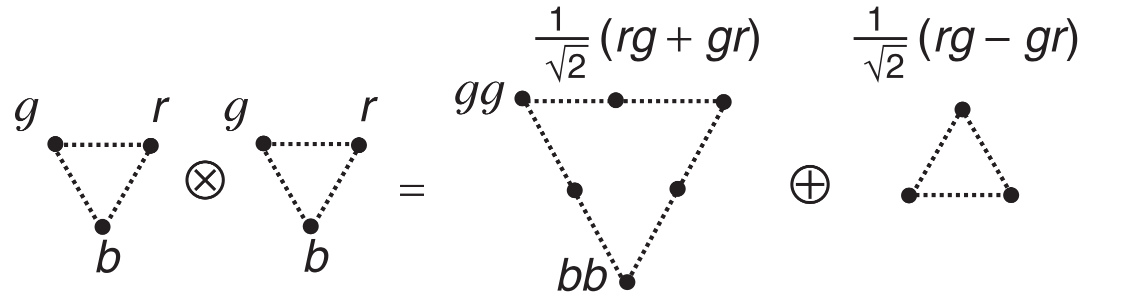
Función de onda de color de un mesón

$$\psi^c(q\bar{q}) = \frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$$

- La adición de un tercer quark o antiquark al octete o al singlete lleva a estados con $I_3^c = Y^c \neq 0$ -> estados $qq\bar{q}$ or $q\bar{q}\bar{q}$ no existen en la naturaleza

Confinamiento de color

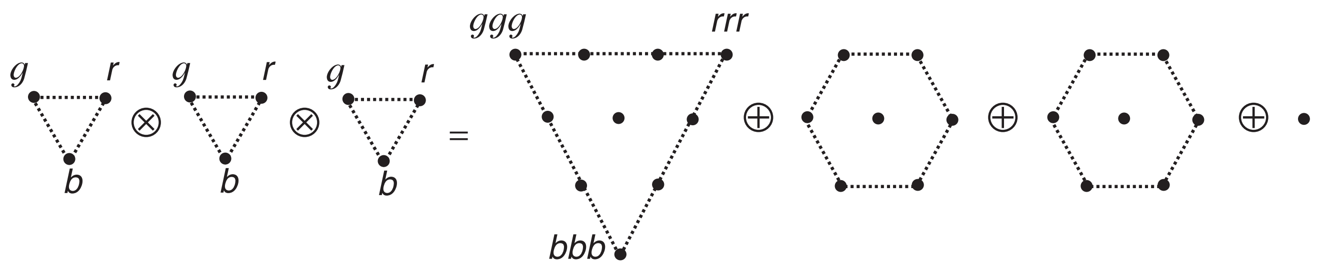
- Estado ligado qq:



Sextete con color Triplete con color

Los estados ligados qq son objetos con color y por lo tanto no existen en la naturaleza.

- Si agregamos otro triplete:



Esta combinación da lugar a un singlete de Color:

$$\psi^c(qqq) = \frac{1}{\sqrt{6}}(rgb - rbg - gbr - grb + brg - bgr)$$

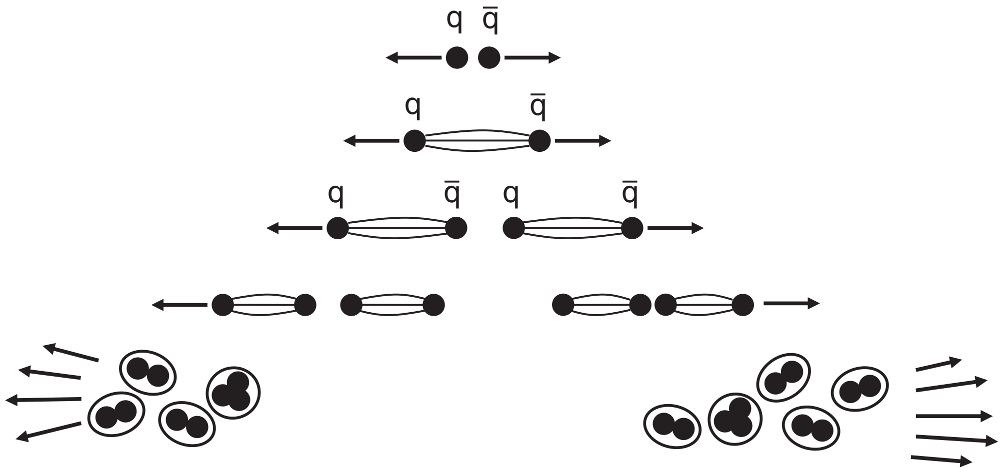
- Por lo tanto observamos en la naturaleza estados ligados qqq.
- La función de onda de color singlete es totalmente antisimétrica y como es el único estado singlete de color para tres quarks -> la función de onda de color de bariones es siempre antisimétrica!

Hadronización y jets

- En procesos como ee -> qq, dos quarks inicialmente libres de alta energía son producidos y viajan en sentido contrario en el sistema de referencia centro de masa.

- Como consecuencia del confinamiento de color -> los quarks no se propagan libremente y son observados como jets (chorros) de partículas sin color.

- El proceso por el cual los quarks de alta energía producen jets se conoce como hadronización.



- Los quarks producidos en la interacción se separan a alta velocidad.
- El campo de color los restringe a un tubo con densidad de energía ~ 1GeV/fm
- Mientras los quarks se separan, el campo de color es suficiente para proveer la energía necesaria para formar un par $q\bar{q}$.
- El proceso continua y se forman más pares $q\bar{q}$.
- Todos los quarks y antiquarks tienen suficiente energía para combinarse y formar hadrones sin color.

El proceso de hadronización resulta en dos jets de hadrones, uno en la dirección del quark inicial y el otro en la dirección del antiquark inicial.

Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

- A escalas de baja energía la constante de acoplamiento de la QCD es grande, $\alpha_S \sim O(1)$ -> la expansión perturbativa discutida en el contexto de la QED no converge rápidamente.

- Los procesos de QCD de baja energía no son calculables usando la teoría tradicional de perturbaciones -> existen técnicas computacionales Lattice QCD (muy demandantes computacionalmente hablando).

- Resulta que α_S no es constante -> su valor depende de la escala de energías de interacción que está siendo considerada.

- A energías altas, α_S se vuelve lo suficientemente pequeña para que podamos utilizar la teoría de perturbaciones.

Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

- En este sentido QCD se divide en:
  - un régimen no perturbativo a bajas energías, donde no es posible hacer cálculos de primeros principios (hadronización)
  - un régimen a altas energías donde la teoría de perturbaciones puede ser utilizada.

- El running de α_S está relacionado al concepto de renormalización.

Renormalización en QED

- La intensidad de la interacción entre un fotón y un electrón está determinada por el acoplamiento en el vértice de QED -> hasta aquí considerado constante y con valor e.

- El valor experimental medido de la carga del electrón e, que corresponde a $\alpha \approx 1/137$ se obtiene de mediciones de intensidad del potencial estático de Coulomb en física atómica.

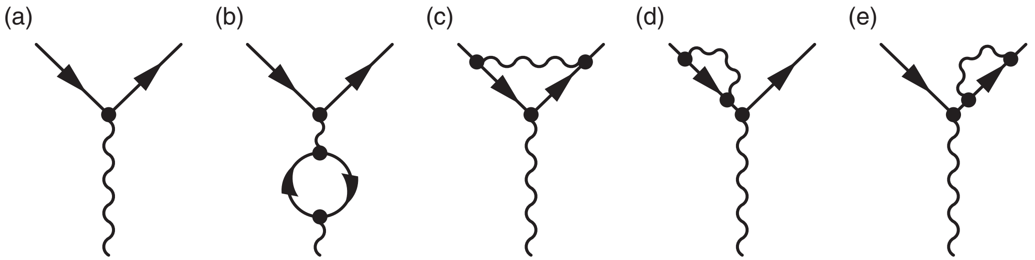
Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

Renormalización en QED

- Esta no es la misma intensidad de acoplamiento entre un electrón y un fotón que aparecen en los diagramas de Feynman -> e_0 ("carga del electrón desnudo").

- El valor de e medido es la intensidad efectiva de interacción que resulta de la suma de todas contribuciones que provienen de los diagramas relevantes de QED de orden más alto.

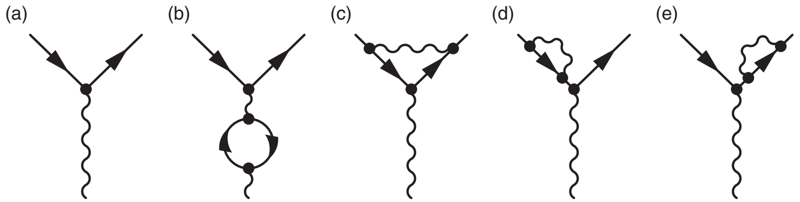
- Hasta aquí, sólo las contribuciones de menor orden al acoplamiento electrón-fotón de QED se han considerado.
- Sin embargo, para cada vértice de QED en un diagrama de Feynman, hay un conjunto infinito de correcciones a orden más alto ($o(e^2)$).



b) correcciones al propagador de fotones.
c)-e) correcciones a la corriente del electrón

Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

Renormalización en QED

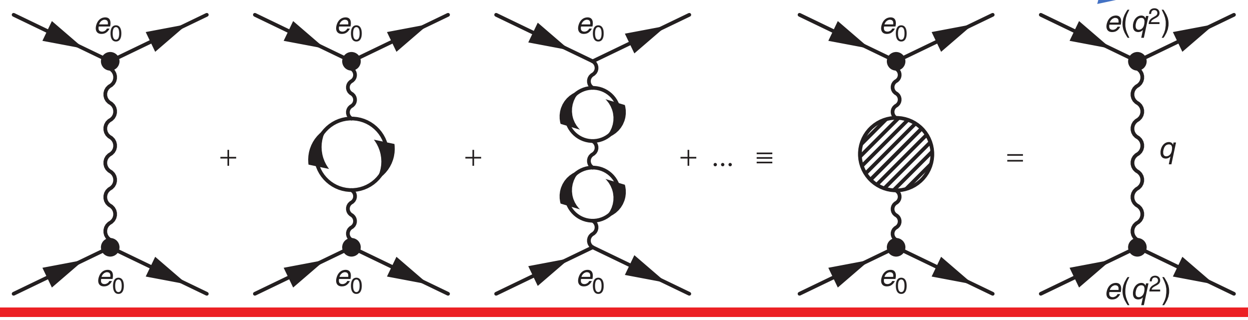


- Para cada diagrama de orden más alto se pueden aplicar las reglas de Feynman para escribir el elemento de matriz.
- Cada loop en los diagramas de Feynman es una integral en los 4 momentos de las partículas en el loop y esos diagramas conducen a divergencias (infinitos).
- Los infinitos asociados con las correcciones a las corrientes se cancelan entre sí.
- Los infinitos asociados al propagador del fotón (términos de auto-energía del fotón) pueden ser absorbidos en la definición de la carga del electrón.

Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

Renormalización en QED

- La serie infinita de correcciones al propagador del fotón se tienen en cuenta al reemplazar el diagrama a orden más bajo por una serie infinita de diagramas de loops expresados en términos de e_0.
- Como resultado de las correcciones de loops, el propagador del fotón no tendrá mas la forma simple de $1/q^2$.
- Los efectos físicos de la modificación al propagador del fotón se tienen en cuenta si conservamos la dependencia $1/q^2$ para el propagador efectivo y absorbemos las correcciones en la definición de la carga eléctrica, que ahora necesariamente depende de q^2



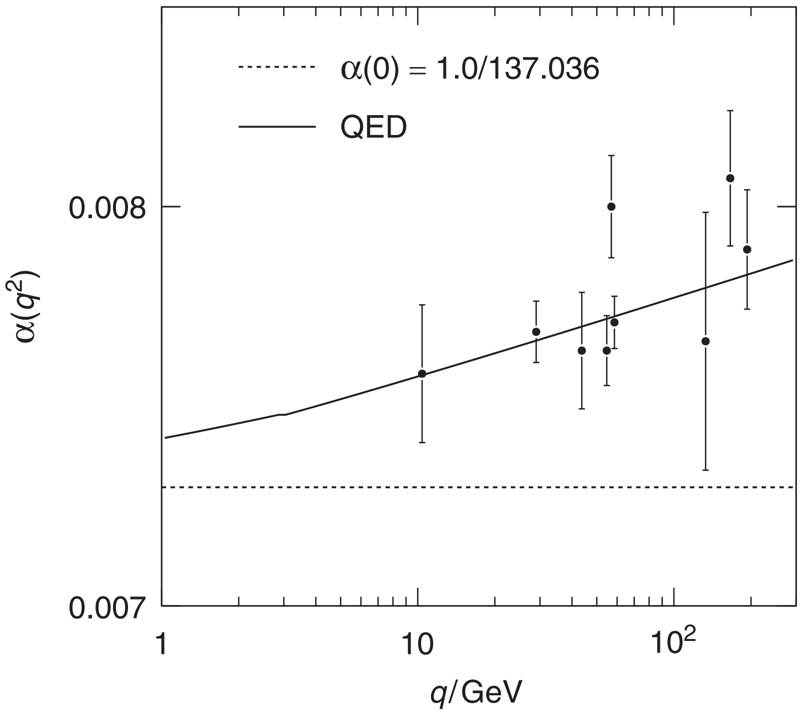
Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

Renormalización en QED

- Se puede mostrar que la constante de acoplamiento adquiere la forma:

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(q_0^2)}{1 - \alpha(q_0^2)\frac{1}{3\pi} ln\left(\frac{q^2}{q_0^2}\right)}$$

Opal Collaboration
Eur.Phys.J., C33, 173-212

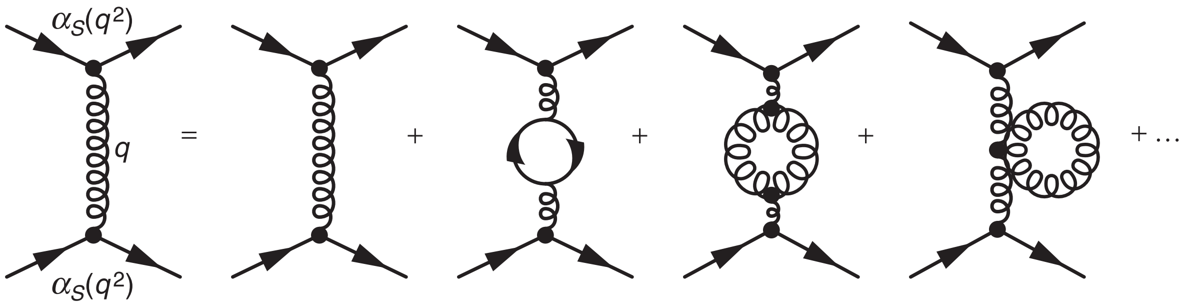


- El signo menos implica que el acoplamiento de QED aumenta cuando aumenta q^2, pero su evolución es lenta.
- Mediciones de física atómica a $q^2 \approx 0$ -> $\alpha(q^2 \approx 0) = \frac{1}{137.035}$
- Para una energía de cm 193 GeV -> $\alpha = \frac{1}{124.4}$

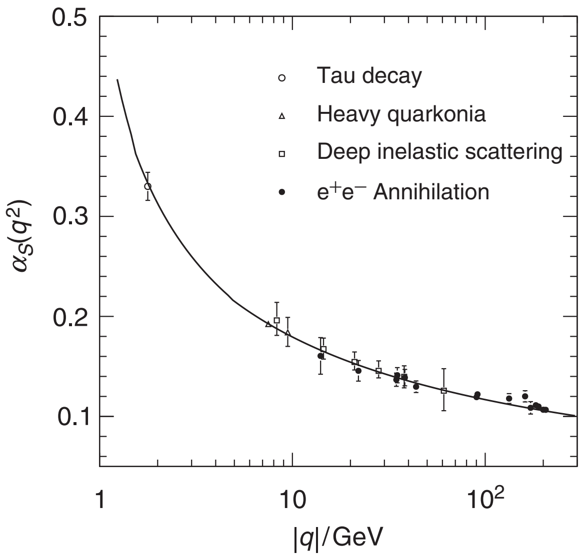
Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

Renormalización en QCD

- La renormalización en QCD es similar a la de QED.
- Sin embargo debido a los términos de auto-interacción gluón-gluón -> hay diagramas adicionales



Presencia de loops de bosones y fermiones



- Podemos escribir el acoplamiento para la interacción fuerte:

$$\alpha_S(q^2) = \frac{q_0^2}{1 + B\alpha_S(q_0^2)ln\left(\frac{q^2}{q_0^2}\right)}$$

Para 3 colores y $N_f \leq 6$ de quarks

B $\neq$ 0 -> α_S decrece con q^2

$$B = \frac{11N_c - 2N_f}{12\pi}$$

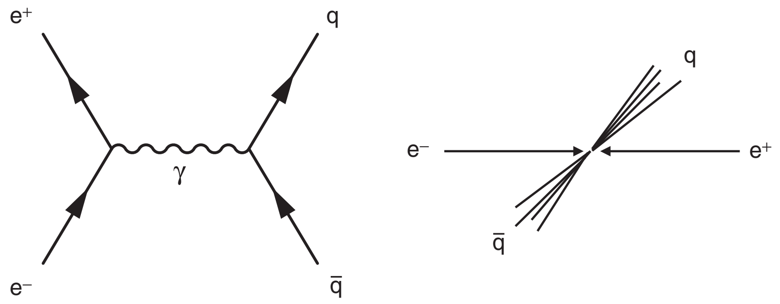
Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

Libertad asintótica

- La intensidad del acoplamiento de QCD varía considerablemente en el rango de energías relevante para la física de partículas.
- A $|q| \sim 1GeV$, α_S es del orden de O(1) y la teoría de perturbaciones no se puede utilizar.
- Este régimen no perturbativo aplica a la discusión de estados hadrónicos ligados y los procesos de hadronización.
- A $|q| > 100GeV$, escala típica de los experimentos de colisión, $\alpha_S \sim 0.1$, lo cual es lo suficientemente pequeño como para poder usar la teoría de perturbaciones.
- Esta propiedad de la QCD se denomina libertad asintótica.
- Esta propiedad es la razón por la cual en la discusión de DIS a alto q^2 -> los quarks pueden ser tratados como cuasi-libres.
- Si bien podemos utilizar la teoría de perturbaciones, α_S no es lo suficientemente pequeña como para despreciar las correcciones de órdenes más altos.

QCD en la aniquilación electrón-positrón

- Gran número de propiedades de la QCD se puede estudiar en colisionadores de ee^{+} básicamente a través de la producción de pares $q\bar{q}$.



Ventajas

- El proceso de QED de aniquilación ee^{+} es bien entendido y calculado con alta precisión.
- No hay incertezas asociadas a las pdfs.
- El estado final observado corresponde a la interacción subyacente importante.
- Asumiendo que los quarks son partículas de espín 1/2, sabemos que la dependencia angular de la sección eficaz diferencial para el proceso $e^{+}e^{-} \rightarrow q\bar{q}$ es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (1 + \cos^2\theta)$$

QCD en la aniquilación electrón-positrón

- Como $q\bar{q}$ se hadronizarán en jets de hadrones -> no es posible identificar experimentalmente de que sabor de quark fue producido ->
  sección eficaz se expresa como una suma inclusiva sobre todos los sabores de quarks.

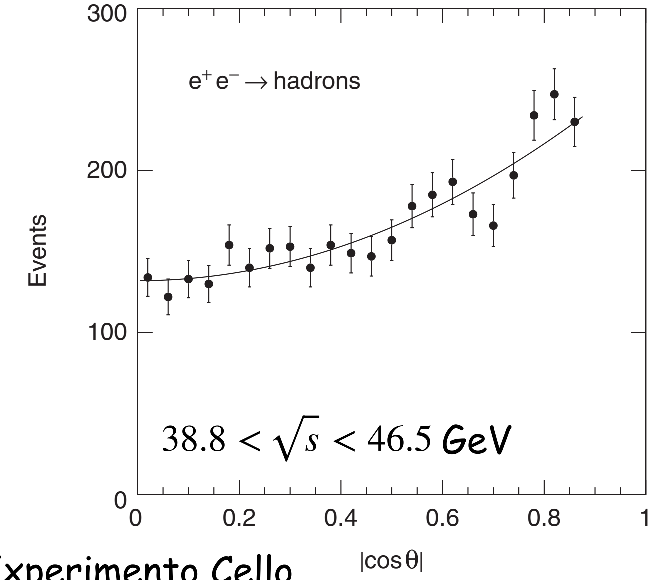
- No es posible identificar cuál jet proviene del quark y cuál del antiquark ->
  sección eficaz se expresa en términos de $|\cos\theta|$

- Distribución angular de jets en el proceso $e^+e^- \rightarrow hadrons$

- Consistente con la forma esperada: $$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (1+\cos^2\theta)$$

- Los quarks son partículas de espín 1/2

Phys.Lett.B183,400-411



Experimento Cello

QCD en la aniquilación electrón-positrón

- El color se conserva y las posibles combinaciones de color del estado final $q\bar{q}$ se puede producir como $g\bar{g}$, $r\bar{r}$ o $b\bar{b}$.
- Para un sabor de quark y un color: $\sigma(e^+e^- \to q_i\bar{q}_i) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}Q_q^2$

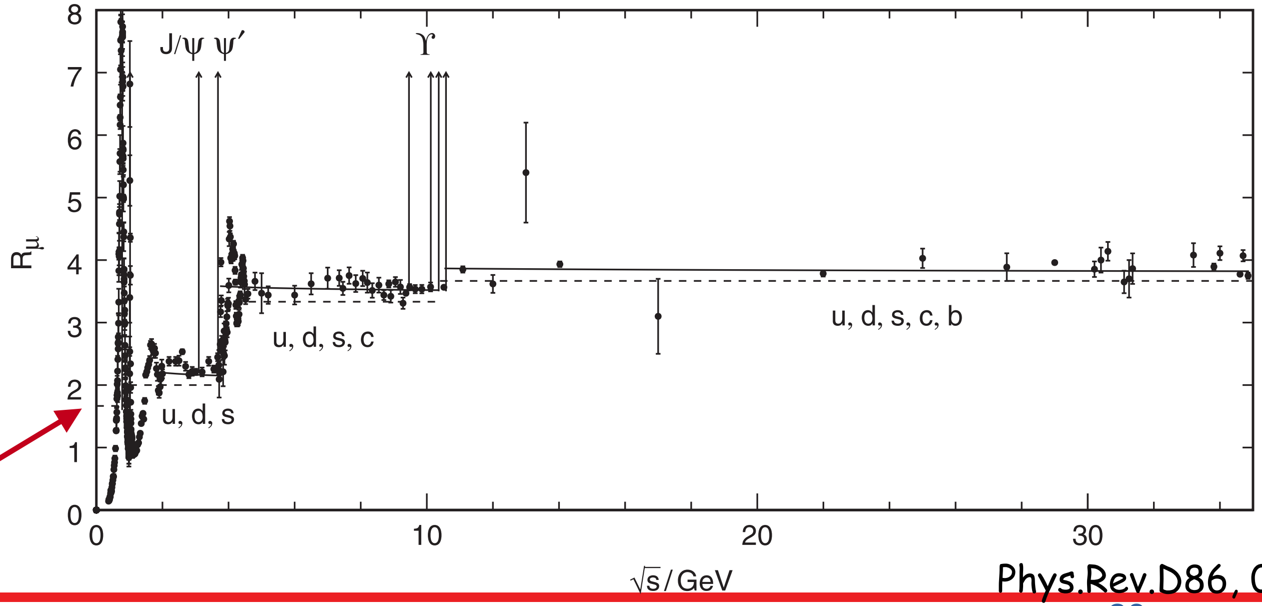
Viene de los colores

- Experimentalmente observamos jets de hadrones: $\sigma(e^+e^- \to hadrones) = 3\sum_{u,d,s,...}\frac{4\pi\alpha^2}{3s}Q_q^2$
- Usualmente se mide el cociente:

$$R_\mu = \frac{\sigma(e^+e^- \to hadrones)}{\sigma(e^+e^- \to \mu + \mu^-)} = 3\sum_{u,d,s,...} Q_q^2$$

Los datos son consistentes con el valor esperado teniendo en cuenta el factor 3 de color.

$$R_\mu = 3 \otimes (1/9 + 4/9 + 1/9) = 2$$



Phys.Rev.D86, 010001

QCD en la aniquilación electrón-positrón

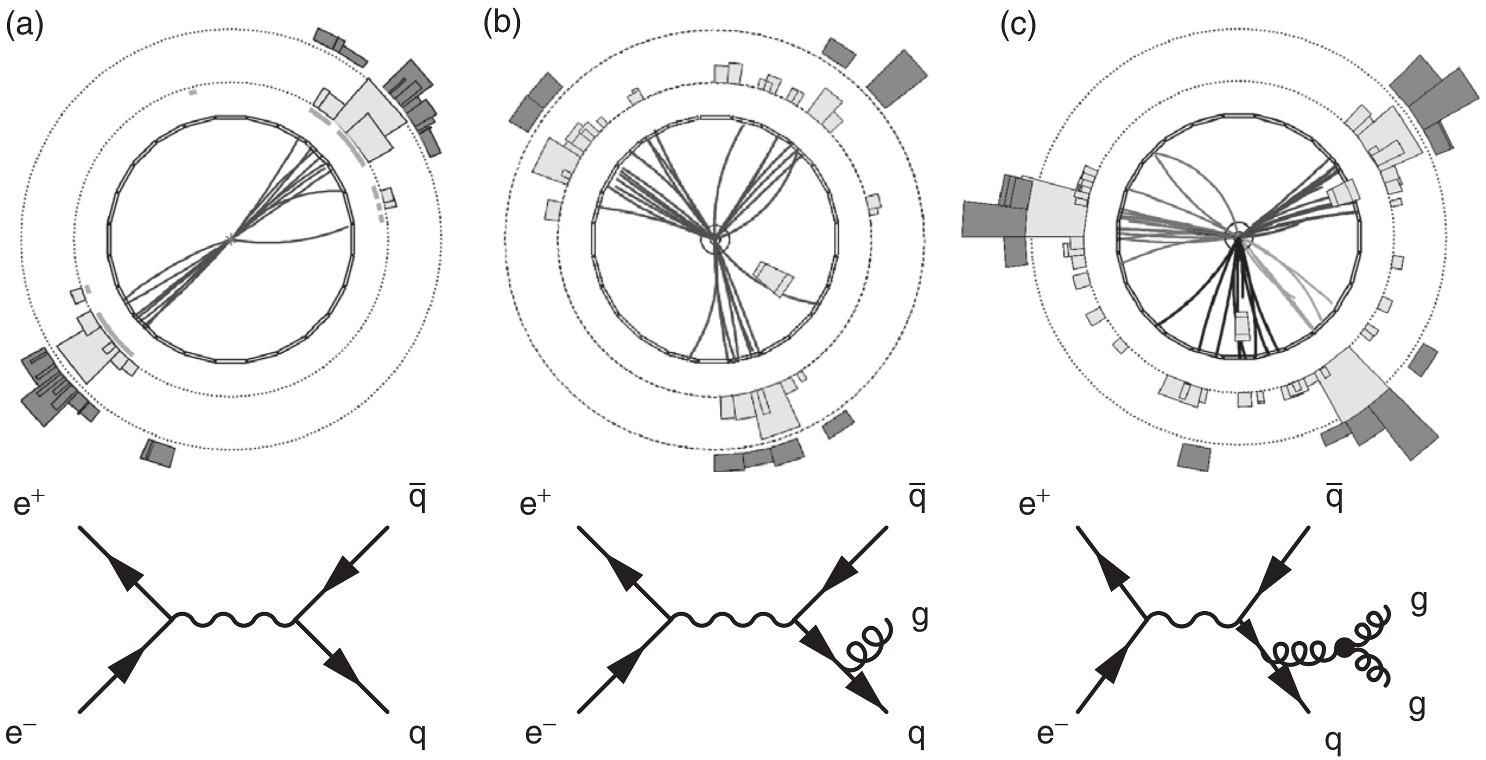
- La producción de jets en colisiones electrón-positrón de alta energía provee una evidencia directa de la existencia de gluones.

- La mayoría de los eventos se producen con una topología de 2 jets.

- Existen eventos de 3 y 4 jets.

- N_{3j} relativo a N_{2j} provee una de las mediciones de $\alpha_S(q^2)$ más precisas.

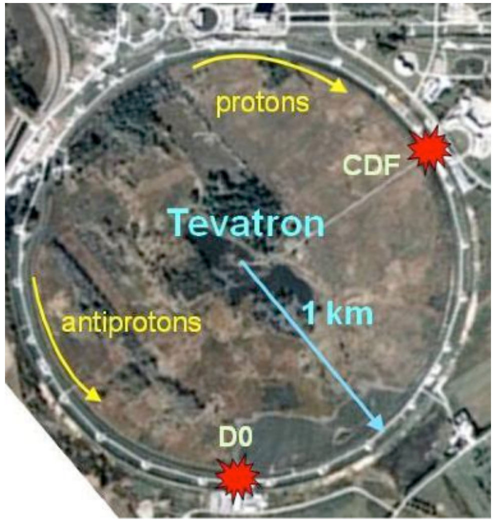
- Las distribuciones angulares de 4 jets permiten distinguir entre una simetría SU(3) de color de otra simetría de gauge.



Colaboración OPAL de LEP

Colisiones hadrón-hadrón

- Los colisionadores hadrónicos, protón-protón (LHC) o protón-antiprotón(Tevatron) permiten alcanzar energías de centro de masa mayores que las de un colisionados circular electrón-positrón.
- Son importantes para la búsqueda de nuevas partículas a escalas altas de masas.
- Los procesos subyacentes en colisiones hadrón-hadrón son las interacciones de dos partones, que pueden ser quarks, antiquarks o gluones.



Colisiones hadrón-hadrón

Cinemática de eventos de colisionadores hadrónicos

- En la dispersión e-p elástica -> una variable es suficiente para describir la cinemática -> ángulo de dispersión del electrón.
- En la dispersión e-p inelástica -> se requieren dos variables, por ejemplo Q^2, x
- En las colisiones hadrón-hadrón -> se necesitan 3 variables, por ejemplo Q^2, x_1, x_2

- En estos experimentos, los partones dispersados se observan como jets : pp -> 2 jets + X -> los ángulos de los dos jets con respecto al eje del haz son cantidades que se miden precisamente.

- La sección eficaz suele describirse en términos de los ángulos de los dos jets y la componente del momento de uno de los jets en el plano transversal al eje del haz (momento transverso)

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

El eje z está definido en la dirección del haz

Colisiones hadrón-hadrón

Cinemática de eventos de colisionadores hadrónicos

- En colisionadores como el LHC, la colisión se realiza en el sistema de referencia centro de masa del sistema pp, que no es el sistema cm de los partones que interactúan.

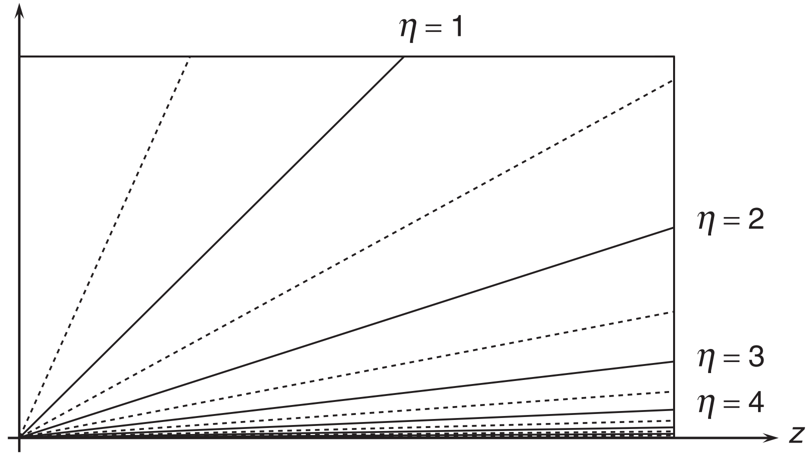
- El momento neto longitudinal del sistema de partones que colisionan está dado por $(x_1 - x_2)E_p$ -> en un proceso pp -> 2 jets + X -> el estado final de dos jets está corrido a lo largo de la dirección del haz.
- Los ángulos de los jets se expresan usualmente en términos de la rapidez $y = \frac{1}{2}\ln(\frac{E+p_z}{E-p_z})$
- La masa invariante del sistema de partículas que forman un jet se denomina masa del jet.
- Para jets de alta energía -> $\text{jet}_{\text{mass}} \ll p_z \approx E\cos\theta$ -> $y \approx \frac{1}{2}\ln(\cot^2\frac{\theta}{2})$ -> utilizamos la pseudorapidez

$$\eta \equiv -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$$

Colisiones hadrón-hadrón

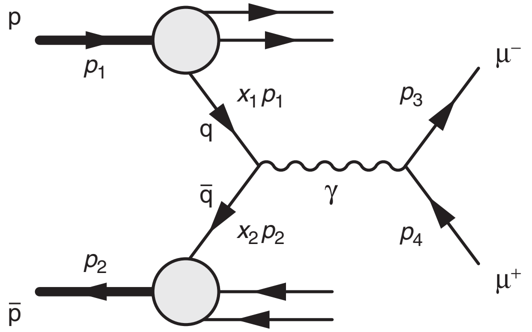
Cinemática de eventos de colisionadores hadrónicos

$$\eta \equiv -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$$



- La sección eficaz diferencial para la producción de jets en colisiones hadrón-hadrón es aproximadamente constante en η -> igual número de jets se observan en cada intervalo de η.

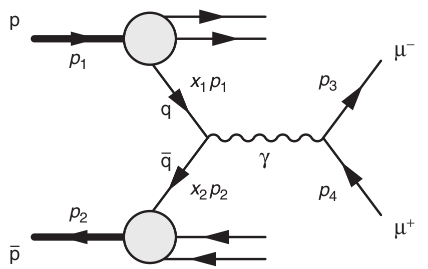
Proceso de Drell-Yan



- Producción de un par de leptones en colisiones hadrón-hadrón proveniente de la aniquilación $q\bar{q}$

Colisiones hadrón-hadrón

Proceso de Drell-Yan

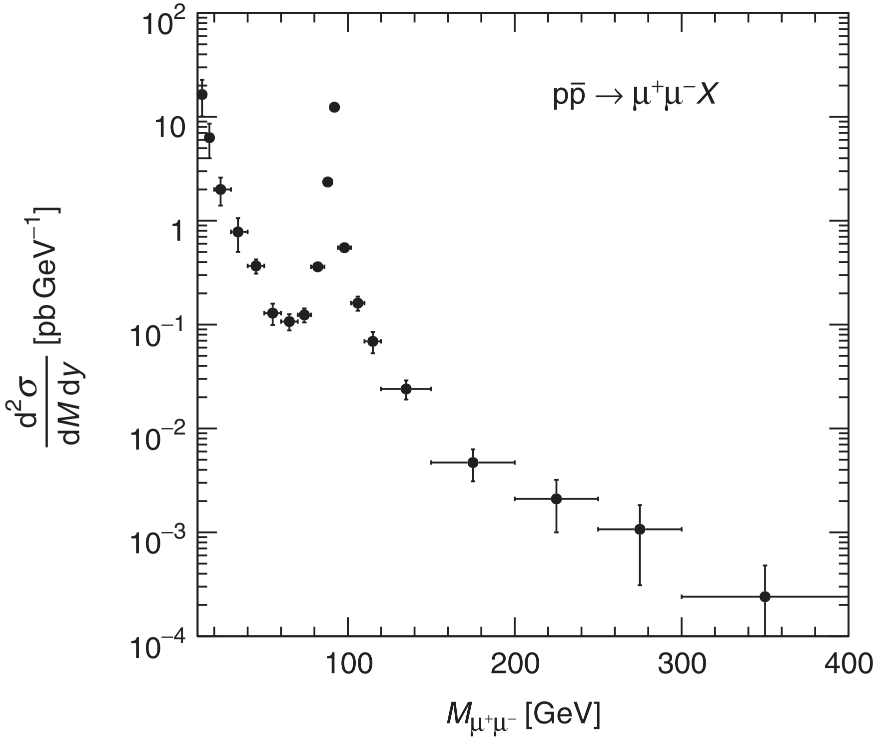


- La sección eficaz diferencial en términos de la masa invariante y la rapidez del sistema de muones es:

$$\frac{d^2\sigma}{dy\,dM} = \frac{8\pi\alpha^2}{9Ms} f(x_1, x_2)$$

$$f(x_1,x_2) = \left[\frac{4}{9}\left\{u(x_1)u(x_2) + \overline{u}(x_1)\overline{u}(x_2)\right\} + \frac{1}{9}\left\{d(x_1)d(x_2) + \overline{d}(x_1)\overline{d}(x_2)\right\}\right]$$

- Sección eficaz de Drell-Yan medida por el experimento
- CDF de Tevatron.
- El fuerte aumento de la sección eficaz alrededor de 91 GeV corresponde a la producción resonante de un bosón Z en vez de un fotón.



Colisiones hadrón-hadrón

Producción de jets en el LHC

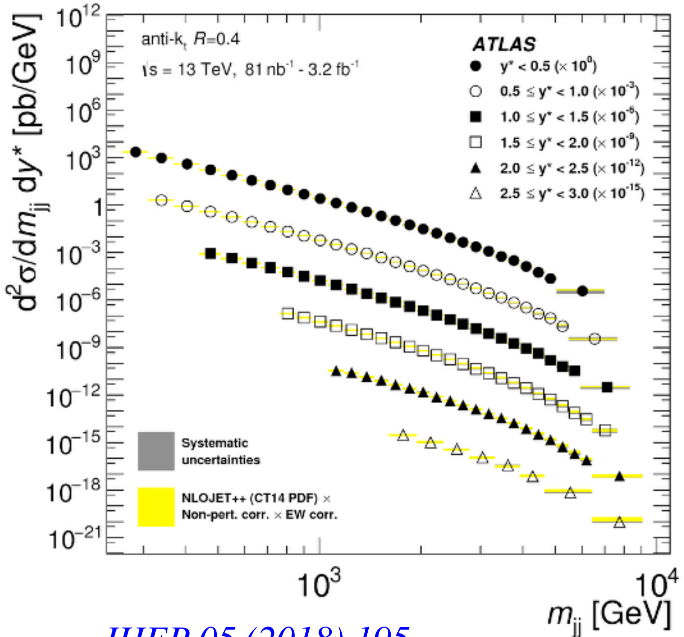
- El LHC es el acelerador de más alta energía jamás construido. Es un colisionador de pp diseñado para llegar a una energía del cm de 14 TeV.

- En sus dos primeras corridas, ha recolectado gran cantidad de datos a una energía de centro de masa 7 TeV (Run 1) y 13 TeV (Run 2)

- El proceso más común de alta energía en el LHC es la producción de QCD de dos jets.

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_1\,\mathrm{d}x_2} = \frac{4\pi\alpha_S^2}{9Q^4}\left[1+\left(1-\frac{Q^2}{sx_1x_2}\right)^2\right]g(x_1,x_2)$$

$$g(x_1,x_2) = [u(x_1)u(x_2) + u(x_1)d(x_2) + d(x_1)u(x_2) + d(x_1)d(x_2)]$$



JHEP 05 (2018) 195

Colisiones hadrón-hadrón

Producción de jets en el LHC