

Cromodinámica Cuántica

Néstor Armesto y Carlos Pajares

*Departamento de Física de Partículas e Instituto Galego de Física de Altas Enerxías
Universidade de Santiago de Compostela, 15782 Santiago de Compostela, España*

Abstract: In this article we briefly review the key concepts on Quantum Chromodynamics as the quantum field theory of strong interactions. After a brief reminder of its origin and gauge structure, we discuss its central features: asymptotic freedom and confinement. We then analyze some of the evidences of the existence of colored partons: lepton-hadron deep inelastic scattering and jets. Next we examine some of the symmetries of QCD: isospin, chiral symmetry and scale invariance, to briefly discuss the structure of the QCD vacuum. Finally, we shortly review some aspects of QCD at high temperature and density.

1 Introducción

La Cromodinámica Cuántica (QCD) es la teoría que explica la interacción fuerte y, más en concreto, la interacción entre los quarks para formar todas las partículas que interaccionan fuertemente (hadrones), ya sean mesones donde interaccionan quark y antiquark, $q\bar{q}$, o bariones donde interaccionan tres quarks, qqq .

La interacción entre los quarks se realiza mediante el intercambio de gluones, que son los portadores de un nuevo número cuántico, el color. El color fue introducido por Greenberg para restaurar el principio de Pauli: dado que los quarks son partículas de espín 1/2, dos quarks del mismo tipo no podían tener los mismos números cuánticos. Sin embargo, existen tres bariones, Δ^{++} , Δ^- y Ω^- , formados por tres quarks uuu , ddd y sss respectivamente. Por tanto, es necesario asociar a cada quark un nuevo número cuántico, el color, de tal manera que cada quark tenga tres posibles valores diferentes. Han y Nambu introdujeron el color de manera dinámica y, posteriormente, este grupo y otros dos independientemente (D. Gross y F. Wilczek en Princeton, y D. Politzer en Harvard, [1, 2]) demostraron que la interacción entre quarks y gluones desaparece a distancias pequeñas, explicando por qué los quarks se comportaban

como casi libres dentro del protón, tal y como habían revelado los datos de Stanford sobre colisiones electrón-protón profundamente inelásticas. Este fenómeno de importancia capital se denomina libertad asintótica, y permitió a H. Fritzsche, M. Gell-Mann y H. Leutwyler escribir el Lagrangiano de QCD en 1973 [3]. Para mayor detalle del que se tratará en este artículo, el lector puede acudir a los textos en [4].

El Lagrangiano que describe la Electrodinámica Cuántica (QED) puede deducirse imponiendo una cierta simetría, denominada invariancia gauge, al Lagrangiano de una partícula libre. En efecto, si consideramos el Lagrangiano

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (1)$$

que describe el campo ψ de un electrón libre, siendo γ^μ las matrices de Dirac que satisfacen el anticonmutador

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}, \quad (2)$$

con $g^{\mu\nu}$ el tensor métrico, y queremos que sea invariante frente a las transformaciones gauge:

$$\begin{aligned} \psi &\longrightarrow \psi' = \exp[iq\alpha(x)]\psi, \\ \bar{\psi} &\longrightarrow \bar{\psi}' = \exp[-iq\alpha(x)]\bar{\psi}, \end{aligned} \quad (3)$$

donde $\alpha(x)$ es una función y q la carga asociada al quark, introducimos el campo vectorial del fotón $A_\mu(x)$ que se transforma bajo la transformación gauge como

$$A_\mu \longrightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu\alpha(x), \quad (4)$$

y sustituimos en el Lagrangiano (1) la derivada ∂_μ por la derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu, \quad (5)$$

el nuevo Lagrangiano

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi \quad (6)$$

es invariante gauge y contiene el Lagrangiano libre \mathcal{L}_0 más una interacción,

$$\mathcal{L}_{QED} = \mathcal{L}_0 - j^\mu A_\mu, \quad j^\mu = q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi. \quad (7)$$

Por tanto, la simetría gauge determina la interacción. Dicha interacción se ilustra en la Figura 1, donde un electrón (ψ) emite un fotón (A_μ) y continúa su camino ($\bar{\psi}$).

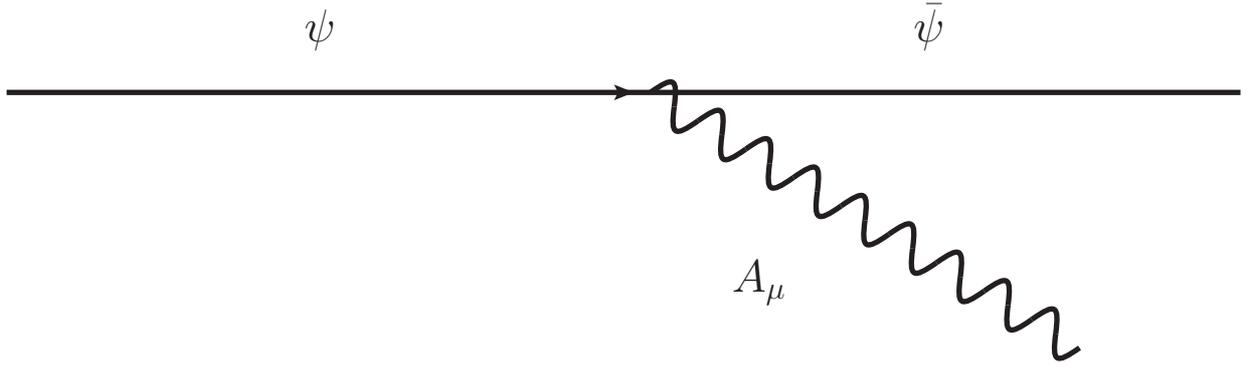


Figure 1: Diagrama de la interacción en QED.

Para obtener el Lagrangiano completo de QED, debemos añadir a (6) el término que describe el campo electromagnético libre,

$$-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}, \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (8)$$

Observemos que si el fotón tuviese masa, deberíamos añadir al Lagrangiano el término $\frac{1}{2}m_\gamma^2 A^\mu A_\mu$ que no es invariante gauge. Por tanto, la invariancia gauge implica que $m_\gamma = 0$.

QCD es análoga a QED reemplazando el grupo $U(1)$ de QED (que hace que en las transformaciones de gauge (3), (4) aparezca solamente la función $\alpha(x)$ y un solo campo de gauge $A_\mu(x)$), por el grupo $SU(3)$ de color, en el que aparecen 8 funciones $\alpha_a(x)$, $a = 1, 2, \dots, 8$, y 8 campos de gauge $G_\mu^a(x)$ correspondiendo a los 8 gluones.

Procediendo igual que en QED, comenzamos por escribir el Lagrangiano de los quarks libres

$$\mathcal{L} = \sum_q \bar{\psi}_q^j i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_q^k - \sum_q m_q \bar{\psi}_q^j \psi_q^j, \quad (9)$$

dinde los índices j, k indican el color, $j, k = 1, 2, 3$, y $q = d, u, s, c, b, t$ el tipo de quark (flavor). Para simplificar la notación, escribiremos temporalmente un solo flavor de quark y omitiremos el índice de color.

La transformación de gauge de los campos de los quarks viene dada por

$$\psi_q(x) \longrightarrow \psi'_q(x) = \exp [ig_s \alpha_a(x) T_a] \psi_q(x), \quad (10)$$

donde g_s es la constante de acoplamiento de la interacción fuerte, y T_a son matrices 3×3 de traza nula, generadores del álgebra del grupo $SU(3)$ que satisfacen

$$[T_a, T_b] = if_{abc} T_c, \quad (11)$$

con f_{abc} las constantes de estructura del grupo (se sobreentiende que los índices de color y de Minkowski repetidos se suman). Para mantener la invariancia gauge, necesitamos introducir 8 campos de gauge, los campos de los gluones, que se transforman como

$$G_\mu^a \longrightarrow G_\mu^{a'} = G_\mu^a - \partial_\mu \alpha_a(x) - g_s f_{abc} \alpha_b(x) G_\mu^c, \quad (12)$$

reemplazamos en (9) ∂_μ por la derivada covariante D_μ , con

$$D_\mu = \partial_\mu + i g_s T_a G_\mu^a \quad (13)$$

de tal modo que el Lagrangiano queda

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_q i \gamma^\mu D_\mu \psi_q - m_q \bar{\psi}_q \psi_q = \bar{\psi}_q i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_q - g_s \bar{\psi}_q i \gamma^\mu \psi_q T_a G_\mu^a - m_q \bar{\psi}_q \psi_q, \quad (14)$$

al que finalmente debemos añadir el término

$$-\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a, \quad F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c. \quad (15)$$

En esta ecuación, el término extra comparado con la expresión correspondiente en QED (8), proviene del término extra de la transformación del campo del gluón G_μ^a (12) comparado con el fotón A_μ (4). Este término extra es necesario para que el Lagrangiano sea invariante, debido a que al ser la simetría no abeliana (véase (11)), aparece un término adicional al introducir (10) en (9). Si analizamos la interacción, observamos que además de la emisión de un gluón por un quark (proviniente del segundo término de la interacción (14)) tenemos, de acuerdo con (15), las posibilidades de que un gluón emita un gluón y de que dos gluones emitan dos gluones, según se ilustra en la Fig. 2. Estas dos últimas posibilidades existentes en QCD son una diferencia esencial con lo que ocurre en QED, diferencia clave para entender los comportamientos diferentes en las dos teorías. La radiación en QCD (los gluones) emite radiación. Este comportamiento proviene del comportamiento no abeliano del grupo $SU(3)$ de simetría de QCD.

2 Apantallamiento de carga y libertad asintótica

En QED es bien conocido el efecto de apantallamiento de carga. En efecto, si consideramos el campo eléctrico producido por dos cargas situadas en un medio, las moléculas de éste se alinean en la dirección del campo, produciendo un apantallamiento o reducción del valor efectivo de las dos cargas (Fig. 3). En el entorno de dos cargas, la carga efectiva es la carga original desnuda

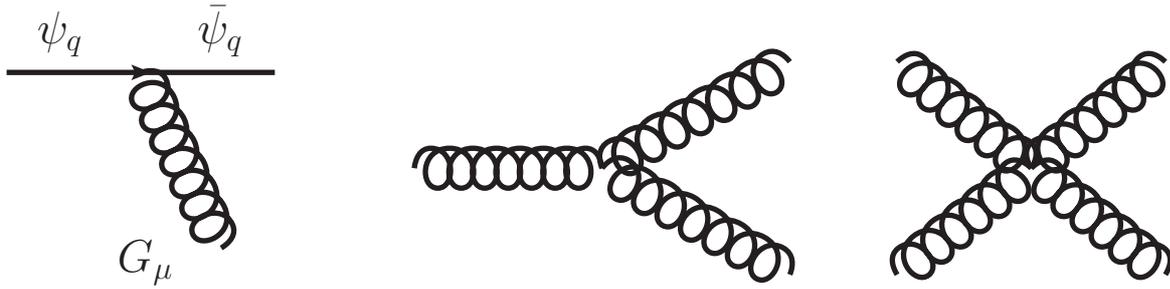


Figure 2: Diagrama de la interacción en QCD.

q reducida por la carga inducida. La carga efectiva varía en función de la distancia, tal como indica la Fig. 4. Para distancias más pequeñas que el diámetro molecular d , el apantallamiento disminuye y la carga efectiva se aproxima a la carga desnuda.

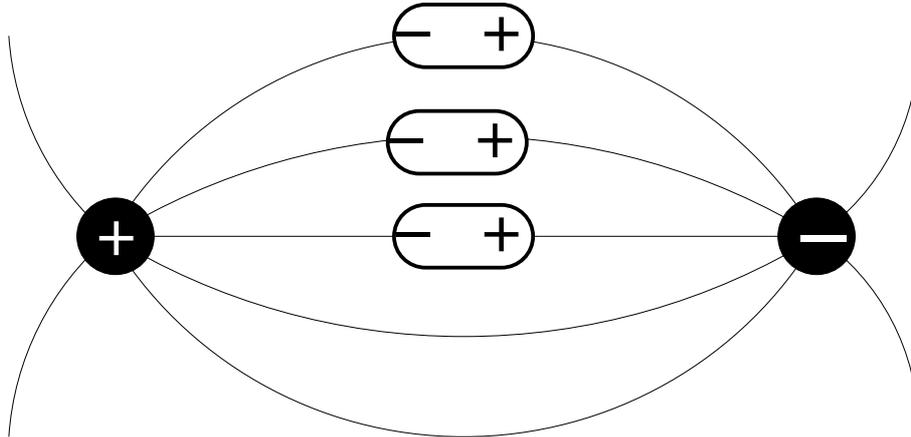


Figure 3: Polarización de un medio en QED.

Microscópicamente, en QED, la carga desnuda viene dada por el acoplamiento de la Fig. 5a. La carga efectiva se calcula teniendo en cuenta, además, diagramas del tipo de la Fig. 5b, en los que un fotón virtual produce un par e^+e^- que se aniquilan. De este modo, el vacío se comporta como un medio polarizable. El resultado en términos de la constante de estructura fina $\alpha_{em} = e^2/(\hbar c)$ es

$$\alpha_{em}(r) = \frac{\alpha_{em}(r_0)}{1 + \frac{\alpha_{em}(r_0)}{3\pi} \ln(r^2/r_0^2)} \quad (16)$$

donde, efectivamente, para $r < r_0$, $\alpha_{em}(r) > \alpha_{em}(r_0)$ y la carga efectiva crece a pequeñas distancias.

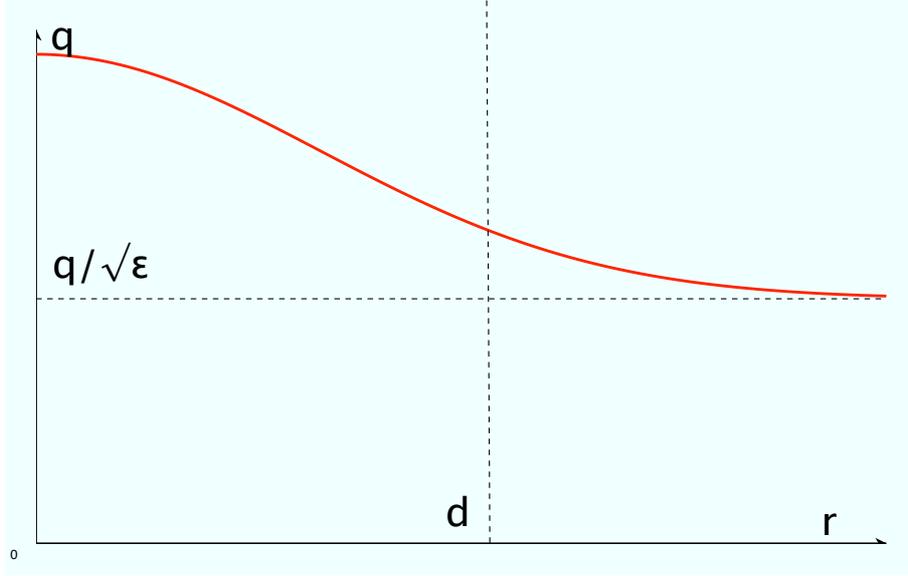


Figure 4: Carga efectiva en un medio polarizable.

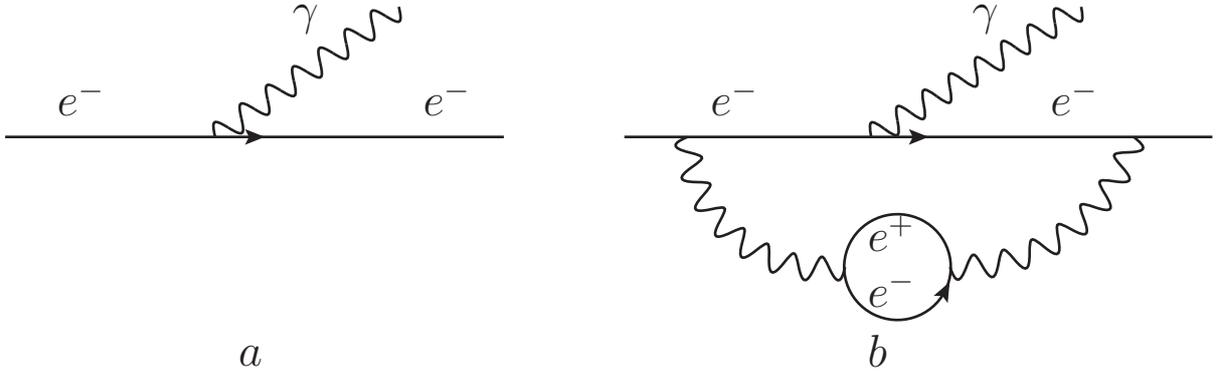


Figure 5: Renormalización de la carga en QED.

En QCD, las cosas suceden de manera distinta. Los gluones, mediadores de la interacción, al contrario de lo que sucede con los fotones, llevan color (la carga de la interacción fuerte) y pueden interactuar con ellos mismos. A los diagramas de las Figs. 6a y b, similares a los de las Figs. 5a y b en QED, debemos añadir diagramas del tipo 6c, en los que los gluones que vuelven a recombinarse formando un gluón. La contribución del diagrama 6c tiene signo opuesto al del 6b, de tal manera que el comportamiento de la constante de acoplamiento $\alpha_s = g_s^2/(4\pi)$ viene dado por la expresión

$$\alpha_s(r) = \frac{\alpha_s(r_0)}{1 - \frac{\alpha_s(r_0)}{12\pi}(11N_c - 2n_f) \ln(r^2/r_0^2)}. \quad (17)$$

Como $11N_c - 2n_f$ es positiva (el número de colores $N_c = 3$ y el de tipos de quarks $n_f = 6$),

cuando $r \rightarrow 0$, $\alpha_s(r) \rightarrow 0$, es decir, no hay interacción, fenómeno conocido como libertad asintótica. Este comportamiento de la constante de acoplo en QCD se ilustra en la Fig. 7.

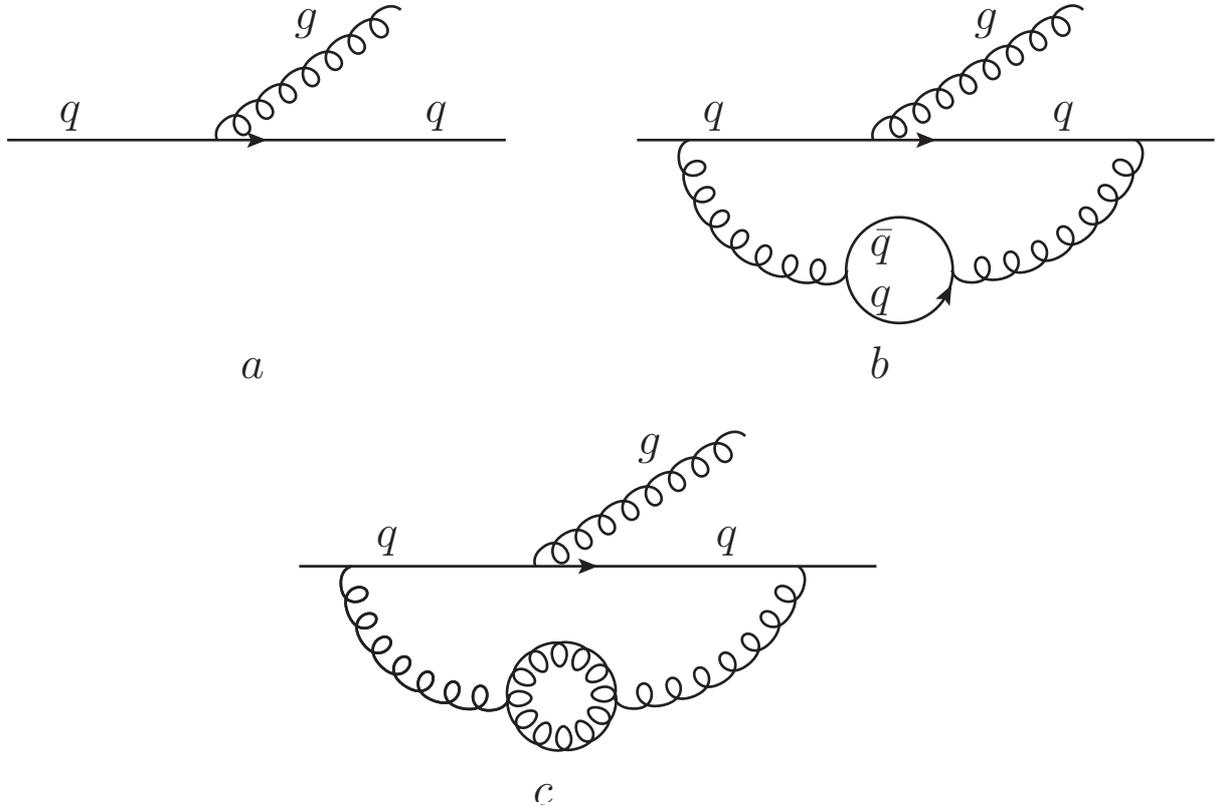


Figure 6: Renormalización de la carga en QCD.

3 Confinamiento

Los campos del Lagrangiano de QCD (quarks y gluones), contrariamente a lo que sucede en la mayoría de las teorías de campos, no son estados libres (al menos a temperatura y presión normales) y se encuentran confinados en el interior de los hadrones. Este fenómeno se denomina confinamiento. Esta característica central de QCD no se entiende desde un punto de vista analítico (véase por ejemplo [6]), aunque existen cálculos numéricos en el retículo que permiten reproducir algunas de sus consecuencias e.g. las masas de los hadrones [7]. Nótese que más del 95 % de la masa de un hadrón - un protón por ejemplo - se justifica debido a la interacción fuerte y no a la masa de los quarks que lo constituyen (los gluones en QCD tienen masa estrictamente nula).

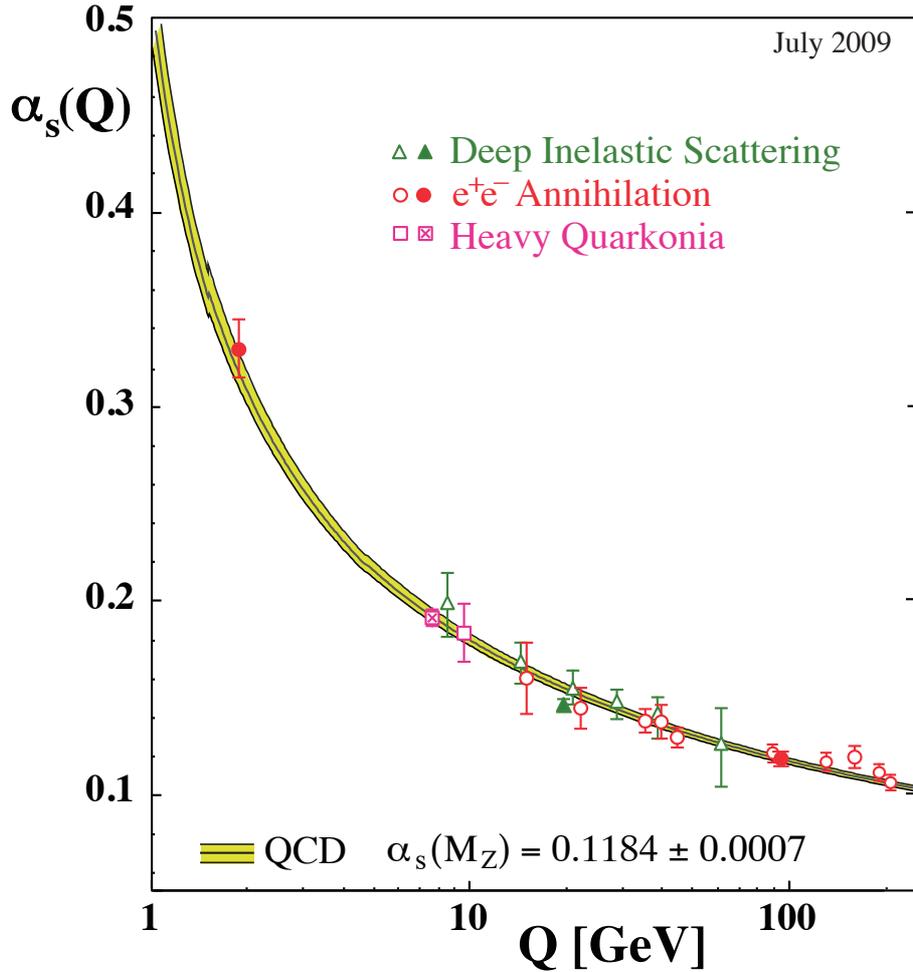


Figure 7: Compilación de datos sobre el comportamiento de la constante de acoplo fuerte α_s con el momento $Q \propto 1/r$, de [5].

Un modelo útil para visualizar el confinamiento es pensar en cargas magnéticas. La situación en QCD es la opuesta a lo que ocurre con el confinamiento de las cargas magnéticas. Si se rompe un imán en dos, se obtienen dos imanes, cada uno con sus polos positivo y negativo de tal modo que no es posible obtener un monopolo magnético. Sin embargo, es posible considerar un monopolo magnético bien como un objeto ideal, bien como un objeto de masa muy grande y todavía no observado. Por el contrario, los quarks son entes reales y de masa baja (en relación a la intensidad de la interacción que los gobierna). Si se quiere mantener la analogía con QED, la situación debe verse como sigue: El estado fundamental - el vacío - de QCD se puede considerar un condensado de gluones y de pares quark-antiquark que se crean en un punto y se aniquilan en otro. Así, este vacío es un dieléctrico de color perfecto, (constante dieléctrica de color $\chi = 0$).

Esto es análogo a los pares de electrones de un superconductor en la teoría BCS, que hacen que el superconductor sea un diamagneto perfecto (susceptibilidad magnética $\mu = 0$).

Pasar de QED a QCD supone cambiar el campo magnético por el campo cromoelectrónico, el superconductor de QED por el vacío de QCD y el vacío de QED por el interior de un hadrón en QCD (en el vacío de QED $\mu = 1$, y análogamente en el interior de un hadrón $\chi = 1$). El papel que juegan el interior y el exterior en QED y QCD están intercambiados (por ello esta imagen se denomina del superconductor dual). De la misma manera que el campo magnético es repelido hacia afuera del superconductor, el campo cromoelectrónico es repelido por el vacío de QCD y empujado hacia el interior del hadrón (de un modo que recuerda la formación de vórtices en un superconductor de tipo II), lo que implica el confinamiento de color como se ilustra en la Fig. 8.

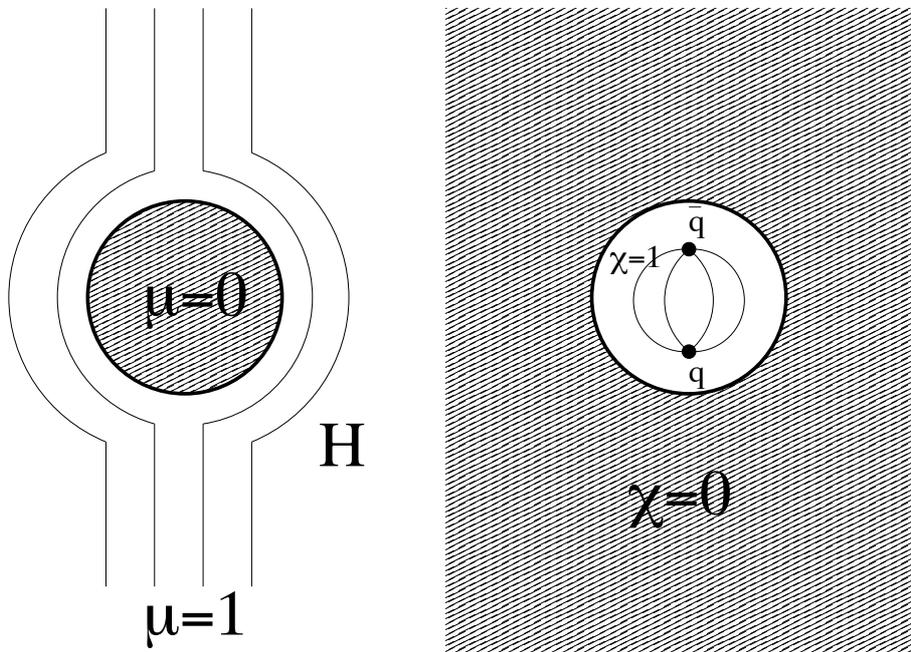


Figure 8: Ilustración de la imagen del superconductor dual.

4 Partones y dispersión leptón-hadrón profundamente inelástica

La evidencia de la existencia de los quarks y los gluones como constituyentes elementales de los hadrones precede a la formulación de QCD y encuentra su origen en los experimentos de

colisión leptón-hadrón en donde el leptón saliente es medido con un ángulo grande. En estos experimentos se intercambia un fotón de gran virtualidad, y se denominan experimentos de dispersión profundamente inelástica (DIS) (véase el diagram de la Fig. 9 con las correspondientes variables cinemáticas). La sección eficaz total para el caso de colisiones no polarizadas puede escribirse en términos de dos cantidades invariantes Lorentz, denominadas funciones de estructura F_1 y F_2 . Estas funciones de estructura dependen de dos variables, que corrientemente se escogen como $Q^2 = -q^2 > 0$ y $x = Q^2/(2p \cdot q)$. Estas funciones de estructura fueron medidas a finales de los años 60, obteniéndose dos importantes resultados:

$$F_1(x, Q^2) = F_1(x), \quad F_2(x, Q^2) = F_2(x) \quad (18)$$

(las funciones de estructura dependen solamente de la variable x) que se denomina scaling de Bjorken [8] y es evidencia de que los constituyentes de los hadrones probados por el fotón en el proceso de scaling son puntuales¹, y

$$2xF_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2), \quad (19)$$

la relación de Callan-Gross, que indica que los constituyentes de los hadrones probados por el fotón en el proceso de scaling tienen espín 1/2. Otras relaciones indican la carga de estos constituyentes y otras características.

Posteriormente se identificaron estos constituyentes de los hadrones con los quarks, y se estableció el modelo de partones [9, 10]. En este modelo, un hadrón se describe, en un sistema de referencia en el cual su momento es muy grande (IMF), como una superposición incoherente de constituyentes elementales denominados partones. Las variables x y $1/Q$ se interpretan respectivamente como la fracción de momento del hadrón que lleva el partón probado por el fotón, y la resolución transversa con la que hadrón es probado. La función de estructura F_2 puede escribirse como suma (pesada por la fracción de momento y la carga al cuadrado e_f^2) de las probabilidades $f(x, Q^2)$ de encontrar un parton f con fracción de momento x cuando el hadrón es examinado con una resolución $1/Q$ (denominadas densidades partónicas, PDFs):

$$F_2(x) = \sum_f e_f^2 x f(x, Q^2), \quad (20)$$

El modelo de partones encuentra un explicación natural en QCD. Los partones con carga eléctrica se identifican con los quarks. Además, los gluones aparecen porque un quark del

¹Cualquier distribución de carga sobre una region finita de tamaño R da lugar a un decrecimiento de la sección eficaz como una potencia $1/Q^n$, para $Q > 1/R$.

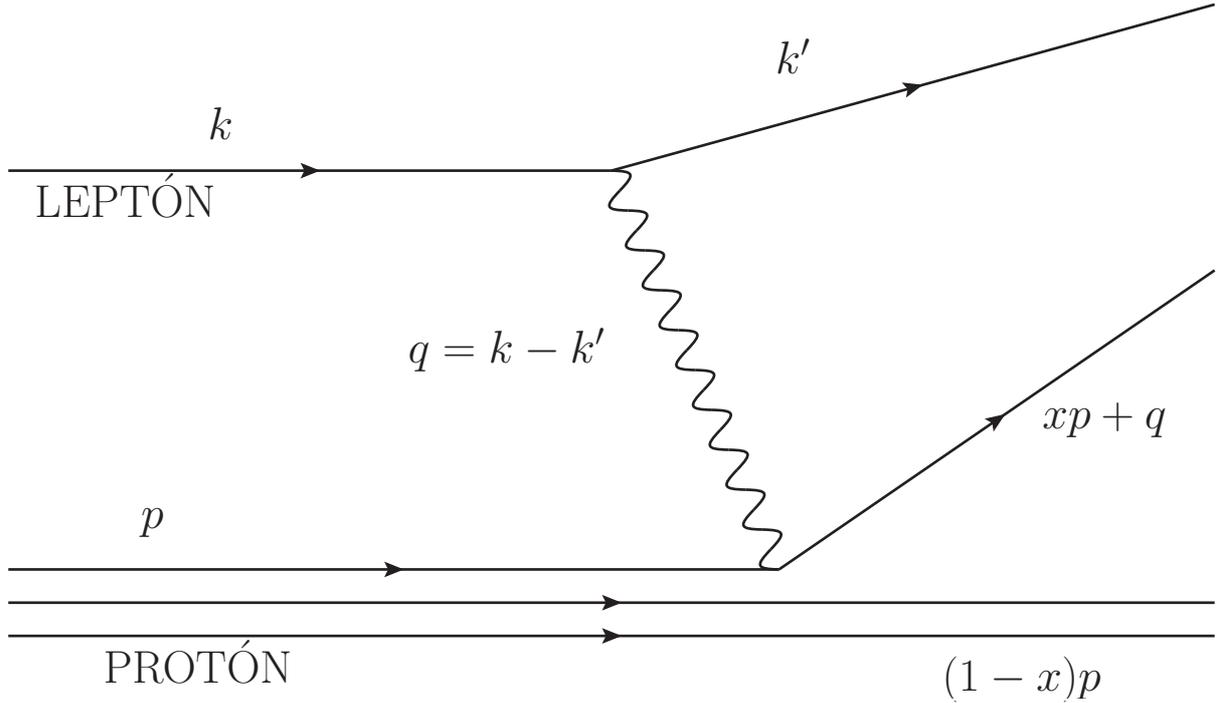


Figure 9: Diagrama de una colisión leptón-hadrón mediante el intercambio de un fotón.

hadron con fracción de momento $z > x$ puede radiar un gluón y dar lugar al quark con fracción de momento x que es probado por el fotón. Esta radiación produce una evolución suave, logarítmica de las PDFs [11]. Esta consecuencia de QCD se ha comprobado extensivamente en los datos experimentales, véase la Fig. 10, y sirve para determinar de modo muy preciso α_s .

En la actualidad, se trabaja activamente en la determinación de las densidades partónicas en hadrones [13] y núcleos, tanto por su interés para conocer la estructura de los hadrones como por su utilidad práctica para calcular la producción de partículas en colisiones que involucran hadrones por medio de los denominados teoremas de factorización [14]. Además, la distribución de partones con x pequeño determina la sección eficaz de interacción entre hadrones [15, 16], esperándose además la existencia de nuevos fenómenos debido a la alta densidad de gluones en esa región del espacio de fases [17].

H1 and ZEUS

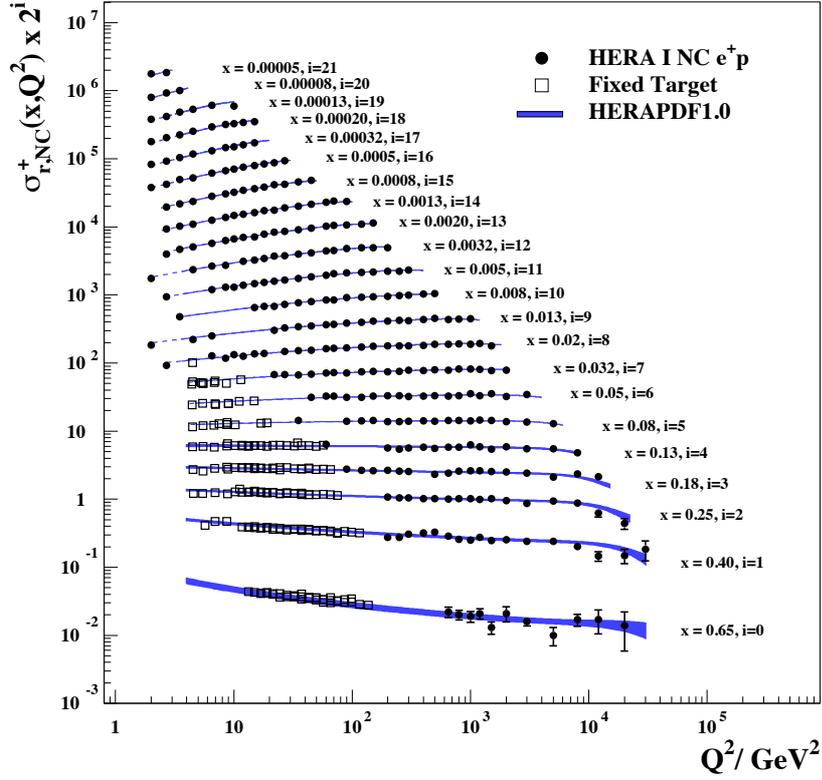


Figure 10: Sección eficaz total e^+p comparada con la predicción de QCD [12].

5 Jets

Si consideramos el proceso $e^+e^- \rightarrow$ hadrones, éste se realiza mediante el diagrama de la Fig. 11 en el que el fotón intermedio produce un par quark-antiquark² y éstos, al alejarse, neutralizan su color mediante la radiación de gluones que por su parte producirán más gluones y pares $q\bar{q}$ que se recombinan para producir los hadrones que se observan en el estado final. Estos hadrones no se hallan distribuidos de manera uniforme en todas las direcciones posibles sino que, como se halla en QCD, se agrupan principalmente en dos direcciones formando dos chorros de hadrones colimados - dos jets.

La formación de jets se debe a la libertad asintótica. En efecto, la probabilidad de que un

²La producción de pares tiene lugar en los tres colores posibles. El número de colores entra directamente como factor multiplicativo en el cálculo de la sección eficaz, cuya predicción en QCD constituye una de las evidencias de la existencia del color.

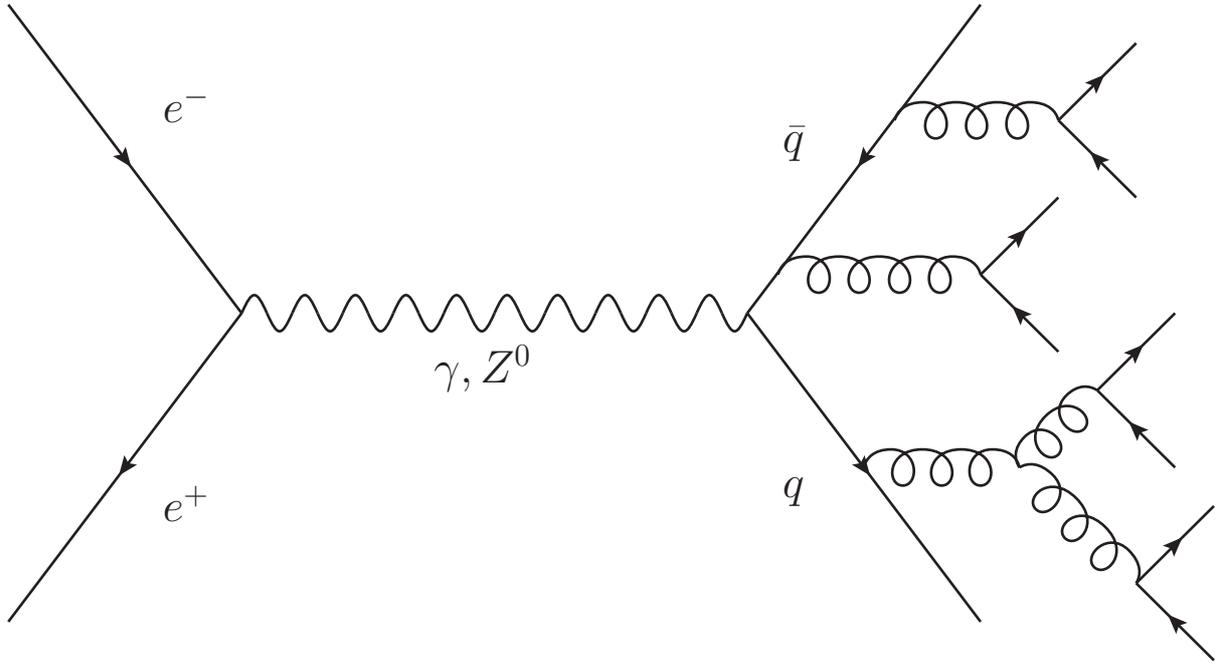


Figure 11: Diagrama en QCD de la producción de hadrones en colisiones e^+e^- .

quark emita un gluón con momento transversal grande, tal y como se indica en la Fig. 12a, es más pequeña que la probabilidad de que emita un gluón con un momento transversal pequeño, tal y como se indica en la Fig. 12b, de acuerdo con la libertad asintótica (17) que indica que $\alpha_s([p - q]^2)$ es menor para $[p - q]^2$ grande. Por tanto, el quark y el antiquark provenientes del fotón emitirán gluones con ángulos pequeños respecto a la dirección del quark o del antiquark. Los gluones, a su vez, emitirán gluones o pares $q\bar{q}$ también con ángulos pequeños, dando como resultado un conjunto de gluones o pares $q\bar{q}$ a ángulos pequeños respecto al quark o antiquark originales, formando dos jets como se muestra en la Fig. 13a³. La demostración de la existencia de jets se debe a G. Sterman y S. Weinberg en 1977 [18].

En la actualidad, la física de jets es un tema de gran interés [19] tanto por su importancia para estudios de precisión en QCD (véase la Fig. 14) como para la búsqueda de física más allá del Modelo Estándar de las partículas elementales.

³Aunque suprimida por el valor pequeño de la constante de acoplo, existe la posibilidad de la emisión de un gluón de momento grande que da lugar a un jet separado, como se ilustra en la Fig. 13b. La observación de sucesos de tres jets de acuerdo con lo predicho por QCD fue la primera evidencia experimental de la existencia del gluón.

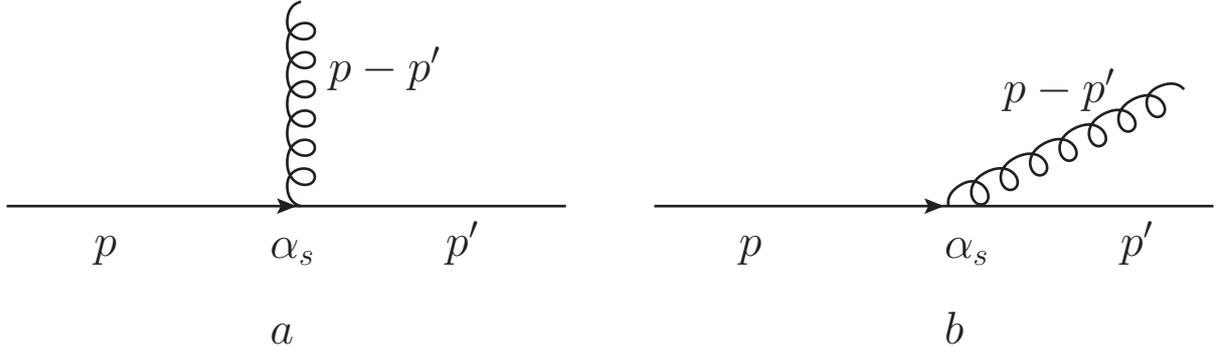


Figure 12: Emisión de gluones.

6 Simetría de isospín

Veamos la simetría de isospín que verifican las interacciones fuertes, en el marco de QCD. Consideremos el Lagrangiano de QCD para los quarks u y d , Si las masa de los dos quarks fuesen iguales, $m_u = m_d$, el Lagrangiano de QCD sería invariante frente a las transformaciones

$$\begin{aligned} u &\longrightarrow \alpha u + \beta d, \\ d &\longrightarrow \gamma u + \delta d, \end{aligned} \quad V = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix}, \quad \det V = 1, \quad (21)$$

es decir, $V \in SU(2)$. u y d forman un doblete de isospín (el resto de los quarks s, c, b, t son singletes de isospín). En realidad $m_u < m_d$ y el grupo de isospín es solamente una simetría aproximada. La pieza del Lagrangiano que rompe la simetría es el término de masa, que podemos escribir

$$m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d = \frac{1}{2}(m_u + m_d)(\bar{u}u + \bar{d}d) + \frac{1}{2}(m_d - m_u)(\bar{d}d - \bar{u}u). \quad (22)$$

El primer término del miembro de la derecha de (22) también es invariante $SU(2)$ pero el segundo rompe la simetría. La diferencia de masas $m_d - m_u$ juega el papel de parámetro de rotura de la simetría. La existencia de multipletes de isospín casi degenerados implica que el segundo término es una pequeña perturbación y, por tanto, $m_d - m_u$ es pequeña. Por tanto, la invariancia de las interacciones fuertes frente al isospín se explica en QCD simplemente por el hecho de que la diferencia de masa entre los quarks u y d es pequeña.

7 Simetría chiral

La simetría de isospín no explica la masa pequeña de los piones, que son los hadrones de menor masa. Nambu ya vió, mucho antes del establecimiento de QCD como la teoría de la interacción

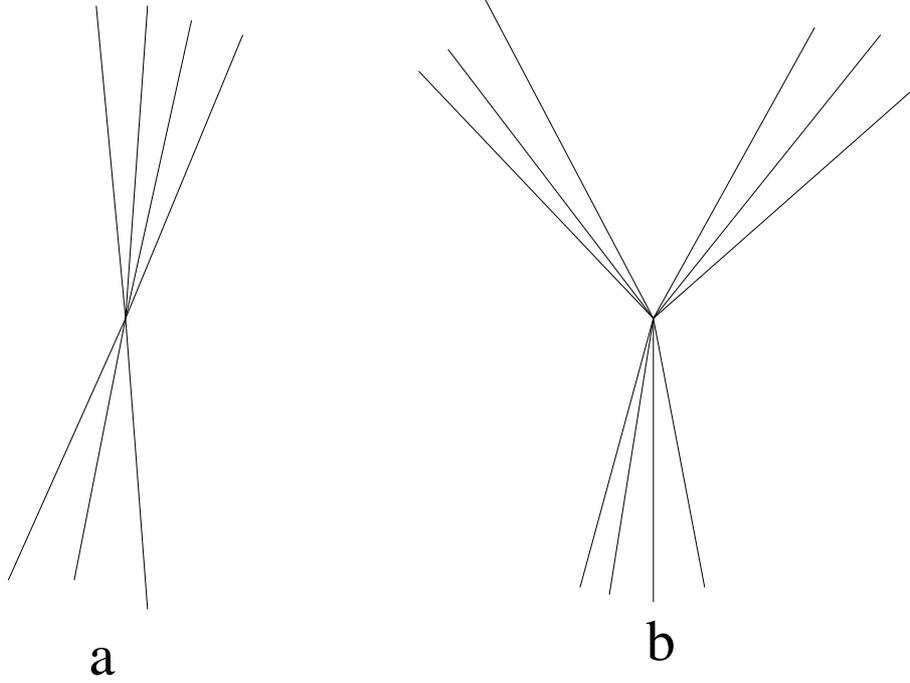


Figure 13: Esquemas ilustrando la distribución espacial de los hadrones producidos en sucesos de dos (a) y tres (b) jets.

fuerte, que la simetría quiral que vamos a discutir, se rompía espontáneamente [21].

Consideremos el Lagrangiano de QCD en el caso de $m_u = m_d = 0$. Entonces el Lagrangiano no es sólo invariante frente a la simetría de isospín, sino también respecto a las transformaciones quirales [22], que son rotaciones independientes de isospín de las componentes de helicidad positiva (right) y de helicidad negativa (left) de u y d :

$$\begin{pmatrix} u_R \\ d_R \end{pmatrix} \longrightarrow V_R \begin{pmatrix} u_R \\ d_R \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \longrightarrow V_L \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad V_R, V_L \in SU(2). \quad (23)$$

El grupo de simetría correspondiente es el producto directo de los dos grupos de isospín, $SU(2)_L \times SU(2)_R$. Los generadores del grupo son los tres operadores de isospín ordinario \vec{I} más los tres operadores del isospín quiral \vec{I}_5 . Tanto las componentes de $\vec{I}(I^+, I^-, I^3)$ como las de $\vec{I}_5(I_5^+, I_5^-, I_5^3)$ se conservan. Así, por ejemplo, para I^+ e I_5^+ ,

$$\begin{aligned} I^+ &= \int d\vec{x} \bar{u} \gamma^0 d = \int d\vec{x} u^+ d, \\ I_5^+ &= \int d\vec{x} \bar{u} \gamma^0 \gamma_5 d = \int d\vec{x} u^+ \gamma_5 d, \end{aligned} \quad (24)$$

tenemos

$$\partial_\mu (\bar{u} \gamma^\mu d) = i(m_u - m_d) \bar{u} d,$$

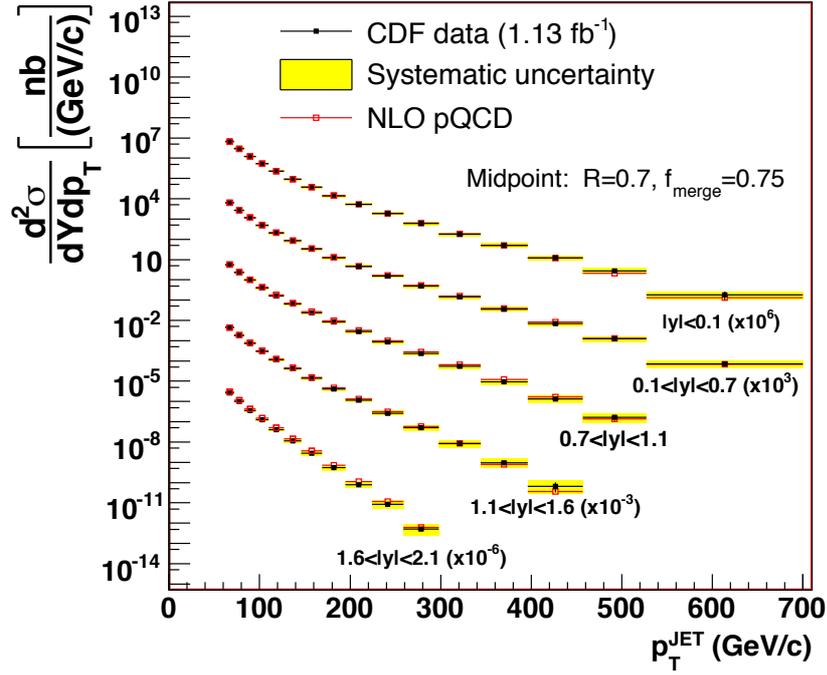


Figure 14: Sección eficaz de producción de jets comparada con la predicción de QCD [20].

$$\partial_\mu (\bar{u} \gamma^\mu \gamma_5 d) = i(m_u + m_d) \bar{u} \gamma_5 d, \quad (25)$$

que desaparecen para $m_u = m_d = 0$.

La simetría quiral debe estar espontáneamente rota como indicó Nambu. En efecto, en el caso de la simetría de isospín, se verifica que: a) Los niveles de energía forman multipletes degenerados y por ello aparecen multipletes de hadrones de igual masa; b) Los operadores \vec{I} generan transiciones dentro de los multipletes, así por ejemplo un neutrón $|n\rangle$ es transformado en un protón $|p\rangle$ por I^+ , $I^+|n\rangle = |p\rangle$; c) El estado fundamental $|\Omega^-\rangle$ (el Ω^- está compuesto por tres quarks s) es un singlete de isospín, $\vec{I}|\Omega^-\rangle = 0$.

Si la simetría quiral se realizase del mismo modo, los estados se deberían agrupar en multipletes degenerados del grupo $SU(2)_L \times SU(2)_R$. Como los operadores \vec{I}_5 llevan paridad negativa, los multipletes deberían contener miembros con paridad opuesta. Sin embargo, no hay ninguna evidencia de que suceda esto en la Naturaleza. Así, por ejemplo, conjuntamente con el neutrón y el protón, deberían existir las partículas correspondientes a los estados $\vec{I}_5|n\rangle$ e $\vec{I}_5|p\rangle$ con las mismas masas que el neutrón y el protón y paridad opuesta, lo cual no sucede.

En general, si una transformación S de un grupo G deja invariante el vacío, $S|\Omega\rangle = |\Omega\rangle$,

$$S|\Omega\rangle = e^{i\epsilon Q}|\Omega\rangle \simeq (1 + i\epsilon Q)|\Omega\rangle = |\Omega\rangle \quad (26)$$

y, por tanto,

$$Q|\Omega\rangle = 0.$$

En nuestro caso,

$$\vec{I}|\Omega\rangle = 0$$

pero

$$\vec{I}_5|\Omega\rangle \neq 0.$$

En este caso decimos que el vacío rompe la simetría, o que la simetría se encuentra espontáneamente rota. Como el Lagrangiano o el Hamiltoniano de QCD conmutan con \vec{I}_5 , los tres estados $\vec{I}_5|\Omega\rangle$ tienen la misma energía que el vacío. Como \vec{I}_5 no lleva momento y $|\Omega\rangle$ tiene momento cero, $\vec{I}_5|\Omega\rangle$ tiene momento cero y ha que haber tres partículas de masa nula. En efecto, el teorema de Goldstone [23] nos dice que, en general, la rotura espontánea de una simetría da lugar a tantas partículas de masa nula (bosones de Goldstone) como generadores tiene la simetría rota. Los números cuánticos de $\vec{I}_5|\Omega\rangle$ serán espín cero, paridad negativa e $I = 1$, que coinciden con los números cuánticos de π^+ , π^0 , π^- , por lo que es natural la identificación $I_5^+|\Omega\rangle = |\pi^+\rangle$, $I_5^3|\Omega\rangle = |\pi^0\rangle$, $I_5^-|\Omega\rangle = |\pi^-\rangle$. Observemos que $I_5^+|n\rangle$ no da lugar a un compañero del neutrón sino al estado compuesto de un neutrón y un pión positivo.

Dado que $m_u, m_d \neq 0$, la simetría quiral del Lagrangiano de QCD se rompe debido al término de masa, de tal manera que el Hamiltoniano se puede escribir como una parte invariante \mathcal{H}_0 y el término con las masas de u y d que rompe la simetría,

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{sb}, \quad \mathcal{H}_{sb} = \int d\vec{x} (m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d), \\ [\mathcal{H}_0, \vec{I}] &= 0 = [\mathcal{H}_0, \vec{I}_5]. \end{aligned} \quad (27)$$

La simetría quiral actúa exclusivamente sobre los campos de los quarks u y d y, por tanto, el resto de los quarks s, c, b, t son singletes y los correspondientes términos $m_s \bar{s}s + m_c \bar{c}c + \dots$ no rompen la simetría quiral y están englobados en \mathcal{H}_0 .

8 Simetría de escala y la anomalía de traza

Bajo la transformación de escala

$$x \longrightarrow \lambda x, \quad \psi_q \longrightarrow \lambda^{3/2} \psi_q, \quad G_\mu^a \longrightarrow \lambda G_\mu^a, \quad (28)$$

el Lagrangiano de QCD es invariante excepto el término de masa de los quarks (las masas introducen una escala en el problema). Esta simetría de escala se rompe al introducir correcciones cuánticas, ya que el proceso de renormalización implica una escala. Se trata, por tanto, de una anomalía (simetría a nivel clásico que se rompe por correcciones cuánticas), denominada de traza por el motivo que a continuación se explica.

La corriente asociada a la transformación de escala es $s^\mu = T^{\mu\nu} x_\nu$, donde $T^{\mu\nu}$ es el tensor de energía-momento, verificándose

$$\partial_\mu s^\mu = T_\mu^\mu = \frac{\beta(g_s)}{2g_s} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + [1 + \gamma(g_s)] m_q \bar{\psi}_q \psi_q, \quad (29)$$

donde $\gamma(g_s)$ es la dimensión anómala adquirida por la masa de los quarks en el proceso de renormalización, y

$$\beta(g_s) = -\frac{g_s^3}{3(4\pi)^2} (11N_c - 2n_f) \quad (30)$$

la función β de QCD que indica como varía la constante de acoplo con la escala, (17).

La cantidad T_μ^μ - la traza del tensor de energía-momento, juega un papel muy importante a temperatura finita, cerca de la transición de fase de QCD, dado que

$$T_\mu^\mu = \epsilon - 3P$$

con ϵ la densidad de energía y P la presión. El valor de T_μ^μ calculado en QCD sobre el retículo a temperatura finita muestra un máximo en la temperatura crítica. Se trata, por tanto, de una cantidad muy sensible a la transición entre materia hadrónica confinada y deconfinada.

9 La estructura del vacío

El comportamiento del vacío en QCD determina las características fundamentales de la teoría: libertad asintótica y confinamiento. Es, por tanto, la cantidad central para nuestra comprensión de los fenómenos claves de la interacción fuerte, lo que ha dado lugar a múltiples desarrollos teóricos.

Desde el punto de vista de la invariancia gauge, es posible añadir al Lagrangiano de QCD un término de la forma

$$\mathcal{L}_\theta = g_s^2 \frac{\theta}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu}^a F_{\rho\sigma}^a, \quad (31)$$

con $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ el símbolo totalmente antisimétrico de Levi-Civita. Este término puede escribirse como una cuatridivergencia,

$$\partial_\mu K^\mu = \text{traza}(\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu}^a F_{\rho\sigma}^a), \quad K^\mu \equiv 2\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \text{traza} \left(F_\nu^a \partial_\rho F_\sigma^a - \frac{1}{3} g_s f_{abc} F_\nu^a F_\rho^b F_\sigma^c \right). \quad (32)$$

Al ser una cuatridivergencia, corresponde a un término de frontera (en el infinito) en la acción clásica y, por tanto, las ecuaciones clásicas de movimiento son las mismas con y sin el nuevo término. En Mecánica Cuántica, estos términos inducen meramente una transformación unitaria que es equivalente a introducir una fase global que no tendría efectos físicos ya que se cancelaría al calcular los observables. Sin embargo, esto no es cierto si la estructura de los campos en el infinito es tal que tienen propiedades topológicas no triviales, como sucede en QCD.

Para introducir estas consecuencias, tomemos en Mecánica Cuántica el potencial periódico de la Fig. 15. Clásicamente, este potencial tiene infinitos estados fundamentales, cada uno correspondiente a tener la partícula en reposo en cada mínimo $x_n = na$, con n un número entero. Cuánticamente, si la barrera entre los pozos es grande, cada estado fundamental $|n\rangle$ será aproximadamente una Gaussiana centrada en x_n , $\psi(x-x_n)$, y una energía $\hbar\omega/2$. Cualquier superposición lineal

$$\psi(x) = \sum_n c_n \psi(x-x_n) \quad (33)$$

tendrá la mínima energía y, por otra parte, la simetría periódica del problema implica que las soluciones sean de la forma $e^{i\theta}\psi(x)$ (dado que $\psi(x)$ es solución, también lo es $\psi(x+a)$). Con este requerimiento, en (33) $c_n = e^{in\theta}$ y podemos usar la notación

$$|\theta\rangle = \sum_n e^{in\theta} |n\rangle. \quad (34)$$

Los estados $|\theta\rangle$, llamados estados de Bloch, no son exactamente degenerados debido a que, por efecto túnel, la partícula puede ir a alguno de los pozos vecinos, y así la energía adquiere una dependencia de θ . El estado fundamental corresponde a un valor definido de θ .

Análogamente, en QCD a nivel clásico, existe un número infinito de estados fundamentales degenerados en correspondencia con configuraciones especiales de los campos de gauge F_μ^a

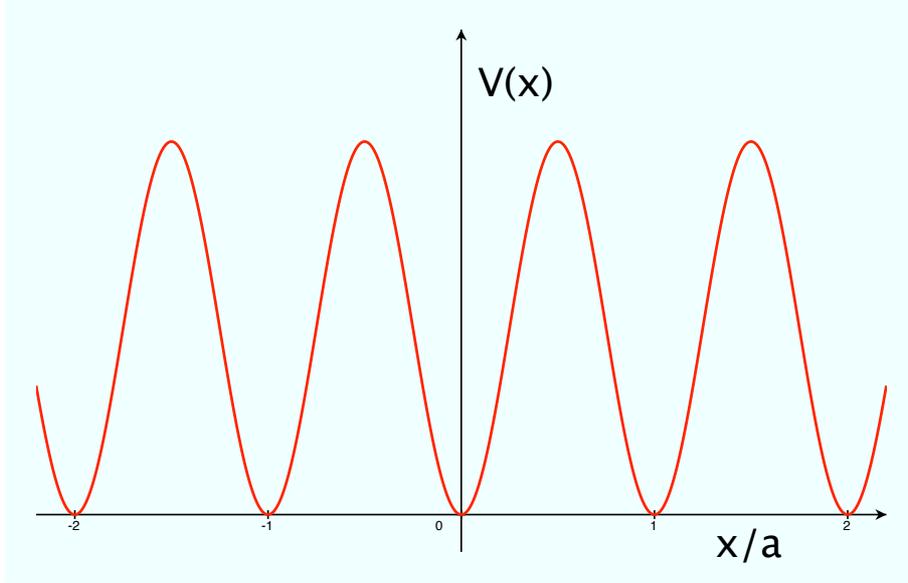


Figure 15: Esquema ilustrando el potencial con múltiples vacíos degenerados.

caracterizados por la carga topológica (matemáticamente, el winding number) $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ($\int d^4x \mathcal{L}_\theta = n$).

El nuevo término del Lagrangiano para $\theta \neq 0$ no es invariante ni bajo paridad ni bajo la operación consecutiva de paridad y conjugación de carga, P y CP respectivamente. Una consecuencia de la no invariancia bajo CP es que el neutrón tendría un momento dipolar distinto de cero. Los datos experimentales implican la cota $\theta < 10^{-9}$, y la pregunta de por qué el valor de θ es tan pequeño. Varios mecanismos han sido propuestos para contestar a esta importante pregunta, entre ellos la existencia del axi3n, un hipot3tico bos3n de Goldstone pseudoescalar muy ligero.

10 QCD a alta temperatura y densidad

Hace ya tres d3cadas, T. D. Lee y G. Wick apuntaron [24] la posibilidad de explorar una nueva F3sica distribuyendo una densidad de materia nuclear grande o una densidad de energ3a grande en un volumen relativamente grande. De esta manera ser3a posible restaurar simetr3as rotas del vac3o f3sico y crear nuevos estados anormales de materia nuclear densa. Enseguida se vi3o que la libertad asint3tica en QCD implicaba la existencia de una forma de materia nuclear muy densa formada por quarks y gluones deconfinados [25], que posteriormente se llam3o Plasma de Quarks y Gluones (QGP). Se puede entender la transici3n entre la materia nuclear ordinaria y

un gas de quarks y gluones libres como un cambio en el número de grados de libertad, entre un gas de piones libres (HG) para $T \ll T_c$ y un gas de quarks y gluones libres para $T \gg T_c$:

$$\epsilon_{\text{HG}} = \frac{\pi^2}{30} 3 T^4 \simeq T^4 \longrightarrow \epsilon_{\text{QGP}} = \frac{\pi^2}{30} \left[2 \times 8 + \frac{7}{8} \times 2(3) \times 2 \times 2 \times 3 \right] T^4 = \frac{\pi^2}{30} [16 + 21(31.5)] T^4. \quad (35)$$

La densidad de energía ha sido estudiada en detalle en QCD en el retículo a temperatura finita, con dos y tres clases de quarks ligeros, y también en el caso más realista de dos quarks ligeros y uno pesado. Los resultados (Fig. 16) muestran un aumento rápido de un estado de baja densidad de energía a uno de alta densidad de energía, como se esperaría en la transición de fase entre un estado de quarks y gluones confinados, Eq. (35), a deconfinados [26]. Se observa que los valores para $T/T_c = 1 \div 3$, para 2 y 3 quarks y antiquarks, son mucho más bajos que los obtenidos usando la Eq. (35), 12.25 y 15.61 respectivamente. Este resultado nos indica que solamente a temperaturas mucho más altas que la temperatura crítica se obtendrá el QGP casi libre que predice la libertad asintótica de QCD. Para temperaturas moderadas, QCD en el retículo apunta a un QGP con fuertes interacciones residuales (el denominado scQGP) y, además, la transición de fase hacia el QGP parece ser un 'cross-over' - un cambio rápido sin discontinuidad, aunque esta conclusión depende fuertemente del número de quarks introducidos en la simulación y de sus masas.

Estimaciones aproximadas [27] de la densidad de energía alcanzada en colisiones centrales (i.e. a parámetro de impacto $b = 0$) núcleo-núcleo, A - A , para un tiempo de 1 fm/c después de la colisión en su centro de masas, indican valores $\epsilon \approx 2$ y 4 GeV/fm³ a las energías más altas estudiadas en el Super Proton Synchrotron (SPS) del CERN y en el Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) de BNL para colisiones Pb-Pb (SPS) y Au-Au (RHIC) respectivamente. Ambos valores se encuentran por encima de la densidad de energía crítica para la transición de fase obtenida en QCD en el retículo, $\epsilon \approx 0.5$ GeV/fm³.

Los cálculos de QCD en el retículo también apuntan a que QCD podría tener una transición de fase de primer orden para altas densidades de bariones μ_B y baja temperatura, mientras que a alta temperatura y baja densidad bariónica, se trataría del 'cross-over' ya mencionado. Por tanto, existiría un punto crítico, como se indica en la Fig. 17.

En QCD a alta temperatura, las masas de los quarks ligeros u , d , s se pueden despreciar y el sistema posee la simetría quiral, a pesar de que tanto los quarks como los gluones adquieren unas masas colectivas, $m \sim gT$ con g la constante de acoplamiento de QCD. A temperaturas por debajo de la temperatura crítica, los quarks y los gluones no solamente están confinados en

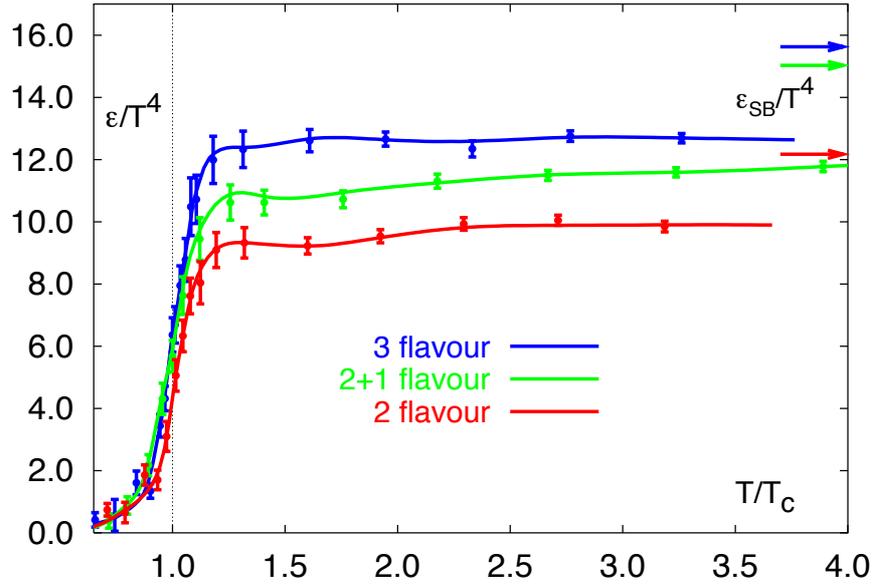


Figure 16: Densidad de energía versus temperatura obtenida en QCD en el retículo [26]. Las líneas de abajo arriba indican el resultado para número de quarks 2 ligeros, 2 ligeros y 1 pesado, y 3 ligeros. Las flechas en la parte derecha indican los resultados correspondientes a un gas ideal por la ley de Stefan-Boltzmann.

los hadrones, sino que la simetría quiral de QCD se rompe espontáneamente. De esta manera, la búsqueda del QGP [28] es importante no sólo porque es la forma de la materia de QCD a alta temperatura o alta densidad bariónica que estuvo presente durante los primeros microsegundos tras el Big-Bang y que puede existir en estrellas de neutrones, sino porque nos proporciona información sobre el origen de la mayor parte de la masa ordinaria y sobre el confinamiento de quarks y gluones⁴.

En las últimas décadas se han realizado muchos experimentos orientados a la obtención en el laboratorio del QGP. Primero, los experimentos del Intersecting Storage Rings (ISR) en el CERN y Alternating Gradient Synchrotron (AGS) en BNL exploraron colisiones entre iones ligeros y el dominio de bajas energías respectivamente. Más tarde, los experimentos del SPS en el CERN a una energía $\sqrt{s} \sim 20$ GeV por nucleón y de RHIC a $\sqrt{s} = 200$ GeV por nucleón, estudiaron exhaustivamente un amplio rango de centralidades y observables. En noviembre de 2010 el Large Hadron Collider (LHC) del CERN ha colisionado iones de Pb entre sí a una

⁴Véase N. Armesto y C. Pajares, *Líquido de quarks y gluones*, Revista Iberoamericana de Física 4 (2008) 3.

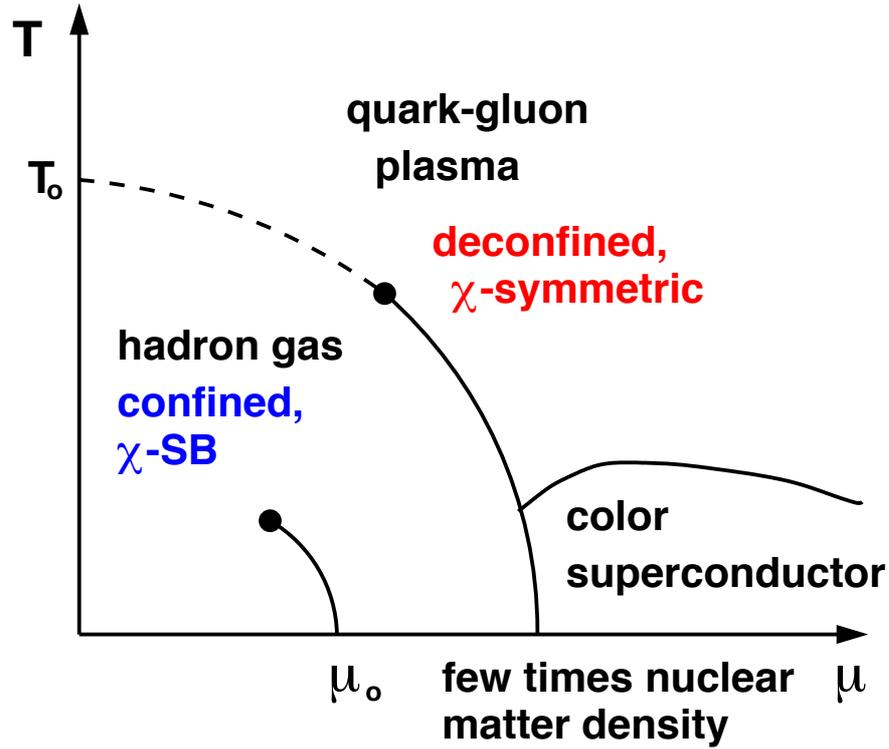


Figure 17: Diagrama de fases obtenida en QCD en el retículo para 3 quarks [26]. Las líneas continuas indican una transición de fase de primer orden, las líneas discontinuas un 'cross-over', y los puntos señalan los puntos críticos.

energía de $\sqrt{s} = 2.76$ TeV por nucleón, teniéndose ya los primeros resultados. Los datos de SPS encontraron fenómenos interesantes, como la supresión de la J/ψ , que apuntaban hacia la formación del QGP. A RHIC, la densidad de energía alcanzada en colisiones centrales Au-Au está claramente por encima de la esperada para la transición de fase. Los datos de RHIC [29] muestran varios fenómenos nuevos, como una supresión muy fuerte de las partículas con alto momento transversal producidas en colisiones Au-Au respecto al número esperado, dado por el producto del número de colisiones nucleón-nucleón con la producción en protón-protón que es lo que se esperaría de la aplicación del teorema de factorización colineal para procesos duros en QCD perturbativa. Además, los datos de colisiones centrales Au-Au muestran que cuando se observa un jet en una dirección dada, hay una supresión del jet que se espera en la dirección opuesta, al contrario de lo que se observa en colisiones p-p donde ambos jets son claramente visibles. Por otra parte, se ha observado una fuerte supresión del número de partículas producidas que conduce a una saturación de la multiplicidad por nucleón participante

en la colisión, y un flujo elíptico cuyo comportamiento y dependencia con la masa de las partículas es consistente con cálculos hidrodinámicos que asumen que el sistema creado en la colisión se isotropiza muy rápidamente. Todos estos resultados apuntan [30] a la creación de materia de alta densidad, con grados de libertad partónicos. El estado inicial de la colisión podría describirse por modelos de saturación de partones como el denominado Color Glass Condensate (CGC), que estaría próximo a un estado termalizado que experimenta un flujo colectivo, descrito hidrodinámicamente como un fluido casi perfecto - de muy baja viscosidad. Debido a la existencia de este medio constituido por un fluido partónico casi perfecto de muy alta densidad, la propagación de partículas con momento transversal alto se modifica fuertemente respecto a su propagación en el vacío. Los datos del LHC disponibles hasta la fecha [31] parecen estar en concordancia con estas conclusiones. En mayor detalle:

- La materia producida en colisiones entre iones ultrarrelativistas en RHIC está termalizada, y dicho equilibrio termodinámico se alcanza muy pronto. Esto se deduce de la abundancia de las distintas clases de hadrones, la distribución de las partículas producidas a bajo momento transversal, y el flujo elíptico. Por un lado, la producción de partículas extrañas se describe muy bien por modelos estadísticos. Por otro, la asimetría azimutal en la producción de partículas caracterizada por la expansión de Fourier de la distribución de partículas k :

$$\frac{dN_k}{dydp_T^2 d\phi} = \frac{dN_k}{dydp_T^2} \frac{1}{2\pi} [1 + 2v_1 \cos(\phi - \phi_R) + 2v_2 \cos 2(\phi - \phi_R) + \dots], \quad (36)$$

siendo el flujo directo v_1 y el flujo elíptico v_2 ,

$$v_1 = \langle \cos(\phi - \phi_R) \rangle = \left\langle \frac{p_x}{p_T} \right\rangle, \quad v_2 = \langle \cos 2(\phi - \phi_R) \rangle = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_T^2} \right\rangle, \quad (37)$$

(con XY el plano perpendicular al eje de la colisión z) se describe muy bien en modelos hidrodinámicos con viscosidad despreciable, siempre que se asuma que el comportamiento hidrodinámico, que requiere un alto grado de isotropización o termalización, puede aplicarse para tiempos $\tau < 1$ fm/c después de la colisión - la termalización debe ser extremadamente rápida. Además, cuando se relaciona con el número de quarks constituyentes de los hadrones que se miden, el flujo elíptico muestra una ley de escala que sugiere fuertemente un origen partónico para este fenómeno.

- Hay razones para pensar que el estado inicial de la materia formada en la colisión que se comporta próximo a un fluido ideal, tiene su origen en la saturación de partones, formándose en los núcleos que colisionan condensados de color ("Color Glass Condensate", CGC) [17, 28].

Dichos condensados, tras cruzarse, desarrollan campos de color longitudinales, similares a los utilizados en los modelos en los que entre los partones de los núcleos se producen cuerdas que son configuraciones longitudinales de los campos de color que actúan coherentemente.

Consideremos un proyectil que interactúa con un núcleo A a altas energías. A pequeños valores de x (por tanto, relacionado con el comportamiento de QCD a altas energías mencionado en la Sección 4), debido al principio de incertidumbre la interacción se desarrolla sobre grandes distancias longitudinales $z \sim (mx)^{-1}$, donde m es la masa del nucleón. Para z mayor que el tamaño nuclear, el proyectil no puede distinguir entre nucleones situados adelante y atrás en el núcleo, y todos los partones dentro de un área transversa $\sim 1/Q^2$ (Q es el momento transversal transferido) participan en la interacción coherentemente. El proyectil interactúa con los partones del núcleo con una sección eficaz $\sigma \simeq \alpha_s(Q^2)/Q^2$. Dependiendo de A , Q y x existen dos regímenes: a) $\sigma\rho_A \ll 1$, el régimen usual de partones diluidos e interacción incoherente. b) $\sigma\rho_A \gg 1$, régimen denso donde la interacción es coherente. La frontera entre ambos regímenes, dada por la condición $\sigma\rho_A = 1$, determina la denominada escala de saturación Q_s :

$$1 \simeq \frac{\alpha_s(Q_s^2)}{Q_s^2} \frac{xG_A(x, Q_s^2)}{\pi R_A^2}. \quad (38)$$

Observemos que la densidad de gluones xG_A resulta, de esta ecuación, inversamente proporcional a α_s , comportamiento típico de un condensado. En la Fig. 18 se muestran los dos regímenes de baja y alta densidad, así como el comportamiento de la distribución de gluones en función de x a varios valores de la resolución Q (equivalente al tamaño de los gluones $1/Q$). Tal y como se indica en la figura, hay un aumento del número de gluones al aumentar la energía y hacer cinemáticamente accesibles valores más pequeños de x y más grandes de Q . Este crecimiento es debido al efecto multiplicativo lineal en QCD – los gluones generan más gluones produciéndose un crecimiento exponencial. Sin embargo, para gluones medidos a una resolución fija se produce un efecto de saturación que limita su crecimiento. Los gluones están empaquetados unos muy próximos a los otros, formando un estado altamente coherente, el CGC. Dado que la separación típica de los gluones es muy pequeña, Q_s es grande y $\alpha_s(Q_s^2) \ll 1$. Aunque la constante de acoplamiento es pequeña, como el sistema actúa coherentemente (de la misma manera que la interacción gravitatoria es débil pero existe una superposición de las fuerzas gravitatorias de las partículas individuales), los campos resultantes son muy grandes.

Este tipo de modelos permiten entender tanto el comportamiento de las multiplicidades con la energía y la cantidad de materia nuclear involucrada en la colisión [28, 29], y ofrece un marco

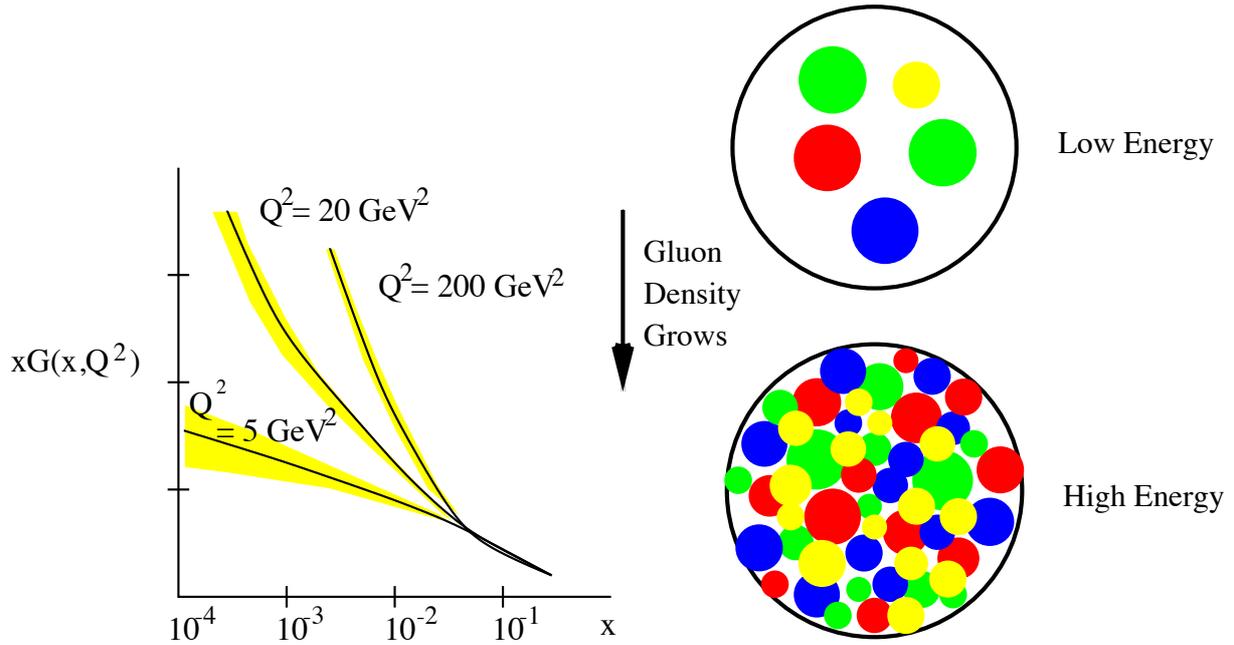


Figure 18: Comportamiento de la densidad de gluones en un hadrón a distintos valores de x y Q^2 [30].

en el que calcular la distribución de partículas y su dinámica, previa a la termalización.

- La supresión de partículas con alto momento transversal por efecto de pérdidas de energía debidas a la interacción con un medio denso, es una predicción debida a Bjorken hace más de 25 años. También fue predicha la desaparición de los jets en direcciones opuestas cuando uno de ellos escapara atravesando una pequeña distancia en el medio y el otro fuese absorbido por recorrer una gran distancia en él.

El observable con el que RHIC ha medido dicha supresión [29], denominada genéricamente *jet quenching* (en esta Sección haremos un uso no muy riguroso de la palabra jet, refiriéndonos con ella a un partón muy energético), es el denominado factor de supresión nuclear en colisiones A - B para una partícula k :

$$R_{AB}^k(y, p_T) = \frac{\frac{dN_{AB}^k}{dydp_T}}{\langle N_{coll} \rangle \frac{dN_{pp}^k}{dydp_T}}. \quad (39)$$

El numerador en esta expresión es la cantidad medida en la colisión nuclear. El denominador es la cantidad que se esperaría si no hubiese ningún efecto nuclear: la tasa de producción en colisiones protón-protón multiplicada por el número de colisiones nucleón-nucleón para una determinada centralidad de la colisión nuclear, $\langle N_{coll} \rangle$. Esta última cantidad se calcula por el

modelo de Glauber que contiene información sobre la geometría nuclear. Así, en ausencia de efectos nucleares $R_{AB}^k = 1$. Experimentos de control, y el estudio de partículas cuya propagación no se ve afectada por el medio, como fotones no procedentes de desintegraciones de otras partículas (fotones directos), han permitido concluir con que la supresión mostrada en la Fig. 19, de aproximadamente un factor 5 para $p_T > 7$ GeV/c, es debido a la creación de un medio en la colisión entre iones pesado. Esto se repite para otras partículas con interacción fuerte, como protones que, sin embargo, muestran un comportamiento diferente a menor momento transverso.

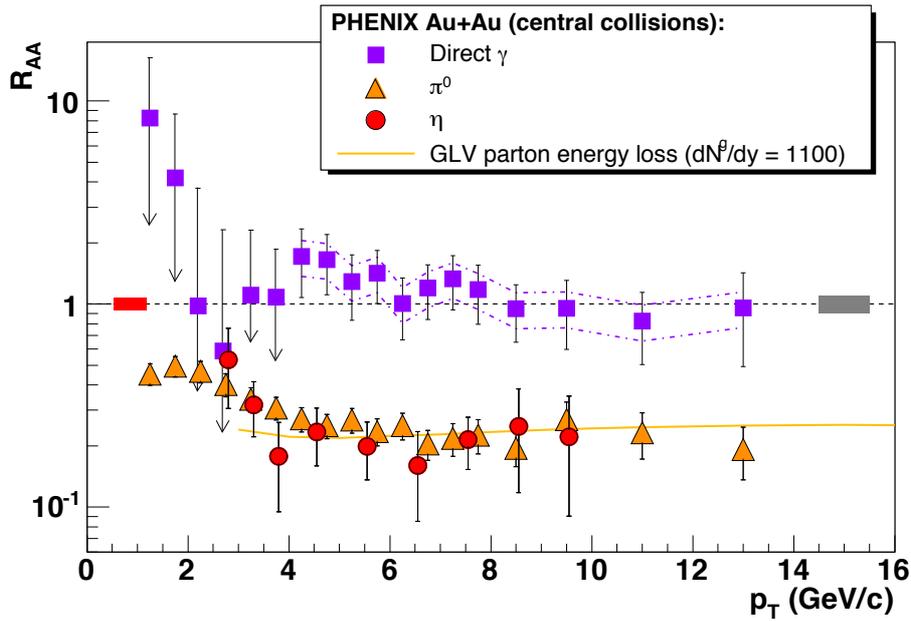


Figure 19: Factor de supresión nuclear a $y = 0$, medido en colisiones Au-Au centrales a 200 GeV por nucleón, para fotones directos, π^0 y η [32]. La línea presente en la gráfica corresponde a la descripción de factor de supresión para π^0 en un modelo de pérdida de energía radiactiva.

La ausencia de supresión en los fotones directos y la gran supresión para otras partículas, además de la supresión de las correlaciones entre partículas en una dirección y partículas en dirección opuesta, muestran que el medio creado en la colisión es muy opaco y denso. El hecho de que dos partículas cuya fragmentación es tan distinta como π^0 o η muestren la misma supresión, y su persistencia hasta los mayores momentos transversos medidos, apunta a que este fenómeno se debe a algo que sucede antes de la fragmentación, es decir, a nivel partónico, mientras que la proyección de los partones sobre hadrones finales tiene lugar fuera del medio. De aquí la conclusión extraída en RHIC de que se produce un medio partónico denso que dura

lo suficiente como para perturbar muy fuertemente la propagación de las partículas que lo atraviesan. La explicación usual a este fenómeno [28] son las pérdidas por radiación inducida en un medio, aunque otros mecanismos colisionales o a nivel hadrónico no pueden ser excluidos para la supresión de partículas conteniendo quarks pesados c y b .

11 Resumen

En este artículo revisamos brevemente algunos de los conceptos claves de QCD. Comenzando por la invariancia gauge, examinamos la libertad asintótica y el confinamiento y sus manifestaciones en dispersión profundamente inelástica y en la producción de jets, para pasar a analizar las simetrías de QCD (isospín, chiral y de escala), algunas ideas sobre el vacío de QCD y finalmente comentar diversos aspectos sobre QCD a alta temperatura y densidad. Por falta de espacio hemos dejado sin mencionar aspectos como cálculos en el retículo, cálculos perturbativos de orden alto, espectroscopía de quarks pesados,...

QCD es un tema de gran actualidad e importancia, tanto desde el punto de vista teórico (explicación del confinamiento como origen de la masa de la materia que forma el Universo visible) como experimental - fenómenos de QCD forman el fondo sobre el cual buscar Física más allá del Modelo Estándar de las partículas elementales. Los experimentos en el LHC ofrecerán sin duda información de gran importancia sobre todos estos aspectos.

Agradecimientos

Los autores agradecen el apoyo del Ministerio de Ciencia e Innovación (proyectos FPA2008-01177 y FPA2009-06867-E (NA)), Xunta de Galicia (Consellería de Educación y proyecto PGIDIT10PXIB206017PR (NA)), y proyecto Consolider-Ingenio 2010 CPAN (CSD2007-00042).

References

- [1] D. J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343-1346.
- [2] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346-1349.
- [3] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, Phys. Lett. **B47** (1973) 365-368.

- [4] F. J. Ynduráin, *The Theory of Quark and Gluon Interactions*, Springer-Verlag 2006; P. Pascual y R. Tarrach, *QCD: renormalization for the practitioner*, Springer-Verlag 1984; A. V. Smilga, *Lectures on quantum chromodynamics*, World Scientific 2001; B. L. Ioffe, V. S. Fadin y L. N. Lipatov, *Quantum Chromodynamics: Perturbative and Nonperturbative Aspects*, Cambridge University Press 2010; R. K. Ellis, W. J. Stirling y B. R. Webber, *QCD and collider physics*, Cambridge University Press 2003.
- [5] S. Bethke, Eur. Phys. J. **C64** (2009) 689-703.
- [6] R. Alkofer y J. Greensite, J. Phys. G **G34** (2007) S3.
- [7] S. Durr, Z. Fodor, C. Hoelbling *et al.*, [arXiv:1011.2403 [hep-lat]].
- [8] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **179** (1969) 1547-1553.
- [9] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415-1417.
- [10] V. N. Gribov, Sov. Phys. JETP **30** (1970) 709-717.
- [11] Y. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73** (1977) 1216]; V. N. Gribov y L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438 [Yad. Fiz. **15** (1972) 781]; 675 [1218]; G. Altarelli y G. Parisi, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.
- [12] F. D. Aaron *et al.* [H1 y ZEUS Collaborations], JHEP **1001** (2010) 109.
- [13] S. Forte, [arXiv:1011.5247 [hep-ph]].
- [14] J. C. Collins, D. E. Soper y G. F. Sterman, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5** (1988) 1-91.
- [15] R. P. Feynman, *Photon-hadron interactions*, Reading 1972.
- [16] V. N. Gribov, [hep-ph/0006158].
- [17] J. P. Blaizot y E. Iancu (eds.), *QCD perspectives on hot and dense matter* (NATO Science Series, II, Mathematics, Physics and Chemistry, Vol. 87), Kluwer 2002.
- [18] G. F. Sterman y S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1436.
- [19] G. P. Salam, Eur. Phys. J. **C67** (2010) 637-686.

- [20] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. **D78** (2008) 052006.
- [21] Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 380-382.
- [22] A. Dobado, A. Gómez-Nicola, A. L. Maroto y J. P. Peláez, *Effective Lagrangians For The Standard Model*, Springer-Verlag 1997.
- [23] J. Goldstone, Nuovo Cim. **19** (1961) 154-164.
- [24] T. D. Lee y G. C. Wick, Phys. Rev. D **9** (1974) 2291.
- [25] J. C. Collins y M. J. Perry, Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1353; J. Hofmann, H. Stöcker, W. Scheid y W. Greiner, *Report of the Workshop on BeV/nucleon Collisions of Heavy Ions: How and Why, Bear Mountain, New York, 29 Nov - 1 Dec 1974*; B. A. Freedman y L. D. McLerran, Phys. Rev. D **16** (1977) 1169; E. V. Shuryak, Phys. Lett. B **78** (1978) 150 [Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 408].
- [26] F. Karsch, Lect. Notes Phys. **583** (2002) 209; J. Phys. Conf. Ser. **46** (2006) 122; [arXiv:0711.0656 [hep-lat]]; [arXiv:0711.0661 [hep-lat]].
- [27] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27** (1983) 140.
- [28] R. Hwa (ed.), *Quark-Gluon Plasma 1*, World Scientific 1990; *Quark-Gluon Plasma 2*, World Scientific 1995; R. Hwa y X.-N. Wang (eds.), *Quark-Gluon Plasma 3*, World Scientific 2004; *Quark-Gluon Plasma 4*, World Scientific 2010; C. Pajares y Yu. M. Shabelski, *Relativistic Nuclear Interactions*, Editorial URSS 2007.
- [29] K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration], Nucl. Phys. A **757** (2005) 184; B. B. Back *et al.* [PHOBOS Collaboration], Nucl. Phys. A **757** (2005) 28; I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], Nucl. Phys. A **757** (2005) 1; J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A **757** (2005) 102.
- [30] M. Gyulassy y L. McLerran, Nucl. Phys. A **750** (2005) 30.
- [31] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], [arXiv:1011.3916 [nucl-ex]]; [arXiv:1011.3914 [nucl-ex]]; [arXiv:1012.1004 [nucl-ex]]; [arXiv:1012.1657 [nucl-ex]]; G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], [arXiv:1011.6182v2 [hep-ex]].
- [32] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. C **75** (2007) 024909.