

Líquido de quarks y gluones

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 review the key ideas about the Quark-Gluon Plasma. After a brief reminder of its theoretical foundations, we discuss the experimental evidences which lead to the conclusion that the medium created in a collision between heavy ions at very high energies, behaves like a quasi-ideal fluid in which quarks and gluons interact very strongly. The evidences are the existence of a strong collective flow, well described by ideal Hydrodynamics, and the suppression of high transverse momentum particles. We also examine the arguments in favor of a semi-classical description of the initial stage of the collision.

1 Introducción

Hace ya tres décadas, T. D. Lee y G. Wick apuntaron [1] la posibilidad de explorar una nueva Física distribuyendo una densidad de materia nuclear grande o una densidad de energía grande en un volumen relativamente grande. De esta manera sería posible restaurar simetrías rotas del vacío físico y crear nuevos estados anormales de materia nuclear densa. Enseguida se vió que la libertad asintótica en Cromodinámica Cuántica (QCD), recientemente descubierta en aquel entonces, implicaba la existencia de una forma de materia nuclear muy densa formada por quarks y gluones deconfinados [2, 3], que posteriormente se llamó Plasma de Quarks y Gluones (QGP) [4].

Se puede entender la transición entre la materia nuclear ordinaria y un gas de quarks y gluones libres como un cambio en el número de grados de libertad. En efecto, si consideramos un gas de piones libres (HG), la estadística de Bose-Einstein nos dice que la densidad de energía (despreciando la masa del pión) es

$$\epsilon_{\text{HG}} = \frac{\pi^2}{30} 3 T^4 \simeq T^4, \quad (1)$$

donde el factor 3 corresponde a los tres estados de carga de los piones π^+ , π^0 , π^- . A temperaturas más altas que la temperatura crítica T_c , si consideramos un gas de quarks y gluones, la densidad

de energía es

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

donde hemos tenido en cuenta los 8 estados de color de los gluones, cada uno de ellos con 2 posibles estados de helicidad, y 2(3) clases de quarks y antiquarks, cada uno de ellos con dos estados de espín y 3 colores. El factor 7/8 se debe al carácter fermiónico de quarks y antiquarks.

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. 1) 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. (1), a deconfinados, Eq. (2) [5]. 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. (2), 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).

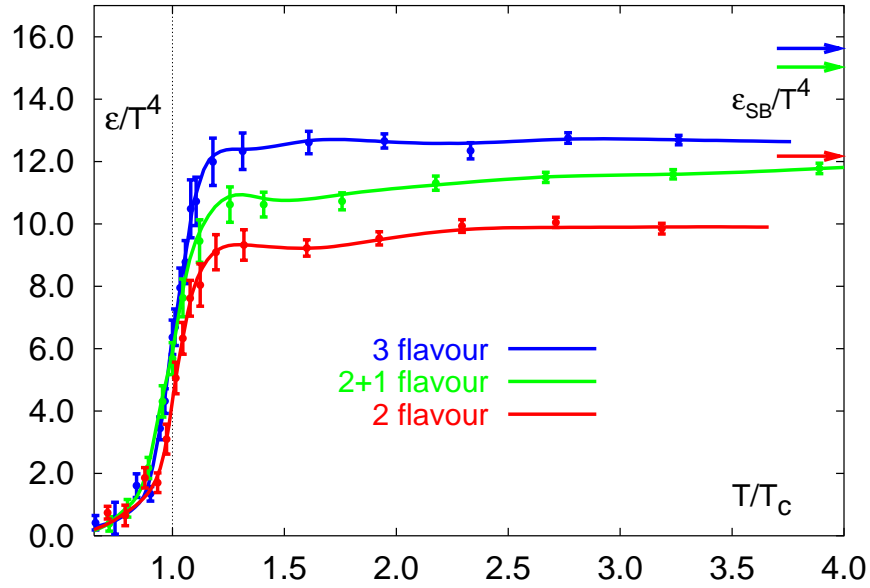


Figure 1: Densidad de energía versus temperatura obtenida en QCD en el retículo [5]. Las líneas de abajo arriba indican el resultado para número de quarks 2 ligeros, 2 ligeros y 1 pesado, y 3 ligeros. Las flechas en la parte derecha indican los resultados correspondientes a un gas ideal por la ley de Stefan-Boltzmann.

Una estimación aproximada de la densidad de energía alcanzada en colisiones centrales (i.e.

a parámetro de impacto $b = 0$) núcleo-núcleo, A - A , para un tiempo τ_0 en el centro de masas de la colisión, se puede hacer utilizando la siguiente fórmula debida a Bjorken [6]:

$$\epsilon = \frac{\langle p_T \rangle \left. \frac{dN}{dy} \right|_{y=0}}{\tau_0 \pi R_p^2 A^{2/3}}, \quad (3)$$

que se obtiene suponiendo que la energía transversa a la dirección de la colisión, producida en ella, viene aproximadamente dada por el número de partículas producidas dN/dy para rapidez $y = 0$ multiplicada por el momento transverso medio por partícula $\langle p_T \rangle$. Esta energía se deposita en un volumen dado por el área transversa $\pi R_A^{2/3} = \pi R_p^2 A^{2/3}$ de la colisión central entre dos núcleos, multiplicada por una escala longitudinal determinada por el tiempo de colisión $\tau_0 \simeq 1$ fm. Introduciendo los datos experimentales para dN/dy y $\langle p_T \rangle$ obtenidos a las energías más altas estudiadas en el Super Proton Synchrotron (SPS) del CERN y en el Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) de BNL, se obtienen para colisiones Pb-Pb (SPS) y Au-Au (RHIC) los valores $\epsilon \approx 2$ y 4 GeV/fm³ 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.

Una transición de fase en el sentido estricto de Mecánica Estadística requiere una discontinuidad en la densidad de energía o en una de sus derivadas, en el límite de volumen infinito. 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. En este caso muchas de las propiedades del sistema, determinadas por la ecuación de estado, tienen un comportamiento similar al que ocurriría en una transición de fase estricta. En particular, en la transición de fase la presión muestra un incremento continuo sin cambio abrupto, aumentando lentamente en una región en donde la densidad de energía aumenta un orden de magnitud. La velocidad del sonido, $c_s^2 = dp/d\epsilon$, es muy pequeña en esa región (Fig. 2). Este hecho, el 'suavizamiento' de la ecuación de estado, alrededor de la transición de fase, es un hecho clave para estudiar cuándo se produce un flujo colectivo del sistema al expandirse el Plasma.

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. 3.

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

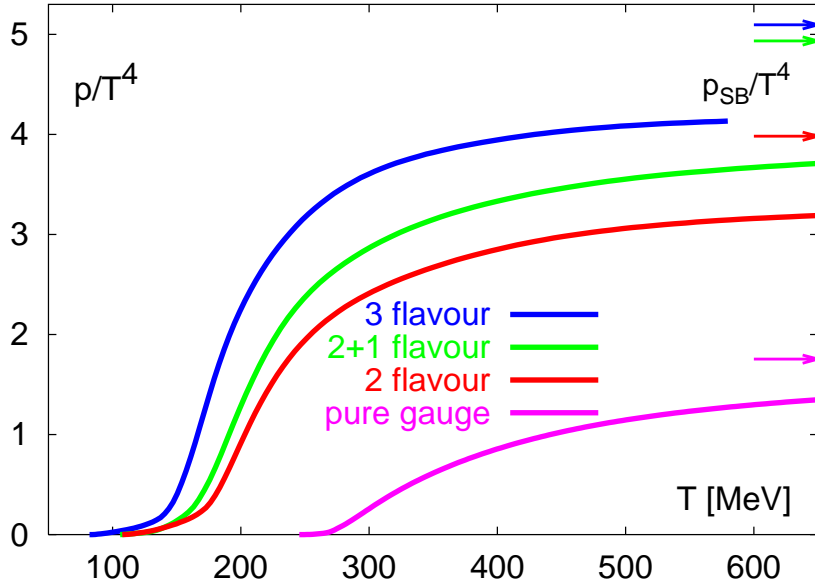


Figure 2: Presión versus temperatura obtenida en QCD en el retículo [5]. Las líneas de abajo arriba indican el resultado para número de quarks 0, 2 ligeros, 2 ligeros y 1 pesado, y 3 ligeros. Las flechas en la parte derecha indican los resultados correspondientes a un gas ideal por la ley de Stefan-Boltzmann.

los hadrones, sino que la simetría quiral de QCD se rompe espontáneamente. De esta manera, la búsqueda del QGP 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 gluones.

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 el año 2008 se espera que entre en funcionamiento el Large Hadron Collider (LHC) del CERN, que alcanzará una energía de $\sqrt{s} = 5.5$ TeV por nucleón. 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 [7] muestran varios

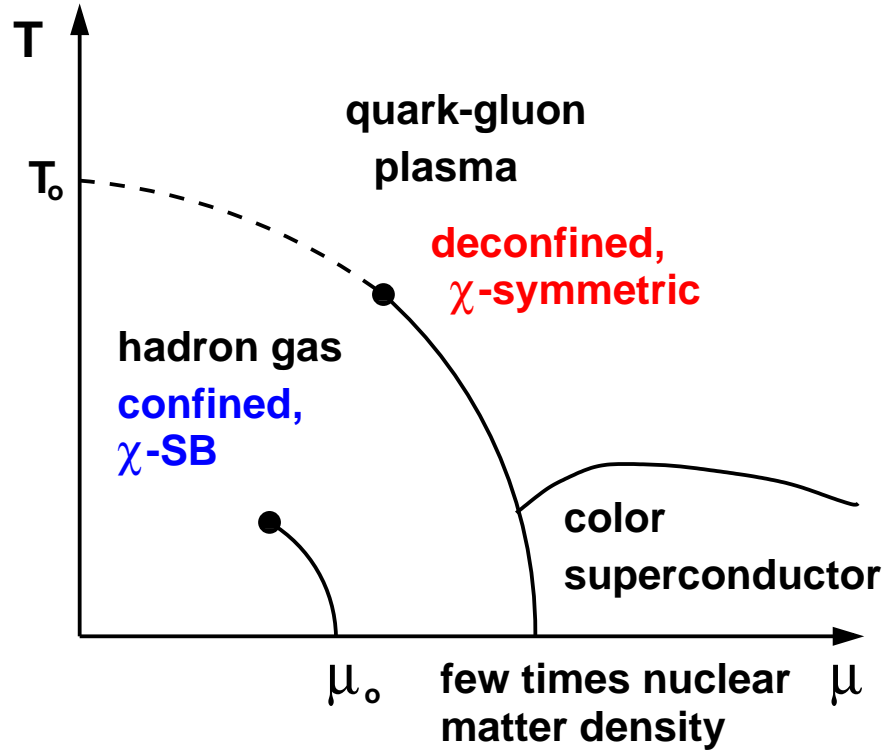


Figure 3: Diagrama de fases obtenida en QCD en el retículo para 3 quarks [5]. Las líneas continuas indican una transición de fase de primer orden, las líneas discontinuas un 'crossover', y los puntos señalan los puntos críticos.

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 [8, 9] 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.

2 Termalización y flujo elíptico

Una pregunta clave es si la materia producida en RHIC está termalizada, y cuándo se alcanza dicho equilibrio termodinámico. Para contestar a esta pregunta es importante estudiar la abundancia de las distintas clases de hadrones, la distribución de las partículas producidas a bajo momento transversal, y el flujo elíptico.

La producción de partículas extrañas nos permite verificar si se ha alcanzado el equilibrio químico. En colisiones e^+e^- y $\bar{p}p$, las abundancias de los distintos tipos de hadrones se describen razonablemente bien mediante modelos estadísticos [10], posiblemente debido a razones de conservación de energía-momento. Debido al pequeño tamaño del sistema, en estos casos la producción de extrañeza está suprimida. El grado de equilibrio se puede cuantificar por el factor de supresión de extrañeza, $\gamma_s = 2(s + \bar{s})/(u + \bar{u} + d + \bar{d})$, que describe la razón entre el número de partículas con el quark s o el antiquark \bar{s} y el número de partículas no extrañas con quarks y antiquarks u, \bar{u}, d, \bar{d} . $\gamma_s = 1$ indica un equilibrio completo. Los datos experimentales sobre colisiones Au-Au a $\sqrt{s} = 200$ GeV por nucleón muestran que las razones K^+/π^+ , K^-/π^- , p/π^+ y \bar{p}/π^- aumentan rápidamente en colisiones periféricas hasta saturarse en colisiones semi-centrales y centrales. Las comparaciones con el modelo estadístico gran canónico obtienen un valor de γ_s muy próximo a 1, por lo tanto la extrañeza está equilibrada a energías de RHIC, lo que es consistente con que el equilibrio químico se obtenga antes de la hadronización [11].

Cuando colisionan dos núcleos que inciden uno sobre otro en la dirección z , la distribución espacial del solapamiento de los dos núcleos es un elipsoide, tal y como se refleja en la Fig. 4. Cualquier interacción fuerte en este estado inicial de la colisión convierte esta anisotropía espacial en una anisotropía en los momentos, que se observa como un flujo elíptico de las partículas producidas. Como el gradiente de presión es más grande en el eje más pequeño del elipsoide, eje x , la asimetría espacial desaparece rápidamente, dado que los momentos más altos de las partículas producidas estarán en la dirección del gradiente, a no ser que en el estado inicial de la colisión haya una interacción muy fuerte entre las partículas producidas. Esta interacción podría ser partónica o hadrónica, aunque los datos experimentales apuntan, como veremos, a una interacción partónica fuerte.

Los diferentes tipos de flujo colectivo se cuantifican en términos de los primeros coeficientes de Fourier de la distribución en ángulo azimutal [12]. La sección eficaz inclusiva de producción de la partícula k con rapidez y , momento transversal p_T y ángulo azimutal ϕ (respecto a un

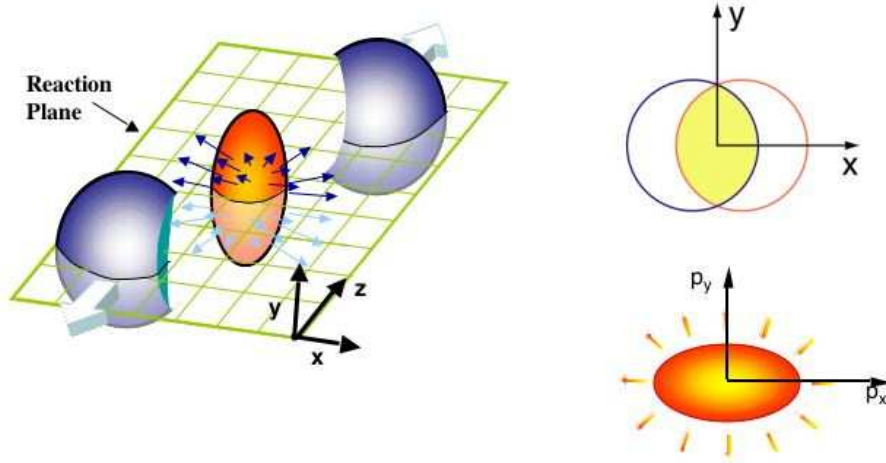


Figure 4: Solapamiento de dos núcleos en el plano perpendicular al eje de colisión z , y asimetrías espaciales y de momentos en la colisión [9].

origen ϕ_R determinado por el plano de reacción que contiene los centros de los dos núcleos que colisionan y el eje de colisión) viene dada por

$$\frac{dN_k}{dydp_T^2d\phi} = \frac{dN_k}{dydp_T^2} \frac{1}{2\pi} [1 + 2v_1 \cos(\phi - \phi_R) + 2v_2 \cos 2(\phi - \phi_R) + \dots], \quad (4)$$

donde el flujo directo v_1 y el flujo elíptico v_2 ,

$$v_1 = \langle \cos(\phi - \phi_R) \rangle = \left\langle \frac{p_x}{p_T} \right\rangle, \quad v_2 = \langle \cos 2(\phi - \phi_R) \rangle = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_T^2} \right\rangle, \quad (5)$$

dependen de la partícula detectada k , de su rapidez y su momento transversal, así como del grado de centralidad de la colisión expresado, por ejemplo, por el número de nucleones participantes en la misma. A rapidez central, $y = 0$, v_1 se anula por consideraciones de simetría.

Si el flujo elíptico refleja una anisotropía espacial inicial expresada mediante la excentricidad

$$\epsilon = \left\langle \frac{y^2 - x^2}{y^2 + x^2} \right\rangle, \quad (6)$$

que requiere, para que no desaparezca, una interacción entre la materia formada, se esperaría que v_2 fuese proporcional a la excentricidad y a la densidad de interacciones. Esta última será proporcional a la densidad de partículas cargadas producidas, es decir,

$$v_2 \propto \epsilon \frac{1}{S} \frac{dN_{charged}}{dy}, \quad (7)$$

con

$$S = \pi R_x R_y \quad (8)$$

el área del elipsoide de solapamiento. La proporcionalidad dada por la Eq. (7) ha sido verificada para energías de AGS, SPS y RHIC, y para una gama muy amplia de proyectiles y blancos, como

se muestra en la Fig. 5. A energías más bajas que las de AGS de 11.8 GeV por nucleón, v_2 ya no verifica la Eq. (7) e incluso es negativa. La razón para ello es que a baja energía los nucleones no participantes (llamados espectadores) impiden la 'salida' de la materia interaccionante por el eje más corto del elipsoide, con lo que hay una mayor producción de partículas a lo largo del eje más largo, donde no hay nucleones.

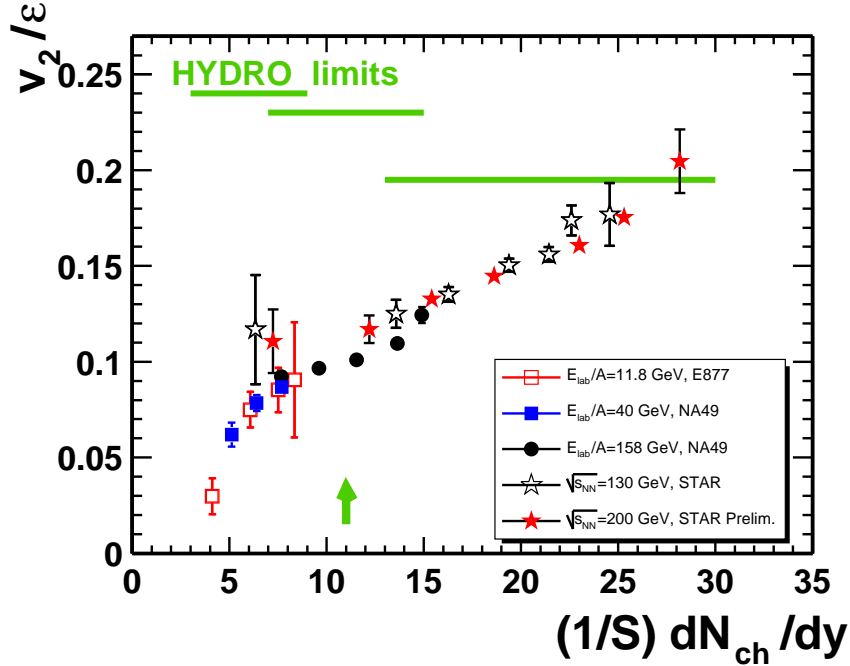


Figure 5: Flujo elíptico dividido por la excentricidad, versus la multiplicidad por unidad de área, Eq. (7) [13].

En la Fig. 5 también se muestra la predicción de los modelos hidrodinámicos con viscosidad despreciable [14]. El valor hidrodinámico solamente se alcanza en RHIC para colisiones centrales.

En la Fig. 6 mostramos los datos de v_2 para diferentes clases de partículas: π , K , p , Λ , conjuntamente con las predicciones hidrodinámicas válidas para bajo momento transversal. Cualitativamente, el flujo es mayor para partículas ligeras. El acuerdo con las predicciones [15] es total, tanto cualitativa como cuantitativamente. Este hecho muestra que existe un campo de velocidades del flujo colectivo asimétrico, común para todas las partículas π , K , p , Λ . El acuerdo se obtiene solamente cuando se introduce una ecuación de estado "blanda", es decir, con c_s^2 muy pequeño, tal y como muestra el resultado de QCD en el retículo cerca de la temperatura crítica T_c mencionado anteriormente.

En la Fig. 7 se muestra una ley de escala que se verifica con bastante buena aproximación, v_2/n en función de $KE_T/n = \left(\sqrt{p_T^2 + m^2} - m\right)/n$, con n el número de quarks o antiquarks

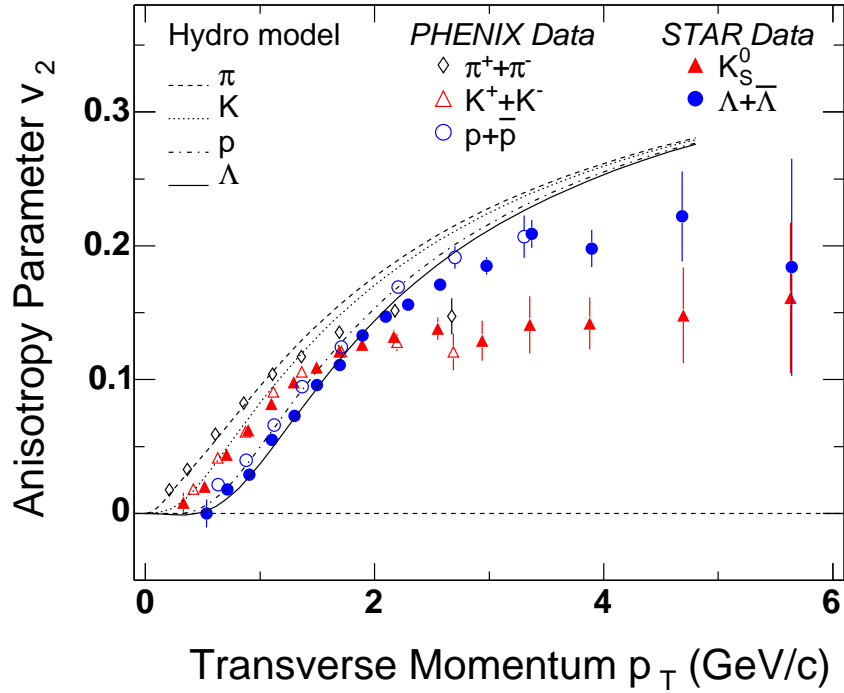


Figure 6: Flujo elíptico para distintos tipos de partículas versus momento transversal [8].

de la partícula. Esta ley fue predicha por diversos modelos, denominados de coalescencia, que asumen que el medio está formado por partones [17].

En dinámica de fluidos, se clasifican las distintas características de los flujos mediante números adimensionales. Así, fluidos pocos viscosos están caracterizados por un número de Reynolds grande, $Re = \epsilon L v_f / \eta$, donde ϵ , v_f y η son respectivamente la densidad de energía, la velocidad y la viscosidad ('shear viscosity'), mientras que L es la escala longitudinal del sistema. Análogamente, el número de Mach $Ma = v_f / c_s$ cuantifica la diferencia entre fluidos incompresibles, $Ma \ll 1$, y compresibles, $Ma \sim 1$. Finalmente, el número de Knudsen, $Kn = \lambda / L$, donde λ es el recorrido libre medio, marca la diferencia entre sistemas con bajo número de colisiones por partícula del medio i.e. grandes Kn como en el caso de gases fluyendo libremente, y sistemas tipo líquido donde hay muchas colisiones por partícula, $Kn \ll 1$.

Estos tres números están relacionados puesto que $\eta = \epsilon c_s \lambda$ y, por tanto, $Ma = Re \times Kn$. Como la materia formada en colisiones entre iones pesados se expande, el flujo correspondiente es compresible y $Ma \sim 1$. Así, $Re \simeq 1 / Kn$, implicando que si Kn es pequeño, la viscosidad es pequeña.

En función del inverso del número de Knudsen, Kn^{-1} , la dependencia esperada del flujo elíptico es la representada en la Fig. 8. En efecto, es natural esperar que el flujo elíptico aumente con el número de interacciones, y que desaparezca en ausencia de éstas. El caso

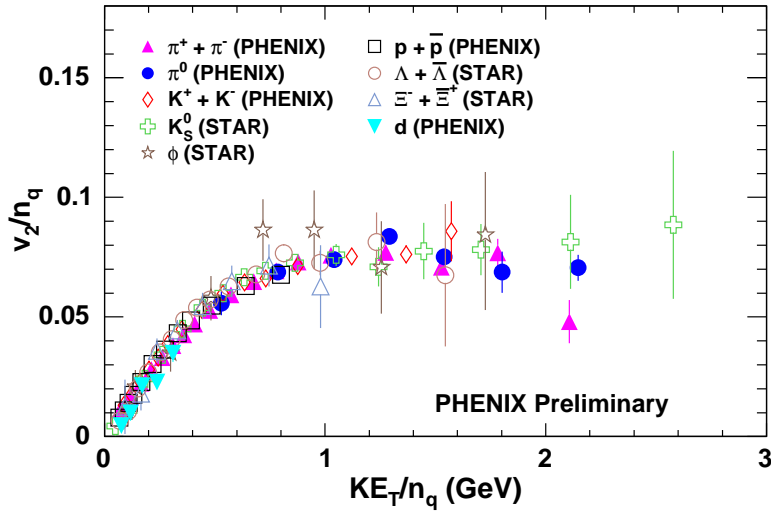


Figure 7: Flujo transverso por quark en la partícula, versus la energía cinética transversa $KE_T = \sqrt{p_T^2 + m^2} - m$ por quark [16].

opuesto, es el límite del fluido ideal en el que v_2 es finita. El crecimiento entre los dos límites satura para algún valor de Kn^{-1} para el cual el sistema se equilibra. Para valores más grandes de Kn^{-1} , v_2 se mantiene constante de acuerdo con la invariancia de escala en la descripción de fluido ideal. Este comportamiento, si comparamos con los datos experimentales de RHIC, véase la Fig. 5, significa que si verdaderamente tenemos un fluido ideal, termalizado y con baja viscosidad, debe aparecer una curvatura que haga que el comportamiento creciente que se ve en la Fig. 5 lleve a la saturación esperada, Fig. 8. Los datos obtenidos en el LHC verificarán claramente este punto, confirmando o no el carácter de líquido ideal de la materia producida.

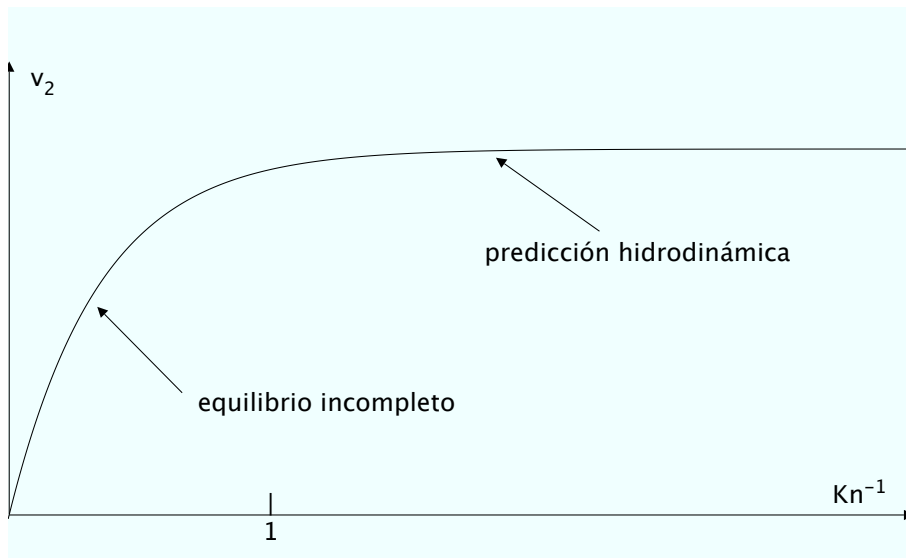


Figure 8: Comportamiento de v_2 versus el inverso del número de Knudsen Kn^{-1} .

La posibilidad de que la materia partónica formada sea un líquido ideal de baja viscosidad ha sido de interés para los físicos teóricos que se dedican a teoría de cuerdas. La correspondencia Anti de Sitter/teoría de campos conforme (AdS/CFT) permite calcular las propiedades de una teoría de Yang-Mills supersimétrica con $\mathcal{N} = 4$ en términos de la gravedad en un espacio curvo. El límite de acoplamiento fuerte (gran constante de 't Hooft, $g^2 N_c \rightarrow \infty$) corresponde a acoplamiento débil de la gravedad. En la teoría de Yang-Mills supersimétrica con $\mathcal{N} = 4$ la razón entre la viscosidad y la densidad de entropía satisface $\eta/s \geq (4\pi)^{-1}$ [18], aproximándose al límite de la cota cuando el acoplamiento se hace infinito. Aunque teorías supersimétricas con $\mathcal{N} = 4$ no corresponden al mundo físico, se ha argumentado que esta cota podría ser una consecuencia del acoplamiento fuerte en QCD. El límite se alcanza cuando el recorrido libre medio de una partícula se iguala a su longitud de onda de de Broglie. Por debajo de este límite el scattering se halla suprimido por coherencia cuántica.

3 Saturación de partones. El "Color Glass Condensate"

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) [19, 20]. 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. Estos campos de color actúan coherentemente, formando el denominado "glasma", en correspondencia a la descripción, dentro de los modelos de cuerdas, de la formación de un cluster formado por el solapamiento de cuerdas cuando éstas alcanzan una densidad crítica (percolación de cuerdas) [21, 22].

Consideremos un proyectil que interacciona con un núcleo A . A pequeños valores de x (la fracción de momento del hadrón que lleva un partón, lo que corresponde a una colisión a grandes energías), 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 transverso transferido) participan en la interacción coherentemente. La densidad de partones en el plano transversa a la colisión es

$$\rho_A \simeq \frac{xG_A(x, Q^2)}{\pi R_A^2} \propto A^{1/3}. \quad (9)$$

El proyectil interacciona con los partones del núcleo con una sección eficaz $\sigma \simeq \alpha_s(Q^2)/Q^2$, donde α_s es la constante de acoplamiento de QCD calculada a una escala 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 :

$$1 \simeq \frac{\alpha_s(Q_s^2)}{Q_s^2} \frac{xG_A(x, Q_s^2)}{\pi R_A^2}. \quad (10)$$

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. 9 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. Los nombres de 'condensado' y 'color' resultan obvios de lo explicado. El nombre de glass se usa en analogía con los glasses usuales. Un glass es un sistema desordenado pero que evoluciona muy lentamente en comparación con las escalas de tiempo naturales. En este caso, los gluones de alto momento (alto x) radian gluones de bajo x , y ésta es la escala de evolución natural. En la saturación, los gluones de bajo x se encuentran desordenados, produciendo un campo clásico que evoluciona muy lentamente relativo a los tiempos de radiación de los gluones de alto x .

La densidad adimensional de gluones ρ (el número de gluones por unidad de espacio de fase) puede caracterizarse por el número de partículas producidas con una rapidez y y un momento transversal p_T , normalizado al área de una colisión (central) πR_A^2 . Esta densidad está saturada en el valor $1/\alpha_s(Q_s^2)$, es decir,

$$\rho \simeq \frac{1}{\pi R_A^2} \frac{dN}{dy d^2p_T} \sim \frac{1}{\alpha_s(Q_s^2)}. \quad (11)$$

la escala de saturación $Q_s(x, A)$ controla el número de ocupación de gluones $1/\alpha_s(Q_s^2)$, que al ser alto permite el uso de métodos semiclásicos. El comportamiento de la densidad descrito en

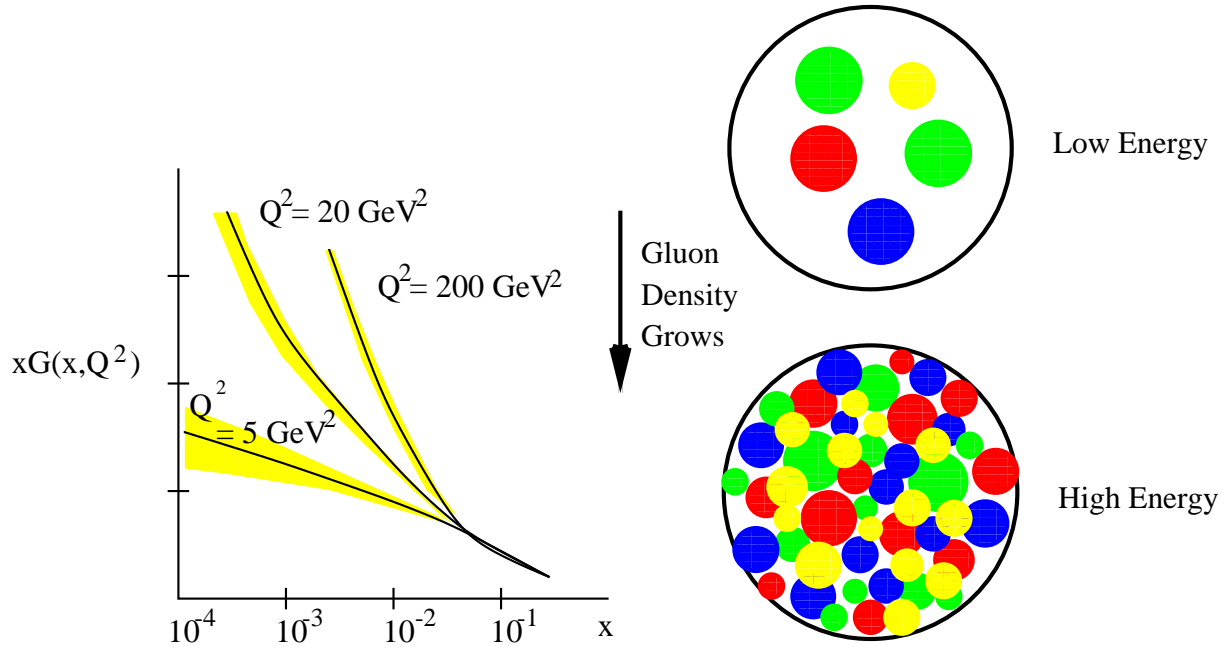


Figure 9: Comportamiento de la densidad de gluones en un hadrón a distintos valores de x y Q^2 [8].

la Eq. (11) solamente es válido para $p_T < Q_s$. Para longitudes de onda $1/p_T$ más pequeñas que $1/Q_s$ estamos fuera de la región de saturación, y dado que la constante de acoplamiento es aún más pequeña, podemos usar los métodos perturbativos usuales.

La Eq. (11) indica que el número de partículas producidas en colisiones A - A por unidad de área, o equivalentemente por par de nucleones participantes, apenas depende de la centralidad de la colisión, es decir, del número de nucleons participantes [23]. La única dependencia de (11) en este número viene a través de la dependencia de α_s en Q_s , y de ésta en el tamaño nuclear A . Esta dependencia origina sólo un comportamiento logarítmico con el número de participantes que está de acuerdo con los datos experimentales [7]. El CGC ha obtenido también otros éxitos en la descripción de datos experimentales como, por ejemplo, la ley de escala observada en scattering electrón-hadrón [24].

En el CGC, una colisión entre dos núcleos se puede considerar como la colisión entre dos discos de CGC, véase la Fig. 10. En el centro de masas de la colisión, aparecen como discos delgados a energías ultrarelativistas debido a la contracción Lorentz. Los gluones aparecen como vectores en la Fig. 10 para representar sus polarizaciones. Debido al gran número de gluones, éstos se pueden tratar como campos clásicos que están en el plano perpendicular al eje de la colisión. Se puede demostrar que los campos cambian rápidamente de transversos a longitudinales, debido a que la colisión genera cargas cromoelectricas y cromomagnéticas opuestas en los dos discos. Estos campos longitudinales coherentes forman el denominado

glasma [25], similar a lo que se encuentra en percolación [21, 22] debido al solapamiento de las cuerdas formadas por los campos de color que unen los partones del proyectil y del blanco, una vez que se supera la densidad crítica de cuerdas (que está relacionada con la escala de saturación).

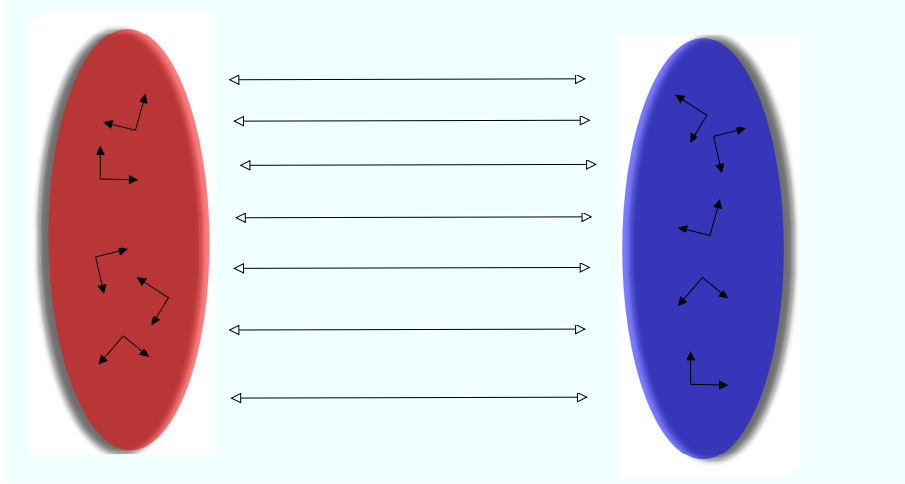


Figure 10: Campos longitudinales entre proyectil y blanco.

4 Supresión de partículas con alto momento

La supresión de partículas con alto momento transverso 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 [26]. 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, véase la Fig. 11.

El observable con el que RHIC ha medido dicha supresión [7], 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 :

$$R_{AB}^k(y, p_T) = \frac{\frac{dN_{AB}^k}{dydp_T}}{\langle N_{coll} \rangle \frac{dN_{pp}^k}{dydp_T}}. \quad (12)$$

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

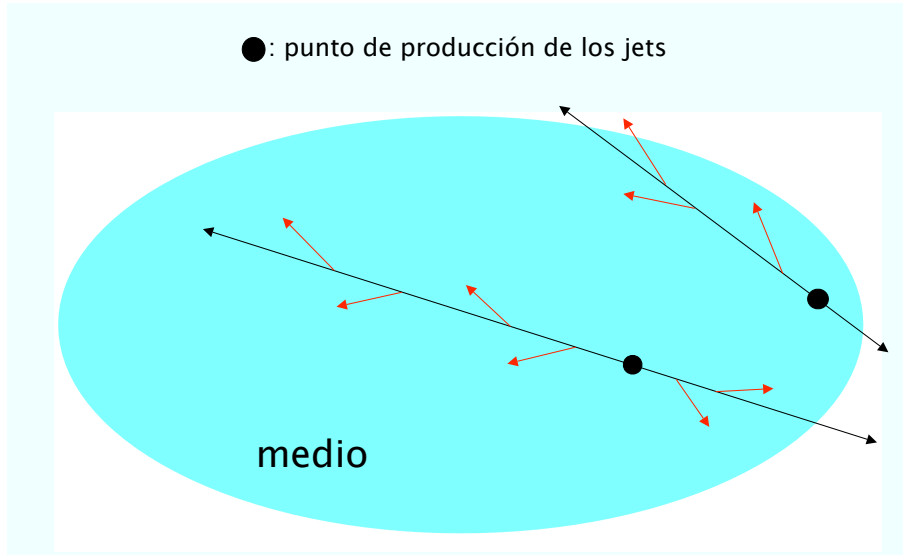


Figure 11: Jets producidos en el interior de un medio y que experimentan pérdidas energéticas al atravesarlo.

modelo de Glauber que contiene información sobre la geometría nuclear. Así, en ausencia de efectos nucleares $R_{AB}^k = 1$.

Existen efectos de estado inicial, es decir, no debidos a la creación de un medio tras la colisión sino al hecho de que las densidades partónicas en los nucleones de los núcleos que colisionan son diferentes a aquellas en un protón, por razones tanto de isospín como de efectos genuinamente nucleares [27]. Dichos efectos podrían hacer que $R_{AB}^k \neq 1$ incluso en ausencia de un medio. Para controlar dichos efectos, en RHIC se ha analizado este observable en colisiones d-Au en las que no se espera la creación de ningún medio en el estado final, y se han estudiado partículas cuya propagación no se ve afectada por el medio, como fotones no procedentes de desintegraciones de otras partículas (fotones directos). Como se ve en la Fig. 12, el factor de supresión nuclear para fotones no muestra una desviación apreciable de la unidad, mientras que este mismo factor para mesones π^0 o η muestran una supresión de aproximadamente un factor 5 para $p_T > 7$ GeV/c. Esto se repite para otras partículas con interacción fuerte, como protones que, sin embargo, muestran un comportamiento diferente a menor momento transversal.

La ausencia de supresión en los fotones directos y la gran supresión para otras partículas 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 transversales 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

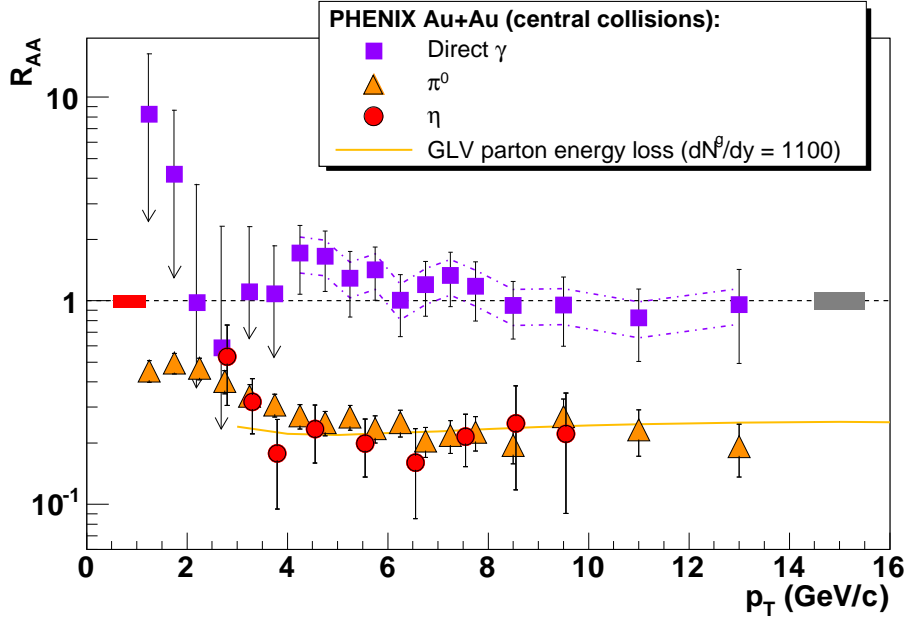


Figure 12: Factor de supresión nuclear a $y = 0$, medido en colisiones Au-Au centrales a 200 GeV por nucleón, para fotones directos, π^0 y η [28]. La línea presente en la gráfica corresponde a la descripción de factor de supresión para π^0 en un modelo de pérdida de energía radiactiva.

como para perturbar muy fuertemente la propagación de las partículas que lo atraviesan.

Otra evidencia adicional encontrada en RHIC aparece al estudiar las correlaciones azimutales a $y = 0$, entre las partículas producidas respecto a una de alto momento transversal. Considerando que la partícula de más alto p_T del suceso establece el "trigger" y marca el ángulo azimutal 0, se esperaría observar un pico a 180 grados por compensación de momento transversal, como sí se observa en colisiones $p-p$. Lo que se mide, véase la Fig. 13, es que si se estudia una partícula "trigger" de muy alto momento y partículas asociadas de alto momento, el pico que se esperaría a 180 grados desaparece. Por otra parte, si se estudian partículas asociadas de bajo momento, aparece una estructura plana o incluso con una depresión a 180 grados que aún no se comprende, pudiendo estar asociada a la energía perdida del jet o a la perturbación del medio al ser atravesado por una partícula muy energética.

La explicación usual a este fenómeno son las pérdidas por radiación inducida en un medio [30, 31]. La radiación de gluones inducida presenta, debido al autoacoplamiento de los mismos en QCD, unas características peculiares. El estudio de esta radiación junto con los fenómenos de longitud de coherencia finita (efecto Landau-Pomeranchuk-Migdal) lleva al siguiente resultado para la pérdida de energía ΔE de un partón muy energético:

$$\Delta E \propto \alpha_s \hat{q} C_R L^2, \quad (13)$$

con L la longitud del medio y C_R la carga de color del partón que radia. Es decir, la pérdida

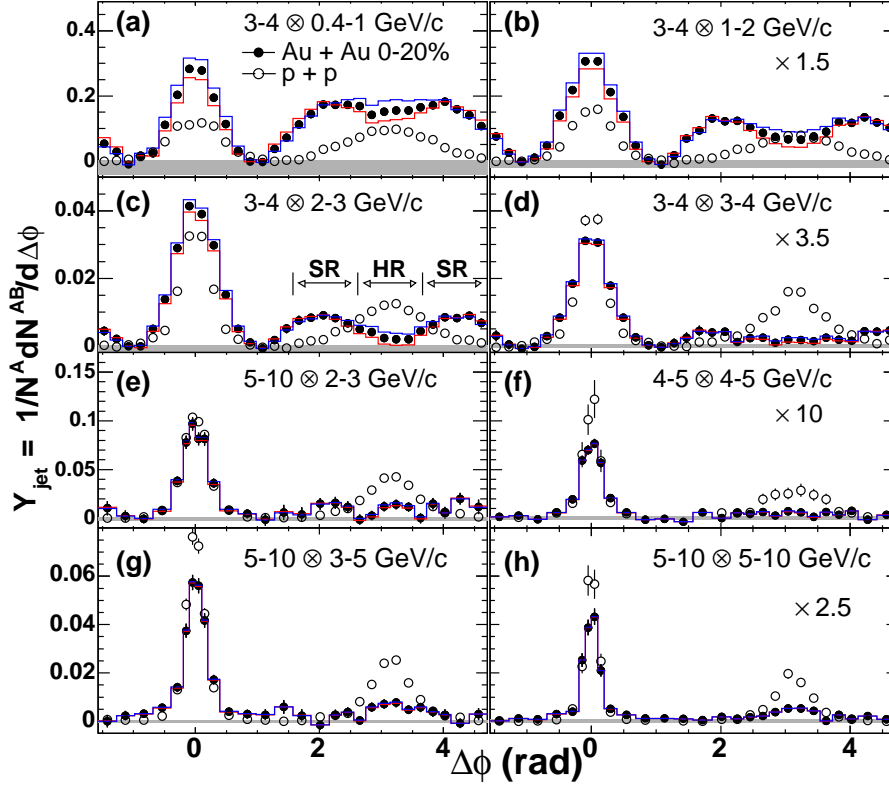


Figure 13: Distribución azimutal de partículas producidas respecto a una, "trigger", de alto momento transversal para $y = 0$, en colisiones p - p (símbolos vacíos) y centrales Au-Au (símbolos llenos) [29]. Las distintas regiones de momento transversal estudiadas para "trigger" y partículas asociadas se denotan en cada panel por $p_T^{trigger} \otimes p_T^{asociado}$.

de energía es independiente de la energía del partón, proporcional a su carga de color, y proporcional al cuadrado de la longitud del medio. Esta última característica es peculiar de QCD y no aparece en Electrodinámica Cuántica. Por último, la pérdida energética es proporcional a un coeficiente de transporte del medio, \hat{q} , que es proporcional a su vez a la densidad del medio por la sección eficaz de scattering entre el medio y el partón que lo atraviesa.

Los modelos de pérdida de energía radiativa describen el factor de supresión nuclear a varias energías y para distintas centralidades y núcleos. Los coeficientes de transportes extraídos del experimento, aunque sujetos a detalles de modelización del medio, resultan demasiados elevados para ser justificados por métodos perturbativos y constituyen una evidencia adicional de la alta densidad del medio y de la existencia de fuertes interacciones en él. Estos valores se han intentado justificar por métodos no perturbativos en el marco de la correspondencia AdS/CFT [32].

Sin embargo, y aun constituyendo la explicación usual al fenómeno de "jet quenching", los modelos de pérdida de energía radiativa no son los únicos existentes. Existen modelos de pérdida de energía colisional, modelos que suponen una hadronización inmediata de los partones

en un medio o la existencia de campos de color muy grandes, y modelos en los que los partones forman estados ligados que experimenta un scattering muy fuerte en el medio. Para diferenciar entre los distintos tipos de modelos, y de este modo obtener información sobre el medio, es necesario investigar observables como correlaciones entre las partículas producidas dentro de un jet realmente reconstruido, lo que solamente será posible en el LHC (en RHIC no se miden jets sino partículas, debido a que la deposición de energía del partón energético no es suficiente en relación al fondo como para producir un ratio señal/fondo aceptable).

No obstante, existe un observable medido en RHIC que presenta grandes problemas para ser explicado por los distintos modelos. Los denominados electrones no fotónicos son electrones que deben proceder, casi en su totalidad, de la desintegración de mesones conteniendo quarks pesados c y b , desintegración que tiene lugar a distancias muy grandes comparadas con las dimensiones del medio. Por tanto, el factor de supresión nuclear para electrones no fotónicos debe reflejar los efectos del medio sobre los quarks pesados. Los modelos de pérdida de energía radiativa predicen una menor radiación inducida para un quark masivo (lo que también ocurre en ausencia de medio, el denominado "dead-cone effect" por el que la radiación colineal está suprimida). Sin embargo, véase la Fig. 14, el factor de supresión nuclear medido para electrones no fotónicos presenta una supresión muy parecida a aquél para las partículas ligeras e.g. π^0 . Solamente asumiendo una contribución de quarks c relativa a la de b mucho mayor a la esperada, o combinando varios efectos, es posible reproducir los datos. No obstante, las discrepancias entre los distintos experimentos sobre la sección eficaz de producción del quark c [33] exigen el estudio de mesones pesados cuya desintegración haya sido realmente reconstruida para obtener conclusiones firmes. Esto será posible en un futuro próximo en el LHC, y en RHIC tras la actualización de los detectores.

5 Resumen

Las colisiones entre iones pesados a energías ultrarelativistas constituyen la posibilidad experimental de crear en el laboratorio el Plasma de Quarks y Gluones. El estudio de este nuevo estado de la materia debe ayudar a la comprensión del fenómeno del confinamiento en la teoría de campos que explica la interacción fuerte, la Cromodinámica Cuántica.

Los resultados experimentales obtenidos, sobre todo los que vienen de RHIC, indican que existe un alto grado de colectividad en la colisión. El medio creado se isotropiza de manera muy rápida y experimenta un flujo colectivo que se describe bien por modelos hidrodinámicos asumiendo una viscosidad muy pequeña. La gran supresión de partículas de alto momento transversal, independientemente de su especie, indica la existencia de un medio partónico muy

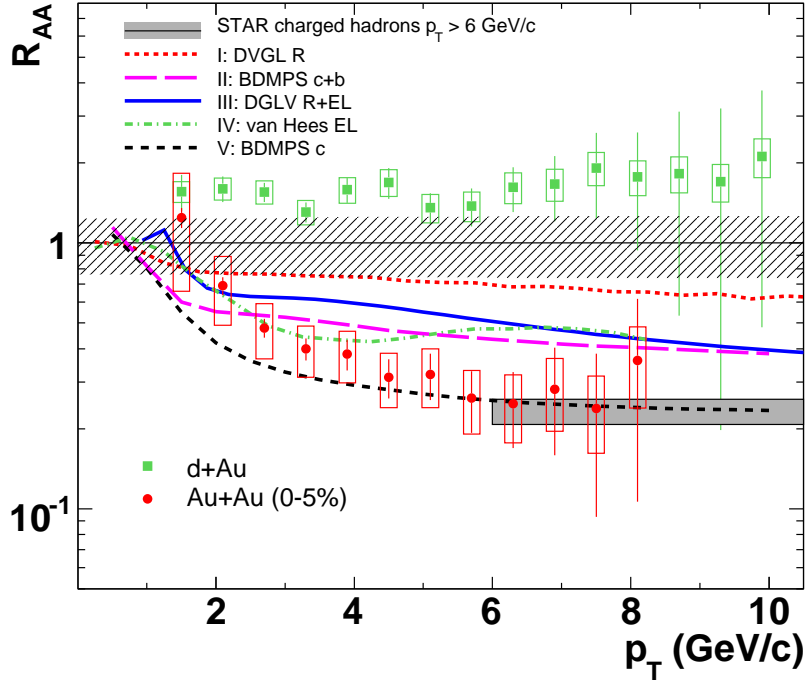


Figure 14: Factor de supresión nuclear para electrones no fotónicos, medido en colisiones d-Au y Au-Au centrales a 200 GeV por nucleón [33]. Las líneas I y II corresponden a modelos de pérdida de energía radiactiva, la línea III suplementa la I con pérdidas colisionales, la línea IV corresponde a un modelo que considera la creación de estados ligados fuertemente interaccionantes dentro del medio, y la V corresponde al modelo II asumiendo que sólo existe contribución de los quarks c .

denso y opaco. Todo esto permite concluir que el medio creado en la colisión corresponde no al gas de quarks y gluones cuasilibres que se espera a muy altas temperaturas, sino a un líquido con fuertes interacciones residuales que correspondería al Plasma a temperaturas un poco superiores a la temperatura crítica. El modelo que ofrece la mejor candidatura a explicar el estado inicial de la colisión es el denominado "Color Glass Condensate", en el que los núcleos que colisionan se comportan como condensados de color con grandes campos descritos semiclásicamente.

La caracterización de propiedades más detalladas del medio creado en la colisión y su identificación eventual con el Plasma de Quarks y Gluones exige la validación de los distintos modelos, el estudio de nuevos observables experimentales y el desarrollo de nuevas herramientas teóricas. Las medidas en el LHC y en la actualizaciones de RHIC serán claves para esta caracterización.

Agradecimientos

Los autores agradecen el apoyo del Ministerio de Educación y Ciencia de España bajo el proyecto FPA2005-01963 y un contrato Ramón y Cajal (NA), así como de la Xunta de Galicia (Consellería de Educación).

References

- [1] T. D. Lee y G. C. Wick, Phys. Rev. D **9** (1974) 2291.
- [2] 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.
- [3] C. Pajares y Yu. M. Shabelski, *Relativistic Nuclear Interactions*, Editorial URSS, Moscú 2007.
- [4] E. V. Shuryak, Phys. Lett. B **78** (1978) 150 [Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 408].
- [5] 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].
- [6] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27** (1983) 140.
- [7] 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.
- [8] M. Gyulassy y L. McLerran, Nucl. Phys. A **750** (2005) 30.
- [9] M. J. Tannenbaum, Rept. Prog. Phys. **69** (2006) 2005.
- [10] F. Becattini, Z. Phys. C **69** (1996) 485; J. Phys. G **28** (2002) 1553.
- [11] J. Cleymans, B. Kampfer, M. Kaneta, S. Wheaton y N. Xu, Phys. Rev. C **71** (2005) 054901.
- [12] J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46** (1992) 229.
- [13] C. Alt *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. C **68** (2003) 034903.

- [14] S. A. Voloshin y A. M. Poskanzer, Phys. Lett. B **474** (2000) 27.
- [15] T. Hirano y Y. Nara, Phys. Rev. C **68** (2003) 064902.
- [16] M. Issah y A. Taranenko [PHENIX Collaboration], arXiv:nucl-ex/0604011.
- [17] D. Molnar y S. A. Voloshin, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 092301.
- [18] G. Policastro, D. T. Son y A. O. Starinets, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 081601; P. Kovtun, D. T. Son y A. O. Starinets, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 111601.
- [19] L. D. McLerran y R. Venugopalan, Phys. Rev. D **49** (1994) 2233; 3352; D **50** (1994) 2225; A. L. Ayala, M. B. Gay Ducati y E. M. Levin, Nucl. Phys. B **493** (1997) 305.
- [20] E. Ferreira, E. Iancu, A. Leonidov y L. McLerran, Nucl. Phys. A **703** (2002) 489; 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, Dordrecht, The Netherlands, 2002; A. Kovner, Acta Phys. Polon. B **36** (2005) 3551.
- [21] N. Armesto, M. A. Braun, E. G. Ferreira y C. Pajares, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3736.
- [22] M. A. Braun y C. Pajares, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 4864.
- [23] D. Kharzeev y M. Nardi, Phys. Lett. B **507** (2001) 121.
- [24] A. M. Stasto, K. J. Golec-Biernat y J. Kwiecinski, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 596; N. Armesto, C. A. Salgado y U. A. Wiedemann, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 022002.
- [25] T. Lappi y L. McLerran, Nucl. Phys. A **772** (2006) 200.
- [26] J. D. Bjorken, preprint FERMILAB-PUB-82-059-THY.
- [27] N. Armesto, J. Phys. G **32** (2006) R367.
- [28] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. C **75** (2007) 024909.
- [29] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], arXiv:0705.3238 [nucl-ex].
- [30] R. Baier, D. Schiff y B. G. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50** (2000) 37; M. Gyulassy, I. Vitev, X. N. Wang y B. W. Zhang, arXiv:nucl-th/0302077; A. Kovner y U. A. Wiedemann, arXiv:hep-ph/0304151.
- [31] J. Casalderrey-Solana y C. A. Salgado, de próxima publicación en Acta Phys. Polon. B.
- [32] H. Liu, K. Rajagopal y U. A. Wiedemann, JHEP **0703** (2007) 066.

[33] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 192301.