

Plazma kwarkowo-gluonowa*

Stanisław Mrówczyński

*Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana, Warszawa
oraz Instytut Fizyki, Wyższa Szkoła Pedagogiczna, Kielce*

Quark-gluon plasma

Abstract: An elementary introduction to the physics of quark-gluon plasma is given. We start with a sketchy presentation of the Quantum Chromodynamics which is the fundamental theory of strong interactions. The structure of hadrons built up of quarks and gluons is briefly discussed with a special emphasis on the confinement hypothesis. Then, we explain what is the quark-gluon plasma and consider why and when the hadrons can dissolve liberating the quarks and gluons. The heavy-ion collisions at high energies, which provide a unique opportunity to get a droplet of the quark-gluon plasma in the terrestrial conditions, are described. We also consider the most promising experimental signatures of the quark-gluon plasma produced in nucleus-nucleus collisions. At the end, the perspectives of the quark-gluon plasma studies at the future accelerators are mentioned.

1. Wstęp

Plazma kwarkowo-gluonowa jest stanem materii o niezwykle wysokiej gęstości energii; tworzą ją kwarki i gluony. Wkrótce po Wielkim Wybuchu materia wypełniająca kosmos była właśnie w takim stanie. Gdy Wszechświat rozszerzał się stygnąc, plazma kwarkowo-gluonowa zamieniła się w pewnym momencie w hadrony, w szczególności protony i neutrony, które później utworzyły jądra atomowe. Plazma nie jest obecnie obserwowana w przyrodzie, choć pewne obiekty astrofizyczne, takie jak gwiazdy neutronowe, kryją być może w swoich gęstych centrach jej zarodki. W ostatnich latach powstała możliwość wytworzenia plazmy kwarkowo-gluonowej w eksperymentach laboratoryjnych. Z wielkim rozmachem realizowany jest program badania zderzeń ciężkich jąder ato-

mowych przy wysokich energiach. Kwestia, czy plazma powstaje w zderzeniach jonów przy dostępnych już teraz energiach, nie jest rozstrzygnięta. Mało kto natomiast zdaje się mieć wątpliwości, że w ciągu najbliższych kilku lat będziemy mieli niepodważalne dowody, że plazma jest rzeczywiście produkowana w zderzeniach jądrowych przy odpowiednio wysokich energiach. W tym czasie zostaną ukończone i rozpoczną pracę akceleratorzy nowej generacji: Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) w Brookhaven National Laboratory (USA) oraz Large Hadron Collider w CERN-ie w Genewie.

Celem tego artykułu jest wprowadzenie Czytelnika w problematykę badań plazmy kwarkowo-gluonowej. Zaczniemy od kilku słów o chromodynamice kwantowej, będącej fundamentalną teo-

*Wykład przedstawiony na XXXVIII Krakowskiej Szkole Fizyki Teoretycznej, Zakopane, 1-10 czerwca 1998 r. W wersji angielskiej artykuł ukazał się w *Acta Phys. Pol. B* 29, 3711 (1998).

rią oddziaływań silnych. Dalej krótko omówimy strukturę hadronów tworzonych przez kwarki i gluony, przy czym szczególny nacisk położymy na problem uwięzienia kwarków. W następnym rozdziale wyjaśnimy, kiedy i dlaczego hadrony mogą się rozpuszczać, uwalniając ze swych wnętrz kwarki i gluony. W końcu rozważymy możliwość wytworzenia plazmy kwarkowo-gluonowej w zderzeniach ciężkich jonów przy wysokich energiach.

Każdemu z poruszonych w tym artykule problemów poświęcona jest niezwykle bogata literatura. Zamiast cytować wiele oryginalnych prac, polecamy Czytelnikom szczególnie zainteresowanym problematyką plazmy kwarkowo-gluonowej dwa zbiory artykułów przeglądowych [1,2]. Najnowsze postępy można śledzić dzięki sprawozdaniom z regularnie odbywających się konferencji „Quark Matter” [3-5].

W artykule tym stosujemy naturalny układ jednostek, w którym prędkość światła c , stała Plancka \hbar i Boltzmanna k równe są jedności. Masa, pęd, temperatura mają zatem wymiar energii, wyrażanej zwykle w MeV. Odległości w przestrzeni czy czasie podajemy w jednostkach długości, najczęściej w femtometrach ($1 \text{ fm} = 10^{-13} \text{ cm}$) lub w odwrotnych jednostkach energii. Łatwo przeliczyć jedne jednostki na drugie, mając w pamięci, że $\hbar c = 197,3 \text{ MeV fm}$.

2. Chromodynamika kwantowa

Chromodynamika kwantowa (QCD) bardzo przypomina elektrodynamikę kwantową (QED). Podczas gdy elektrodynamika opisuje oddziaływania ładunków elektrycznych – zwykle elektronów i pozytonów – z polem elektromagnetycznym reprezentowanym przez fotony, chromodynamika określa zachowanie kwarków, będących odpowiednikami elektronów, i gluonów, pełniących rolę taką, jak fotony. Kwarki, podobnie jak elektrony, mają masę spoczynkową różną od zera i niosą specyficzny ładunek, który w odróżnieniu od ładunku elektrycznego jest nie jednego, lecz trzech typów („kolorów”), które nazywamy: czerwony, niebieski i zielony. Gluony, tak jak fotony, są bezmasowe, lecz w przeciwieństwie do kwantów pola elektromagnetycznego są obdarzone ładunkiem „kolorowym”, będącym kombinacją kolorów kwarków. Kombinacji takich jest osiem. Oddziaływanie elektromagnetyczne następuje na skutek wymiany

fotonów między oddziałującymi ładunkami, natomiast występowanie sił kolorowych spowodowane jest wymianą gluonów. Pomiedzy elektrodynamiką a chromodynamiką występuje jednak i istotna różnica: fotony, jako obiekty elektrycznie neutralne, nie mogą bezpośrednio oddziaływać ze sobą, podczas gdy między gluonami działają siły „kolorowe”.

Chromodynamika zrodziła się jako teoria kwarków i gluonów tworzących hadrony (cząstki oddziałujące silnie), takie jak protony i neutrony. Jednak dotychczas nie wypracowano w ramach chromodynamiki spójnego obrazu hadronu. Trudności wiążą się z samą naturą oddziaływań silnych, a więc z ich dużą intensywnością. Jedyną uniwersalną i skuteczną metodą obliczeniową kwantowej teorii pola jest rachunek zaburzeń (zwany też perturbacyjnym), w którym punktem wyjścia czy zerowym przybliżeniem jest układ nieoddziałujący. Duża wartość stałej sprzężenia QCD uniemożliwia zastosowanie tej metody dla kwarków i gluonów. Chromodynamika posiada jednak zdumiewającą własność, zwaną asymptotyczną swobodą. Efektywna stała sprzężenia α_s zależy od czteropędu Q przekazywanego w oddziaływaniu. A mianowicie,

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)}, \quad (1)$$

gdzie N_f jest liczbą typów kwarków, zaś $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200 \text{ MeV}$ jest tzw. parametrem skali QCD. Równanie (1) pokazuje, że stała sprzężenia staje się mała, jeśli $Q^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$. Tak więc oddziaływania, w których następuje dostatecznie duży przekaz pędu, mogą być traktowane perturbacyjnie. Chromodynamika rzeczywiście prawidłowo opisuje procesy „twarde”, czyli zachodzące z dużą wartością Q^2 , takie jak produkcja pęków cząstek („jetów”) w zderzeniach hadronów.

3. Struktura hadronów

Opis procesów miękkich w ramach QCD, w szczególności tych, które decydują o strukturze hadronów, pozostaje wielkim nie rozwiązany problemem teorii silnych oddziaływań. Musimy więc w tym wypadku odwoływać się do modeli fenomenologicznych, których poprawność możemy stwierdzić jedynie konfrontując ich przewidywania z danymi doświadczalnymi. Rozważając

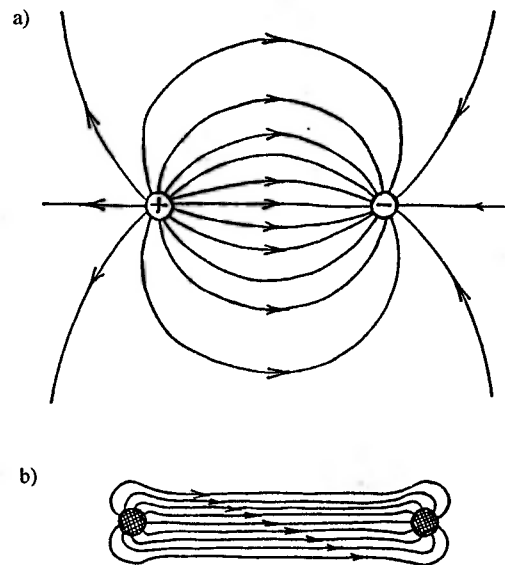
procesy miękkie posługujemy się często pojęciem kwarków składnikowych. Należy je odróżniać od kwarków prądowych, które są fundamentalnymi cząstkami o spinie $1/2$, występującymi w lagranżjanie QCD. Masy kwarków prądowych górnego (u) i dolnego (d) są niewielkie i wynoszą zaledwie kilka MeV. Kwarki składnikowe górny i dolny są ciężkimi kwazicząstkami, których masy, wynoszące ok. 300 MeV ($1/3$ masy nukleonu), są generowane na skutek oddziaływania. Masy dziwnego (s) kwarku prądowego i składnikowego wynoszą, odpowiednio, ok. 150 i 450 MeV. W tym wypadku więc różnica między kwarkiem prądowym i składnikowym jest mniej dramatyczna. Gdy mamy do czynienia z kwarkami ciężkimi – powabnym (c), pięknym (b) i prawdziwym (t) – wspomniane rozróżnienie traci sens.

W ramach modelu, który zakłada istnienie kwarków składnikowych, barion jest układem trzech związanych kwarków, natomiast mezon tworzy para kwark-antykwar. Gdy myślimy o strukturze hadronów w kategoriach kwarków prądowych, hadron jest obłokiem wielu kwarków, antykwarków i gluonów, z tym że liczby kwantowe (ładunek, spin itp.) barionu odpowiadają trzem kwarkom, zaś mezonu – parze kwark-antykwar. A zatem hadron tworzą kwarki walencyjne – określające jego liczby kwantowe – oraz morze gluonów i par kwark-antykwar.

Gluony są z pewnością odpowiedzialne za „sklejanie” kwarków w hadrony, lecz dotychczas nie udało się sformułować w pełni satysfakcjonującego modelu czy teorii wiązania hadronu. Teoria taka winna wyjaśnić hipotezę uwięzienia, która jest podstawowym elementem naszej wiedzy o świecie hadronów. Ładunki elektryczne wykazują skłonność do tworzenia neutralnych atomów czy molekuł. W przypadku oddziaływań chromodynamicznych mamy przypuszczalnie do czynienia nie ze „skłonnością”, lecz raczej ze ścisłą regułą, która pozwala występować ładunkom kolorowym jedynie w „białych” konfiguracjach (tzn. kojarzących kolory do białego). Istnienie wydzielonych ładunków kolorowych, jak te niesione przez kwarki czy gluony, jest wykluczone. Są one zatem uwięzione w układach obojętnych kolorowo, takich jak hadrony. Trzy kwarki tworzące barion są obdarzone trzema podstawowymi kolorami i razem dają obiekt biały. W mezonie kolory kwarka

i antykwarka są komplementarne i również wzajemnie się znoszą. Hipoteza uwięzienia dopuszcza istnienie poza barionami i mezonami innych jeszcze białych konfiguracji, takich jak np. układ 6 kwarków zwany dibarionem. Jednak takich egzotycznych hadronów mimo wielkich wysiłków eksperymentatorów zaobserwować się nie udało.

Zaproponowano wiele fenomenologicznych podejść do opisu zjawiska uwięzienia. Zaprezentujemy tutaj pokrótce model kolorowej struny, zainspirowany zjawiskiem Meissnera, polegającym na wypychaniu pola magnetycznego z nadprzewodnika. W modelu tym zakłada się, że próżnia zachowuje się jak ośrodek dielektryczny, w którym pole chromodynamiczne nie może się rozchodzić, lecz jest skoncentrowane w cienkich rurkach – strunach – łączących źródła pola. Na rys. 1 pokazujemy pole elektryczne wytworzone przez dwa przeciwne ładunki w zwykłej próżni (a) i w ośrodku dielektrycznym (b). Obliczmy potencjał działający mię-



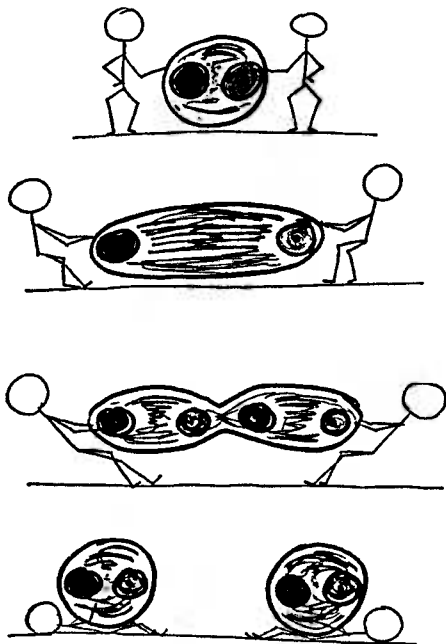
Rys. 1. Linie pola elektrycznego w próżni (a) i ośrodku dielektrycznym (b).

dzy ładunkami w tym drugim przypadku. Dzięki twierdzeniu Gaussa natychmiast stwierdzamy, że pole elektryczne $E = q/\sigma$, gdzie q jest ładunkiem, a σ polem przekroju poprzecznego struny. Jeśli przekrój ten nie zmienia się wraz z odległością między ładunkami r , szukany potencjał równy jest

$$V(r) = \frac{q^2}{\sigma} r. \quad (2)$$

Potencjał rośnie więc liniowo z odległością, jeśli ładunki znajdują się w ośrodku dielektrycznym.

Mając na uwadze ten wynik, hipotezę uwięzienia, zilustrowaną na rys. 2, można zrozumieć w następujący sposób. Gdy próbujemy rozerwać kwarki tworzące mezon, dostarczamy energię do układu. Jeśli ta energia jest dostatecznie duża, aby powstała para kwark-antykwar, struna pęka i zamiast jednego mezonu mamy dwa.



Rys. 2. Uwięzienie kwarka i antykwarka w mezonie.

Na końcu tego rozdziału wspomnimy o jeszcze jednym często stosowanym modelu hadronów, a mianowicie o modelu worka. Zakłada się w nim, że próżnia wytwarza rodzaj ciśnienia na kwarki i gluony, oznaczanego literą B . W efekcie hadron jest kwarkowo-gluonowym workiem, który przypomina bąbelek pary znajdujący się w cieczy. Bąbelek jest zwykle sferyczny, lecz deformacje są możliwe. Model worka, w którym stała B pełni rolę swobodnego parametru, dobrze opisuje niezwykle bogate widmo hadronów.

4. Plazma kwarkowo-gluonowa

Plazma kwarkowo-gluonowa jest układem kwarków i gluonów, które nie są uwięzione we wnętrzach hadronów, lecz mogą się poruszać w całej objętości zajmowanej przez układ. Plazma ta przypomina zjonizowany gaz atomowy; atomy są odpowiednikami hadronów, jony i elektrony zaś kwarków i gluonów. Pojawia się wątpliwość, czy

istnienie plazmy kwarkowo-gluonowej nie przeczy hipotezie uwięzienia. Zauważmy jednak, że plazma jako całość jest biała, więc kwarki i gluony są nadal uwięzione w układzie kolorowo obojętnym. A zatem hipoteza nie jest bynajmniej naruszona. Niejasne jest natomiast, kiedy i dlaczego hadrony rozpuszczają się, uwalniając tworzące je kwarki i gluony. Tę kwestię rozważymy w następnym rozdziale, tutaj natomiast omówimy nieco nieoczekiwaną konsekwencję asymptotycznej swobody.

Ze względu na wspomniane już trudności z opisem w ramach QCD procesów miękkich, własności silnie oddziałującej materii, zbudowanej czy to z hadronów, czy też z kwarków i gluonów, są słabo znane, jeśli temperatura T jest mniejsza lub porównywalna z parametrem skali QCD, tj. Λ_{QCD} . Sytuacja zmienia się radykalnie, gdy $T \gg \Lambda_{\text{QCD}}$. Wówczas jedynym parametrem wymiarowym, opisującym nasz układ, jest T . Określa on w szczególności średni przekaz pędu w oddziaływaniach kwarków i gluonów, który równy jest $\langle Q^2 \rangle = cT^2$, gdzie c jest stałą bezwymiarową. Ten wymiarowy argument zastosowany do wzoru (1) prowadzi do wniosku, że uśredniona stała sprzężenia jest mała, gdy $T \gg \Lambda_{\text{QCD}}$. A zatem w granicy dostatecznie dużych temperatur plazma kwarkowo-gluonowa jest prawie idealnym gazem bezmasowych kwarków i gluonów.

Szczegółowe obliczenia wykonane w ramach tzw. skończonotemperaturowej QCD pokazują, że asymptotyczna swoboda jest rzeczywiście osiągnięta w granicy wysokich temperatur. Nie będziemy tutaj tych obliczeń omawiać, dodamy natomiast prosty, intuicyjny argument do przedstawionego powyżej argumentu wymiarowego. Przekaz pędu występujący w równaniu (1), opisującym biegnącą stałą sprzężenia, odpowiada (dzięki transformacji Fouriera) odległości między oddziałującymi partonami. Odległość ta jest proporcjonalna do odwrotności przekazu pędu. Gdy temperatura plazmy rośnie, gęstość partonów wzrasta jak T^3 przy dostatecznie wysokich temperaturach (można się tutaj znów odwołać do argumentu wymiarowego, bądź wykonać proste rachunki, które przedstawiamy w następnym rozdziale). Ponieważ średnia odległość między cząstkami w gazie o gęstości ρ wynosi $\rho^{-1/3}$, średnia odległość w plazmie kwarkowo-gluonowej maleje z temperaturą jak T^{-1} . W konsekwencji, uśredniona stała sprzężenia znika w granicy $T \rightarrow \infty$.

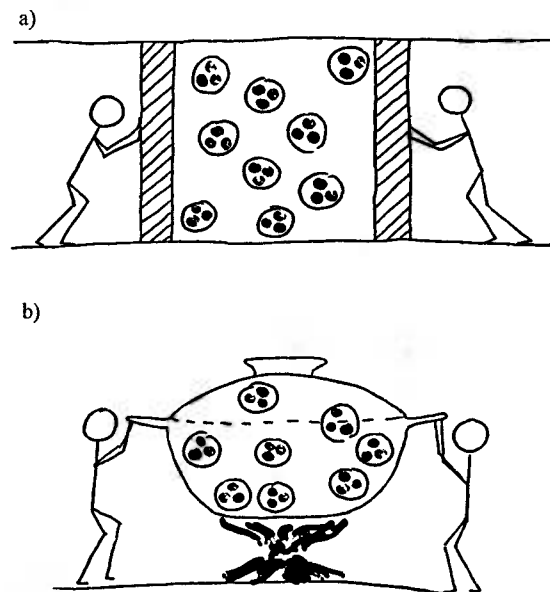
5. Przejście fazowe uwolnienia

Zamiana gazu hadronowego w plazmę kwarkowo-gluonową nosi nazwę przejścia fazowego uwolnienia. Choć nie dysponujemy w pełni satysfakcjonującą teorią opisującą to przejście, jest wiele niezależnych wskazań, że uwolnienie kwarków i gluonów z wnętrza hadronów rzeczywiście następuje, gdy materia osiągnie dostatecznie dużą gęstość energii. W pierwszej kolejności należałoby tutaj wspomnieć tzw. sieciowe sformułowanie QCD, w którym ciągłą przestrzeń zastępuje się siecią dyskretnych punktów i łączących je odcinków. Symulacje Monte Carlo pokazują, że w sieciowej QCD mamy dwie fazy, które identyfikujemy jako występujący poniżej temperatury krytycznej gaz hadronowy i obecną powyżej tej temperatury plazmę kwarkowo-gluonową. Nie będziemy się tutaj zajmować rachunkami sieciowymi, przedstawimy natomiast proste fizyczne argumenty na rzecz istnienia plazmy.

Zacniemy od obserwacji, że hadrony nie są obiektami punktowymi, lecz mają skończone rozmiary. Promień hadronu wynosi ok. 1 fm. Rozważmy zatem gaz hadronowy, który jest tak gęsty, że średnia odległość między hadronami równa jest ok. 1 fm. Nie ma powodów, aby przypuszczać, że potencjał, który więzi kwarki i gluony w hadronach, działa w tak gęstym ośrodku na odległościach większych niż 1 fm. Gdy odsuwamy od siebie kwark i antykwark tworzące mezon, wokół nie ma próżni, lecz są liczne hadrony. Spodziewamy się zatem, że potencjał uwięzienia będzie ekranowany na odległościach porównywalnych ze średnią odległością między cząstkami gazu.

Jak pokazuje rys. 3, mamy dwa sposoby otrzymania gęstej materii hadronowej. Pierwszy jest oczywisty – ściskanie materii jądrowej. Ponieważ ładunek barionowy niesiony przez protony i neutrony jest zachowywany, nukleony nie mogą zniknąć, lecz zaczną się przekrywać, gdy średnia odległość między nimi będzie mniejsza niż średnica nukleonu. Pamiętajmy, że promień nukleonu wynosi ok. 0,5 fm, stwierdzamy, że odległości między nukleonami stają się mniejsze niż średnica nukleonu przy gęstości $\rho = (2r_N)^{-3} = 1 \text{ fm}^{-3} \approx 6\rho_0$, gdzie $\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$ jest tzw. normalną gęstością jądrową, równą gęstości nukleonów w centrach ciężkich jąder atomowych.

Drugą metodą otrzymania gęstej materii hadronowej jest podgrzewanie materii jądrowej lub gazu hadronowego. Rzecz w tym, że w przeciwieństwie do ładunku barionowego czy leptonowego, które są wielkościami zachowywanymi, liczba cząstek nie jest taką wielkością. A zatem, jeśli temperatura układu (mierzona w jednostkach energii) staje się porównywalna z masą cząstek gazu, dalsze podgrzewanie prowadzi nie tylko do wzrostu średniej energii kinetycznej, lecz również rośnie wtedy średnia liczba cząstek. Oczywiście wzrost liczby cząstek nie może naruszać zasad zachowania, więc cząstki niosące zachowywane ładunki są produkowane parami cząstka-antycząstka. Na przykład, ładunek barionowy układu nie ulega zmianie, gdy pojawia się para barion-antybarion. Cząstki prawdziwie neutralne, takie jak γ czy π^0 , które nie niosą żadnego zachowywanego ładunku, mogą być dodawane do układu bez żadnych ograniczeń, jednak ich średnia liczba jest określona przez warunki równowagi. Dokładniej, liczbę tę wyznacza minimum energii swobodnej, gdy objętość i temperatura układu są ustalone.



Rys. 3. Dwie metody produkcji plazmy: ściskanie (a) i podgrzewanie (b).

Rozważmy idealny gaz pionów. Zakładamy, że temperatura jest tak duża, że piony można traktować jako cząstki bezmasowe (przybliżenie to okazuje się niezłe nawet dla temperatur bliskich masy pionu, wynoszącej 140 MeV). Gęstość pio-

nów dana jest wzorem

$$\rho_\pi = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{g_\pi}{e^{E/T} - 1} = \frac{g_\pi \zeta(3)}{\pi^2} T^3 \approx 0,73 T^3, \quad (3)$$

gdzie E jest energią cząstki bezmasowej, $\zeta(z)$ – funkcją Riemanna ($\zeta(3) \approx 1,202$), g_π – liczbą wewnętrznych stopni swobody, równą 3 dla gazu składającego się z π^+ , π^0 i π^- . Na podstawie równania (3) stwierdzamy, że odległość między pionami staje się mniejsza niż 1 fm, gdy $T > 219$ MeV.

Przejście fazowe uwolnienia było badane w różnych modelach fenomenologicznych. Przedstawimy tutaj najprostszy z takich modeli, w którym zakłada się, że przejście to jest pierwszego rodzaju. Wówczas można wykorzystać kryterium Gibbsa przy konstrukcji diagramu fazowego. Jako fazę hadronową przyjmujemy idealny gaz bezmasowych pionów o trzech ładunkach ($g_\pi = 3$), natomiast plazmę kwarkowo-gluonową reprezentuje idealny gaz kwarków, antykwarków i gluonów o zerowym całkowitym ładunku barionowym. Ten ostatni warunek oznacza, że liczba kwarków jest równa liczbie antykwarków. Uwzględniamy w naszym modelu tylko najlżejsze kwarki u i d . Obliczmy liczbę wewnętrznych stopni swobody gazu kwarkowo-gluonowego. Musimy rozróżnić fermionowe stopnie swobody kwarków (g_q) i bozonowe gluonów (g_g). Mamy dwa typy kwarków, kwarki i antykwarki, każdy kwark może występować w dwóch stanach spinowych i trzech kolorowych. A zatem $g_q = 2 \times 2 \times 2 \times 3 = 24$. W przypadku gluonów mamy również dwa stany spinowe, lecz aż osiem kolorowych, co daje $g_g = 2 \times 8 = 16$.

Ponieważ ciśnienie idealnego gazu cząstek bezmasowych równe jest jednej trzeciej gęstości energii, więc gaz pionów wytwarza ciśnienie

$$p_\pi = \frac{1}{3} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{g_\pi E}{e^{E/T} - 1} = \frac{g_\pi \pi^2}{90} T^4 \approx 0,33 T^4, \quad (4)$$

natomiast plazma kwarkowo-gluonowa

$$p_{qg} = \frac{1}{3} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left(\frac{g_g E}{e^{E/T} - 1} + \frac{g_q E}{e^{E/T} + 1} \right) = \left(g_g + \frac{7}{9} g_q \right) \frac{\pi^2}{90} T^4 \approx 4,1 T^4. \quad (5)$$

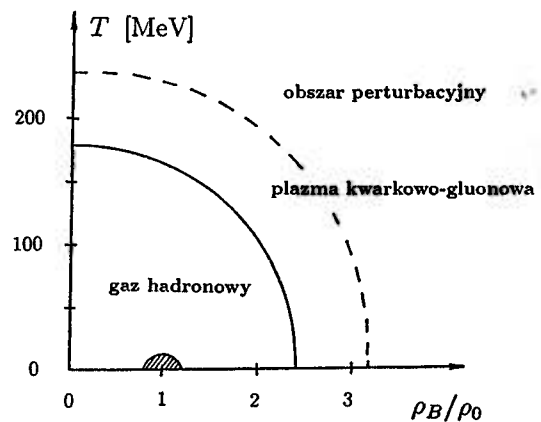
Zgodnie z kryterium Gibbsa, realizowana jest ta faza, która wytwarza większe ciśnienie. Równania (4) i (5) zaś orzekają, że ciśnienie plazmy

kwarkowo-gluonowej jest przy dowolnej temperaturze większe niż ciśnienie gazu pionów. Oznaczałoby to, wbrew faktom doświadczalnym, że zawsze występuje plazma kwarkowo-gluonowa. Jednakże nie uwzględniliśmy w dotychczasowych rozważaniach dodatkowego ciśnienia, wywieranego przez próżnię na kwarki i gluony. Odejmując, jak w modelu worka, stałą B od prawej strony równania (5), stwierdzamy, że poniżej temperatury krytycznej T_c mamy gaz pionów, natomiast powyżej tej temperatury realizowana jest faza plazmy kwarkowo-gluonowej. Temperatura krytyczna dana jest wzorem

$$T_c = \left(\frac{90 B}{\pi^2 (g_g + \frac{7}{9} g_q - g_\pi)} \right)^{1/4} \approx 0,72 B^{1/4}.$$

Przyjmując, że $B^{1/4} = 200$ MeV, dostajemy $T_c = 144$ MeV.

Na rysunku 4 przedstawiony został diagram fazowy silnie oddziałującej materii. Gęstość materii mierzona jest w jednostkach, w których gęstość normalna równa jest jedności. Punkt na diagramie



Rys. 4. Diagram fazowy silnie oddziałującej materii.

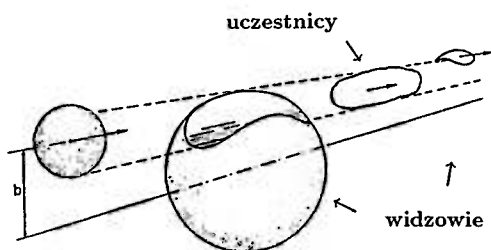
mie, odpowiadający $\rho = \rho_0$ i $T = 0$, reprezentuje zwykle jądra atomowe. W istocie jest to jedyny punkt diagramu, który naprawdę dobrze znamy i rozumiemy. Przy $\rho > \rho_0$ i $T = 0$ rozciąga się obszar gęstej materii jądrowej z kilkoma możliwymi egzotycznymi jej formami. Gdy gęstość przekracza $(2-3) \rho_0$, spodziewamy się, że następuje przejście fazowe uwolnienia. Przy jeszcze wyższych gęstościach plazma kwarkowo-gluonowa staje się perturbacyjna, tzn. jest układem słabo oddziałującym. Wówczas mamy do czynienia z kwazi-idealnym, silnie zdegenerowanym gazem kwarków.

Materia jądrowa o temperaturze wyższej niż kilka MeV jest tradycyjnie nazywana gazem hadronowym. Gdy gęstość barionowa spada do zera, gaz ów tworzony jest głównie przez piony. Takiej sytuacji odpowiadają wyniki uzyskane w ramach sieciowej QCD, które mówią, że przy $T \approx 180$ MeV następuje przejście fazowe uwolnienia. Dla znacznie wyższych temperatur osiągamy obszar perturbacyjny, gdzie plazma jest słabo oddziałującym gazem kwarków i gluonów. W następnym rozdziale omówimy, jak można przebadac diagram fazowy dzięki zderzeniom ciężkich jonów.

6. Zderzenia ciężkich jonów

Jak już wspomnieliśmy na wstępie, zderzenia ciężkich jonów stwarzają jedyną w swoim rodzaju możliwość badania plazmy kwarkowo-gluonowej w warunkach laboratoryjnych. Dokładniej, zderzenia takie prowadzą do powstania kropli gęstej, silnie oddziałującej materii; kwestia, czy występuje ona w fazie hadronowej, czy też kwarkowo-gluonowej, jest oddzielnym problemem.

Fizyka zderzeń ciężkich jonów zależy zasadniczo od energii zderzenia. Właściwą miarą tej energii nie jest pełna energia niesiona przez jądro, lecz energia przypadająca na jeden nukleon. Rzecz w tym, że już przy energii kilku GeV na nukleon, która jest najniższą energią ciekawą z punktu widzenia poszukiwań plazmy kwarkowo-gluonowej, zderzające się jądra nie oddziałują jako całości. Znaczące oddziaływanie następuje jedynie między przekrywającymi się częściami zderzających się jąder, jak to pokazano na rys. 5. Nukleony znajdujące się w owych częściach nazywa się uczestnikami, pozostałe zaś



Rys. 5. Geometria wysokoenergetycznego zderzenia jąder atomowych.

widzami. Rozróżnia się zderzenia centralne i peryferyjne. W tych drugich, zachodzących z dużymi wartościami parametru zderzenia, wię-

szość nukleonów to widzowie. Podczas zderzeń centralnych niemal wszystkie nukleony z mniejszego z jąder uczestniczących w zderzeniu (tarczy czy pocisku) są uczestnikami, obszar oddziaływania zaś jest w tych zderzeniach największy. Oczywiście zderzenia centralne są najbardziej ciekawe w kontekście poszukiwań plazmy kwarkowo-gluonowej. Niestety przekrój czynny na oddziaływanie dwóch jąder jest zdominowany przez zderzenia peryferyjne. Wkład do przekroju czynnego od zderzeń zachodzących z parametrem zderzenia b wynosi $2\pi b db$. Wkład ów znika więc, gdy $b \rightarrow 0$.

Nieco wyidealizowany scenariusz wysokoenergetycznego zderzenia jąder atomowych wygląda następująco. Przekrywające się części zderzających się jonów silnie oddziałują, w rezultacie czego powstaje kropla gęstej i gorącej materii zwana „fireballem”. Początkowo tworzą ją kwarki i gluony bądź hadrony. Układ rozszerza się i oziębia. Jeśli materia była na początku w fazie plazmy, układ doświadcza hadronizacji, tzn. kwarki i gluony zamieniają się w hadrony. Obniżanie się gęstości fireballu postępuje dalej aż do momentu, gdy średnia droga swobodna hadronu staje się porównywalna z rozmiarami układu, bądź dotąd, kiedy prędkość rozszerzania się zrównuje się z prędkościami pojedynczych cząstek. Wtedy cały układ rozpada się na hadrony, które już więcej ze sobą nie oddziałują. Tylko niestabilne cząstki rozpadają się jeszcze na hadrony stanu końcowego zderzenia. Moment rozerwania się fireballu określa się jako zamrażanie, gdyż od tej chwili pędy hadronów (wyłączywszy z tego cząstki niestabilne) już się nie zmieniają. A zatem hadrony stanu końcowego charakteryzują fireball w momencie zamrażania.

Jak już mówiliśmy w rozdz. 5, gęstą materię można uzyskać zarówno ją zgniatając, jak podgrzewając. Okazuje się, że znaczący efekt kompresji, niestety nie wystarczający do otrzymania plazmy kwarkowo-gluonowej, występuje przy stosunkowo niskich energiach zderzeń, nie przekraczających 1 GeV na nukleon. W tym obszarze energii można badać własności gęstej, lecz stosunkowo chłodnej materii jądrowej. Przy wyższych energiach jądra atomowe stają się coraz bardziej przezroczyste, tzn. zderzające się jądra przelatują przez siebie. Trajektorie lotu uczestników jedynie nieznacznie się odchylają w rezultacie oddziaływania. Jednakże uczestnicy tracą na skutek

tego oddziaływania znaczącą część swojej energii, która później ujawnia się postaci wyprodukowanych w zderzeniu cząstek, głównie pionów. W efekcie gęstość barionowa układu nie wzrasta istotnie nawet we wczesnej fazie zderzenia. Gdy powstały układ ewoluuje rozszerzając się, gęstość barionowa szybko staje się mniejsza od normalnej gęstości jądrowej. Jednakże dzięki energii wytracanej przez oddziałujące nukleony układ silnie się nagrzewa, a więc rośnie jego gęstość energii. Jeśli początkowa temperatura fireballu przekracza temperaturę fazowego przejścia uwolnienia, materia występuje w fazie plazmy kwarkowo-gluonowej.

W tym miejscu trzeba jednak poczynić pewne zastrzeżenie. Używanie pojęcia temperatury oznacza przyjęcie założenia, że układ znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej. Nie jest zaś wcale oczywiste, że z taką sytuacją mamy rzeczywiście do czynienia w zderzeniach ciężkich jonów. Jak wiadomo, każdy układ fizyczny potrzebuje pewnego czasu, aby osiągnąć stan równowagi. Kropla materii powstała w zderzeniu jądrowym nie może osiągnąć stanu równowagi globalnej. Dysponujemy natomiast poważnymi argumentami teoretycznymi i doświadczalnymi, że osiągnięta jest równowaga lokalna. W warunkach równowagi globalnej wartości parametrów termodynamicznych – temperatury, gęstości, prędkości hydrodynamicznej – są jednakowe dla całego układu. Nim stan równowagi globalnej zostanie osiągnięty, układ przez pewien czas znajduje się zwykle w równowadze lokalnej. Części układu osiągnęły już wtedy równowagę, lecz parametry termodynamiczne płynnie zmieniają się od jednej do innej części układu. Ponieważ kropla materii powstała w zderzeniu nie jest utrzymywana w żadnym naczyniu, więc natychmiast rozszerza się, głównie w kierunku wiązki padających jąder. W konsekwencji hydrodynamiczna prędkość w tym kierunku jest bardzo różna dla różnych części układu i nigdy nie wyrównuje się. Natomiast gęstość i temperatura mogą osiągnąć zbliżone wartości w całym rozlatującym się układzie.

7. Oznaki plazmy

Powstanie plazmy jest oczekiwane we wczesnej fazie zderzenia. Później, gdy układ rozsze-

rza się stygnąc, musi nastąpić hadronizacja. A zatem w stanie końcowym zderzenia zawsze obserwujemy hadrony. Powstaje więc problem, jak stwierdzić, czy początkowo plazma była obecna, czy nie. Chociaż trudno sobie wyobrazić zupełnie jednoznaczny dowód, wskazano kilka możliwych pośrednich oznak występowania plazmy. Poniżej omawiamy dwie z nich, które wydają się najbardziej obiecujące.

Oczekuje się, że obecność plazmy we wczesnej fazie zderzenia prowadzi do wzrostu liczby cząstek dziwnych w stanie końcowym. Rzecz w tym, że masa kwarka dziwnego jest znacząco mniejsza niż masa cząstek dziwnych. Ponieważ masa tego kwarka wynosi ok. 150 MeV, więc kwark i antykwark muszą mieć energię 300 MeV w układzie środka masy, aby wytworzyć kwark s i antykwark \bar{s} w reakcji $q + \bar{q} \rightarrow s + \bar{s}$. Dziwne kwarki muszą być oczywiście wytwarzane parami, gdyż dziwność jest zachowywana w oddziaływaniach silnych. Najkorzystniejszym energetycznie procesem wytwarzania cząstek dziwnych na poziomie hadronowym jest reakcja $\pi + N \rightarrow K + \Lambda$, przy czym pion i nukleon muszą nieść energię w środku masy przekraczającą 500 MeV. A zatem łatwiej jest wytworzyć dziwność na poziomie kwarkowym niż hadronowym. Jeśli już dziwne kwarki pojawiają się w plazmie, nie mogą zniknąć (pomijamy tutaj dosyć rzadki proces anihilacji pary $s-\bar{s}$), więc znajdują się one w hadronach stanu końcowego. Iluściowe porównanie dwóch scenariuszy: z i bez plazmy, rzeczywiście pokazuje, że obecność plazmy kwarkowo-gluonowej prowadzi do wzmożonej produkcji cząstek dziwnych.

Druga ważna oznaka powstania plazmy wiąże się z zachowaniem cząstki J/ψ , będącej stanem związanym powabnego kwarka c i antykwarka \bar{c} . Oczekuje się, że mezon ten ulega znacznie łatwiej destrukcji w ośrodku złożonym z kwarków i gluonów niż z hadronów. Można to zrozumieć jako efekt ekranowania potencjału, wiążącego kwarki c i \bar{c} , przez kolorowe ładunki cząstek plazmy. Tak więc liczba mezonów J/ψ w stanie końcowym zderzenia jądrowego powinna być znacząco zmniejszona, jeśli we wczesnej fazie tego zderzenia wystąpiła plazma kwarkowo-gluonowa.

Obie przewidywane teoretycznie oznaki plazmy zostały rzeczywiście zaobserwowane w centralnych zderzeniach ciężkich jonów przy energii ok. 200 GeV na nukleon, które były badane w Eu-

ropejskim Laboratorium Fizyki Cząstek (CERN). Jednakże dane doświadczalne, zarówno te dotyczące dziwności, jak i cząstek J/ψ , mogą być opisane przy odpowiednich założeniach bez uciekania się do hipotezy o obecności plazmy we wczesnej fazie zderzenia. Pytanie więc, czy plazma jest wytwarzana przy obecnie dostępnych energiach wiązek jądrowych, jest niezwykle żywo dyskutowane. Powstawanie plazmy przy wyższych energiach wydaje się pewne.

8. Perspektywy

W najbliższej przyszłości rozpocznie się zbieranie danych doświadczalnych dotyczących zderzeń ciężkich jąder atomowych przyspieszonych w akceleratorze nowej generacji. Jest nim Relativistic Heavy-Ion Collider (RHIC), zbudowany w Narodowym Laboratorium w Brookhaven (USA). Energia zderzenia jest o rząd wyższa od energii dostępnej w CERN-ie. W dotychczasowych eksperymentach zderzano rozpędzone w akceleratorach jądra-pociski z jądrami spoczywającej tarczy. RHIC natomiast to układ dwóch przeciwbieżnych wiązek jąder, zderzających się w miejscach, gdzie owe wiązki się przecinają. Energia każdej wiązki wynosi 100 GeV na nukleon, co daje energię zderzenia dwóch nukleonów w ich środku masy równą 200 GeV. Wielkość tę należy porównać z energią 20 GeV, dostępną obecnie w układzie wiązka-tarcza. Za kilka lat rozpocznie pracę jeszcze większy akcelerator, działający na tej samej zasadzie – Large Hadron Collider (LHC), budowany w CERN-ie. Energia jego każdej wiązki będzie wynosiła 3 TeV na nukleon, dzięki czemu osiągnięta zostanie fantastycznie wielka energia zderzenia, równa 6 TeV.

Zderzenia dwóch protonów były już badane doświadczalnie w obszarze energii odpowiadającym akceleratorowi RHIC. Perturbacyjna QCD, która prawie nie ma zastosowania przy niższych energiach, staje się tutaj bardzo użyteczna. Dzieje się tak dlatego, że średni przekaz pędu wzrasta z powiększaniem energii zderzenia, a co za tym idzie stała sprzężenia staje się względnie mała. Paradoksalnie więc teoretyczne podstawy opisu zderzeń jądrowych stają się bardziej solidne wraz ze wzrostem energii zderzenia.

Oczekuje się, że zderzenia jąder przy RHIC czy LHC będą tak gwałtowne, że kwarki i gluony tworzące nukleony będą się z łatwością uwalniać (oczywiście tylko na bardzo krótki czas). Przy tych ogromnych energiach można sobie wyobrazić nukleon jako obłok kwarków i gluonów, zamieniający się w kaskadę partonową podczas zderzenia z innym nukleonem. Powstawanie więc plazmy w zderzeniach przy RHIC czy LHC wydaje się nieuniknione. Otwartym pytaniem pozostaje kwestia, jak doświadczalnie stwierdzić jej obecność.

Chciałbym wyrazić wdzięczność Markowi Gaździckiemu za krytyczne przeczytanie manuskryptu.

Literatura

- [1] *Quark-Gluon Plasma*, red. R. Hwa (World Scientific, Singapore 1990).
- [2] *Quark-Gluon Plasma 2*, red. R. Hwa (World Scientific, Singapore 1995).
- [3] Sprawozdanie z konferencji „Quark Matter '95”, *Nucl. Phys. A590* (1995).
- [4] Sprawozdanie z konferencji „Quark Matter '96”, *Nucl. Phys. A610* (1996).
- [5] Sprawozdanie z konferencji „Quark Matter '98”, *Nucl. Phys. A638* (1998).