

Kvark-Gluon Plasmaet – den perfekte væske vi ikke kan forstå

Af Peter Christiansen, Lunds Universitet

Ved Large Hadron Collider på CERN er en måned om året afsat til et tungionsprogram, hvor man kolliderer store atomkerner. Målet for dette program er, at studere *kvark-gluon plasma* (forkortet “QGP” efter “Quark Gluon Plasma”), en makroskopisk ny tilstand for kvarker med stærke kollektive egenskaber. I det tidlige univers, få mikrosekunder efter Big Bang, indtraf en faseovergang, hvor kvarkerne gik fra at udgøre et QGP til at blive indespærret i protoner og neutroner². Det er denne oprindelige QGP-fase vi genskaber i laboratoriet og som har vist sig at have mange overraskende egenskaber, bl.a. at den opfører sig som den mest perfekte væske vi kender til.

For at forstå kvark-gluon plasmaet, må vi starte med at beskrive den stærke kernekraft, som er én af de fire fundamentale kræfter. Hvor den velkendte elektromagnetiske (EM) kraft kobler til elektrisk ladning og formidles af fotoner, så kobler den stærke kraft til farveladning og medieres af gluoner. Der er tre forskellige typer farveladning (rød, grøn og blå), og det er kun kvarkerne og gluonerne, som bærer farveladning dvs. disse er de eneste partikler, som kan vekselvirke stærkt. En proton består af to up (op) og en down (ned) kvark med hver af de tre farveladninger, så protonen i sig selv er farve-neutral. Protonen er bundet sammen ved at kvarkerne udveksler gluoner (“glue” betyder lim på engelsk). Anti-kvarker bærer anti-farve: anti-rød, anti-grøn eller anti-blå. Vi har aldrig observeret farveladede partikler direkte, så man siger, at kvarkerne (farveladninger generelt) er “confined” (indespærret) i farve-neutrale *hadroner*. Der findes to typer hadroner: *Baryoner*, som består af tre kvarker (fx protonen) eller anti-kvarker (fx anti-protonen) og *mesoner*, som består af en kvark (farve) og en anti-kvark (med modsvendende anti-farve) som fx π -mesonen, der er den letteste hadron, ca. 7 gange lettere end protonen³, og derfor er den partikel, der produceres flest af i hadronkollisioner.

I mikroskopiske teorier for kræfter er de overordnet set karakteriseret ved massen af den type partikel, der udveksles (0 for både fotoner og gluoner), og styrken hvormed de kobler til ladninger: For EM er koblingen proportional med finstrukturkonstanten $\alpha_{EM} \approx 1/137$, mens den for den stærke kraft typisk er $\alpha_{stærk} \approx 1$. Normalt bruger man et matematisk trick til at løse de teoretiske ligninger, hvor man laver en Taylor-agtig rækkeudvikling i α , men det fungerer typisk ikke for den stærke kraft, da højere ordens led ikke kan negligeres, så rækken konvergerer ikke. Dvs., at selvom vi kender den eksakte form af den stærke kraft, kan vi typisk ikke løse selv ganske simple problemer (fx hvordan kvarkerne er indespærret i protonen), og det er derfor området er så vigtigt og overraskende at udforske.

Nu viser det sig, at α ikke er konstant. I det tomme rum opstår virtuelle partikel-antipartikel par hele tiden. De lever i så kort tid, at de ikke kan måles direkte pga. Heisenbergs usikkerhedsrelation dvs. $\Delta E \cdot \Delta t \leq \hbar$,

men påvirker indirekte målingerne af normale partikler. Hvis der er en negativ elektrisk ladning, så vil positivt ladede virtuelle partikler være nærmere denne end de negativt ladede virtuelle partikler. På den måde afskærmes ladningen af de virtuelle par, og den ladningsstyrke vi observerer afhænger derfor af, med hvilken opløsning vi observerer: Ved en bølgelængde, som er ca. 100 gange mindre end protonens radius, observerer vi omtrent 10 % stærkere ladning (α_{EM}) i overensstemmelse med teorien. For den stærke kraft er der en twist, fordi gluoner også bærer farve (de otte forskellige gluoner bærer en farve og en anti-farve fx rød-anti-blå), og derfor (modsat fotoner) kan vekselvirke med andre gluoner. De virtuelle gluon-fluktuationer viser sig at forstærke kraften, så $\alpha_{stærk}$ på store afstande bliver stor (confinement), mens den på små afstande bliver lille (asymptotisk frihed). Ved en bølgelængde, som er 100 gange mindre end protonens radius, observerer vi at farveladningen er ca. 10 gange mindre ($\alpha_{stærk} \approx 0,1$) i overensstemmelse med teorien.

At gluoner er farvede og kobler stærkt betyder også, at de farve-elektriske felter for to ladninger ikke er additive! Det viser sig, at hvis man har en rød kvark og en anti-rød anti-kvark, så vil feltet mellem dem, på store afstande, fx når man prøver at skille dem ad, blive næsten 1-dimensionalt, og man får en farvestreng mellem dem, som det kræver en konstant kraft at strække. Den konstante kraft (1 GeV/fm) svarer til tyngdekraften på en 10 tons tung lastbil, og er et af de billeder, vi har til at beskrive confinement og forklare, hvorfor man ikke kan observere en fri kvark.

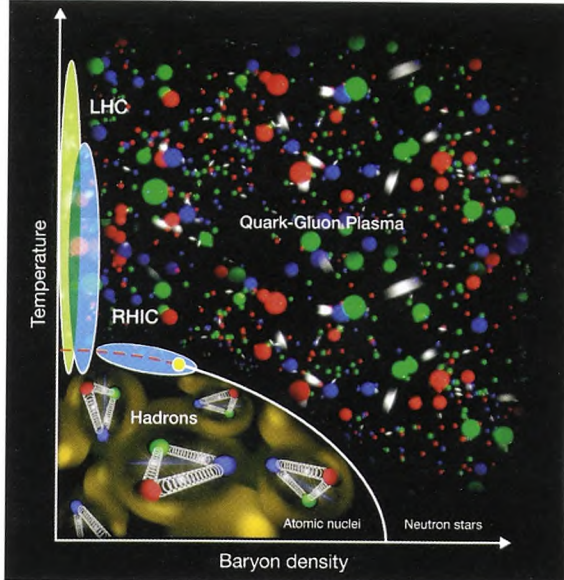
Kvark-gluon plasmaet

Den teori for kvarker og gluoner, som lige er blevet ridset op, hedder kvantekromodynamik (forkortet “QCD” efter “Quantum Chromo Dynamics”). Hvis man vil studere QCD i confinement-grænsen, er man nødt til, da $\alpha_{stærk} \approx 1$, at bruge numeriske computersimuleringer, kaldet Lattice QCD (LQCD) fordi beregningerne laves på et gitter. Ved hjælp af LQCD simuleringer kan man beregne, at hvis man varmer kvarkerne op til omkring 170 MeV (100.000 gange temperaturen i Solens centrum), så vil der ske en faseovergang til en ny fase, hvor kvarkerne og gluonerne er i et plasma (deconfined) kaldet QGP, se figur 1. I denne tilstand kan vi altså

²Se fx J.J. Gaardhøje “Kvark-gluon plasma i det tidlige univers” i KVANT nr. 4, 2010.

³ π -mesoner er ustabile. De to ladede π -mesoner henfalder til en muon og en muon-neutrino, mens den neutrale henfalder til to fotoner.

studere et medie af kvarker og gluoner, som er QCDs fundamentale frihedsgrader, og prøve at forstå teorien bedre.



Figur 1. QCD fasediagram [1]. I både det tidlige Univers og ved LHC er der stort set lige mange baryoner og anti-baryoner, så man bevæger sig effektivt set langs y -aksen ($x \approx 0$), hvor faseovergangen er anden ordens, og sker ved en temperatur på ca. 2.000.000.000.000 K.

Når vi genskaber QGP-fasen (mediet) i laboratoriet, bruger vi tunge/store (næsten) sfæriske atomkerner som bly (Pb) og guld (Au), der accelereres til høje energier og kolliderer, så vi får et område i centrale stød som er stort, med en radius på ca. 5-7 fm, sammenlignet med den typiske hadroniske radius på ca. 1 fm. Den primære proces, der sker i sammenstødene er, at der udveksles farveladning mellem kvarker og gluoner i de to kerner men ikke en egentlig nedbremsning – de to kerner er gennemsigtige for hinanden. Når kernerne bevæger sig væk fra hinanden, ophobes der energi i farve-strengene, fordi de strækkes. Til sidst er der blevet tilføjet så meget energi, at strengene “knækker”, ved at der produceres nye kvarker og tilsvarende antal anti-kvarker (Lund String Model [2]). I sjældne tilfælde sker det, at en kvark (eller gluon) i en kerne støder direkte sammen med en kvark (eller gluon) i den anden kerne. I disse stød kommer kvarkerne meget tæt på hinanden, så $\alpha_{\text{stærk}}$ er derfor lille (asymptotisk frihed), og vi kan beregne processen. Der kan ske det, at de bliver slynget ud med meget stor energi ryg-mod-ryg (pga. impulsbevarelse). Når disse kvarker eller gluoner bevæger sig væk fra hinanden, dannes der igen farve-strengene og man får et kollimeret sprøjt af hadroner kaldet jets, som kan observeres i detektoren. Det er primært ved hjælp af disse jets, at man har studeret QCD i laboratoriet⁴.

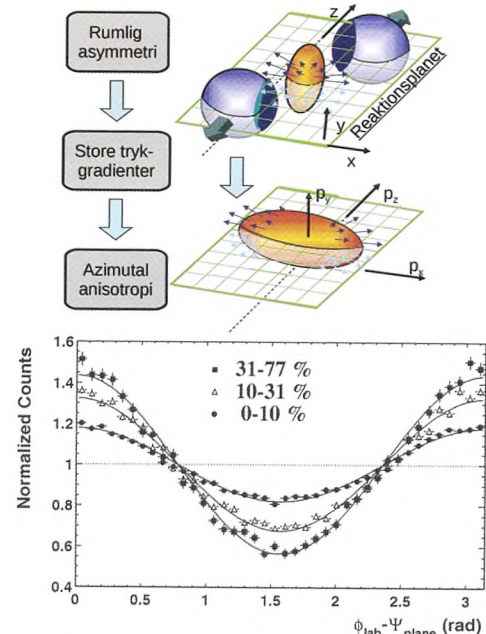
Målet med vores eksperimenter er nu, at se om der dannes et kvark-gluon plasma og at måle dets egenskaber. Problemet er, at i sluttilstanden måles der kun normale hadroner, så det er ud fra dem vi skal forsøge at bestemme, hvad der skete undervejs i forløbet.

⁴I endnu sjældnere tilfælde kan man i stedet for jets producere nye partikler, og det er de kollisioner, som de andre eksperimenter ved LHC er mest interesserede i at studere. Fx sker det i ca. én ud af titusind milliarder kollisioner ved LHC, at man producerer en Higgs boson, se Troels C. Petersens artikel i KVANT nr. 2, 2014.

I næste afsnit vil vi specielt fokusere på de kollektive egenskaber, men her kommer lidt mere overordnede eksperimentelle resultater. ALICE (A Large Ion Collider Experiment) er én af de fire store detektorer ved Large Hadron Collideren (LHC) på CERN. I de mest centrale stød har ALICE målt, ved hjælp af den FMD-detektor der er bygget på Niels Bohr Institutet [3], at der produceres ca. 17.000 ladede partikler (bevægelsesenergien omdannes til masse via $E = mc^2$). Jet-partikler, der dannes i mediet taber energi (“jet quenching”), som svarer til, at de skal trække en lastbil efter sig (ca. 1 GeV/fm), så det skabte medie består af stærkt vekselvirkende farveladninger. Bundne tilstande af to eller flere tunge kvarker er undertrykt på grund af afskærmning i QGP-fasen (fx J/ψ , Υ), men ved LHC, hvor antallet af tunge kvarker er højt, ser vi for første gang beviser for, at disse tilstande (J/ψ) gendannes ved, at tunge kvarker tilfældigt bindes sammen i sluttilstanden.

Den perfekte væske

I 2000 startede en ny accelerator, Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), ved Brookhaven National Laboratory uden for New York i USA. I 2001 kom de første overraskende resultater: Man målte stærke kollektive egenskaber, som var i overensstemmelse med næsten ideelle hydrodynamiske beregninger. I ikke-centrale stød udgør det område, hvor de to kerner overlapper, næsten en ellipsoide, se figur 2.



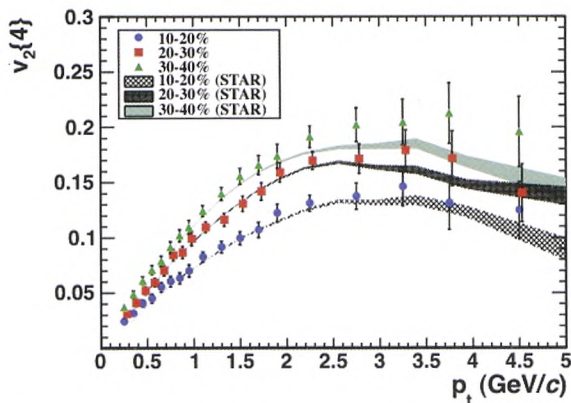
Figur 2. Øverst: illustration af hvordan den rumlige asymmetri i starttilstanden omdannes til en impulsasymmetri, elliptisk flow, i sluttilstanden. Den nederste figur viser data fra STAR-eksperimentet ($2 < p_T < 6$ GeV/c), som er brugt til at bestemme v_2 ved at måle hvordan det relative antal af partikler varierer med den azimutale vinkel i forhold til reaktionsplanet. Fordelingen har størsteværdien $1 + 2v_2$ og mindsteværdien $1 - 2v_2$. Det elliptiske flow v_2 er ca. 0,1 for de mest centrale stød (0-10 %) og 0,2 for de mest perifere stød (31-77 %) [4].

Hvis der ikke dannes et medie i kollisionen, forventer man, at den rumlige fordeling af partikler er homogen, så partiklerne udsendes i vilkårlige retninger. Hvis der i stedet dannes et medie, og dette medie ekspanderer som en væske, dvs. udvidelsen følger gradienterne af energitætheden, så udvidelsen er stærkest i reaktionsplanet, så vil man, pga. det skub som er forbundet med det opståede flow, også få en asymmetrisk fordeling af partiklerne i sluttetilstanden: Man observerer flere partikler, som udsendes parallelt med reaktionsplanet end vinkelret på det. Man karakteriserer flowet ved hjælp af Fourierkoefficienter. Elliptisk flow (v_2), som er beskrevet her, er af anden orden sådan, at den azimutale fordeling af partikler, $f(\varphi)$, er givet ved:

$$f(\varphi) \propto 1 + 2v_2 \cos(2\varphi), \quad (1)$$

hvor φ er den azimutale vinkel i forhold til reaktionsplanet.

Indtil da havde man forestillet sig, at QGP-fasen ville opføre sig som en gas pga. asymptotisk frihed. Beregninger af energitætheden i QGP-fasen, ved hjælp af LQCD, viser også, at denne er tæt på Stefan-Boltzmann grænsen for en relativistisk gas af kvarker og gluoner. Det var derfor en stor overraskelse, at man pludselig havde beviser for, at et medie blev dannet, og at det havde egenskaber, der tydede på meget stærke iboende korrelationer som i en væske.



Figur 3. Det elliptiske flow v_2 som funktion af transversal impuls, p_T , ved LHC (ALICE, de farvede punkter) og RHIC (STAR, de grålige kurver) for tre centralitets-klasser [5].

Nu vil vi diskutere resultaterne i figur 2 og 3. Geometrien i enhver tungionskollision er primært bestemt af stødpparameteren, dvs. den korteste afstand mellem centrene for de to kerner i kollisionen. Hvis denne afstand er meget lille, siger vi, at kollisionen er central, og det er primært disse kollisioner, vi ønsker at studere, for det er de voldsomste kollisioner, hvor næsten alle protoner og neutroner støder sammen. Geometrien af disse kollisioner er næsten sfærisk, så det elliptiske flow er større, når vi undersøger mere perifere kollisioner. Kvantitativt snakker man om centralitet, og intervallet 0-10 % betyder de 10 % af alle kollisioner, som har mindst stødpparameter. Man kan ikke direkte måle stødpparameteren, men bruger typisk den totale afsatte mængde energi i en detektor som et mål for aktiviteten, og estimerer centraliteten derudfra.

Hvordan man måler flow

Vi antager at sandsynlighedsfordelingen for partiklerne er:

$$f(\varphi) \propto 1 + 2v_2 \cos[2(\varphi - \Psi_2)], \quad (2)$$

hvor φ er den azimutale vinkel. Hvis Ψ_2 kendes, kan det elliptiske flow, v_2 , bestemmes som:

$$v_2 = \langle \cos[2(\varphi - \Psi_2)] \rangle, \quad (3)$$

hvor $\langle \dots \rangle$ angiver, at det er et gennemsnit (typisk laver man to gennemsnit: Først over de målte spor i en enkelt kollision og derefter over gruppen af kollisioner). Hvis man ikke kender Ψ_2 , kan den approksimeres i hver kollisionsbegivenhed som

$$\Psi_2 = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left[\frac{\langle \sin(2\varphi) \rangle}{\langle \cos(2\varphi) \rangle} \right] \quad (4)$$

Man kalder denne metode "Event Plane"-metoden og skriver $v_2\{EP\}$, det er den metode som er vist i figur 2. Men det betyder, at vores resultater bliver afhængige af opløsningen af Ψ_2 . Det kan undgås ved at studere 2-partikel korrelationer:

$$\begin{aligned} \langle \cos[2(\varphi_1 - \varphi_2)] \rangle &= \text{Re} \langle e^{i2(\varphi_1 - \varphi_2)} \rangle \\ &= \text{Re} \langle e^{i2(\varphi_1 - \Psi_2 - \varphi_2 + \Psi_2)} \rangle \\ &\approx \text{Re} \left[\langle e^{i2(\varphi_1 - \Psi_2)} \rangle \langle e^{i2(\varphi_2 - \Psi_2)} \rangle \right] \\ &= \langle \cos[2(\varphi_1 - \Psi_2)] \rangle \langle \cos[2(\varphi_2 - \Psi_2)] \rangle \\ &= v_2^2, \end{aligned} \quad (5)$$

hvor gennemsnittet er over alle par og antagelsen i 3. linie er, at der ingen direkte korrelationer er mellem partikel 1 og 2 men kun en indirekte korrelation med anden-ordens symmetriplanet Ψ_2 . På den måde bestemmes 2-partikel korrelationsfaktoren $\langle 2 \rangle = \langle \cos[2(\varphi_1 - \varphi_2)] \rangle$ og vi skriver $v_2\{2\} = \sqrt{\langle 2 \rangle}$. På samme måde kan man nu bestemme 4-partikel korrelationsfaktoren $\langle 4 \rangle = \langle \cos[2(\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 - \varphi_4)] \rangle$ og bestemme $v_2\{4\} = \sqrt[4]{\langle 4 \rangle + 2\langle 2 \rangle^2}$ som er specielt smart, fordi den korrigerer for 2-partikel korrelationer, som fx skyldes partikel-henfald.

Problemet med $\langle 4 \rangle$ er, at hvis man fx har 1000 spor i hver kollision, så skal man beregne gennemsnittet af 10^{12} led. Hvis man gør det direkte, ved hjælp af fire indlejrede løkker i sit dataanalyseprogram, så tager det alt for lang tid at køre. Tricket er, at definere $Q_n = \sum_{\text{spor}} e^{in\varphi}$, som man let kan bestemme med en enkelt løkke, med hvilken det er let at vise at:

$$\langle 2 \rangle = \frac{|Q_2|^2 - M}{M(M-1)} \quad (6)$$

hvor M er antallet af spor. Det er betydeligt sværere at vise at:

$$\begin{aligned} \langle 4 \rangle &= \frac{|Q_2|^4 + |Q_4|^2 - 2 \cdot \text{Re}[Q_4 Q_2^* Q_2^*]}{M(M-1)(M-2)(M-3)} \\ &\quad - 2 \frac{2(M-2) \cdot |Q_2|^2 - M(M-3)}{M(M-1)(M-2)(M-3)} \end{aligned} \quad (7)$$

På den måde kan alle flow-koefficienter bestemmes præcist uden approksimationer.

Det var Ante Bilandzic, som er postdoc i højenergitungionsgruppen (HEHI) ved Niels Bohr Institutet, som var med til at finde frem til disse og mange flere analytiske resultater [16].

Boksen “Hvordan man måler flow” diskuterer i stor detalje de avancerede teknikker, som er blevet udviklet til at bestemme v_2 . Typisk måler man v_2 som funktion af den transversale impuls, p_T , som inden kollisionen er 0. Den målte transversale impuls er derfor et resultat af kollisionen, og flow vil give et transversalt impuls-skub⁵, så det er ikke mærkeligt, at flow i starten vokser med p_T . Ved høje p_T måler man også partikler fra jets, som ikke er en del af det skabte medie, så v_2 aftager og får ved meget høje p_T , hvor der kun er partikler fra jets, en ny fortolkning relateret til jet quenching.

Vi kan nu kvalitativt forstå, hvordan v_2 opfører sig som funktion af p_T og centralitet i figur 3. Endelig bemærker vi, at på trods af, at ALICE ved LHC måler ved en kollisionsenergi, som er ca. 14 gange større, end den som STAR har haft ved RHIC, finder vi næsten de samme resultater. Det skyldes, at den relative geometri stort set er den samme, og hvis mediet derfor har de samme egenskaber, bliver v_2 , målt som funktion af p_T , stort set den samme. Resultatet kan synes lidt kedeligt, men inden det kom frem, var der faktisk både ideer baseret på asymptotisk frihed, om at flowet skulle aftage “fordi man endelig ved LHC kom ind i gas-fasen” og naive ekstrapolationer, som antydede, at flowet skulle vokse voldsomt. Så resultatet slog fast, at man ser det samme medie ved RHIC og LHC.

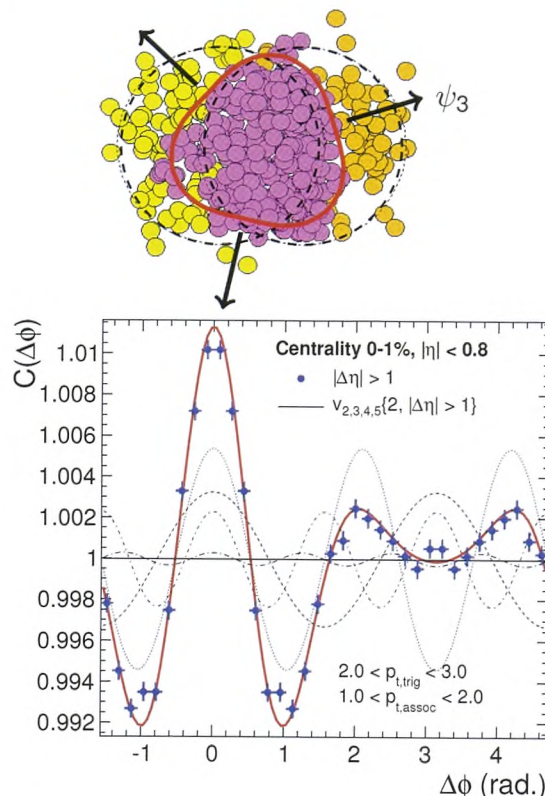
Triangulært flow

I 2005 påviste PHOBOS-eksperimentet ved RHIC, at for at forstå det elliptiske flow i perifere kollisioner var man nødt til at tage højde for de fluktuationer, der skyldes, at kernerne ikke er homogene, men består af individuelle kernepartikler. Det betyder, at i teoretiske beregninger er reaktionsplanet, som er parallelt med stødparametervektoren, ikke altid det rigtige plan at bruge, men man er i stedet nødt til at bruge det egentlige symmetriplan for de protoner og neutroner, der støder sammen, når man skal beregne flowet (den vinkel man skal bruge for Ψ_2 forklares i boksen “Hvordan man måler flow”).

I 2010 skete det største paradigmeskift da to eksperimentelle fysikere, Alver og Roland [6], kunne påvise, at triangulært flow (trekantsflow) spillede en stor rolle i centrale kollisioner. Teoretikere havde i 20 år argumenteret for, at de ulige Fourierkoefficienter var nul pga. symmetri, men Alver og Roland viste, at de fluktuationer, som PHOBOS havde påvist vigtigheden af, også spillede en stor rolle i centrale kollisioner, se figur 4, og at de ulige koefficienter faktisk kunne være ganske store. ALICE viste, at man ved at gå til de mest centrale kollisioner, som er næsten sfæriske, kunne undertrykke v_2 og dermed direkte observere trekantskorrelationer i to-partikel korrelationsfigurer, se figur 4.

I 2011 blev alle disse nye flowkoefficienter målt, og man kunne sammenligne med teoretiske beregninger. Det, der umiddelbart var fantastisk var, at de samme modeller, som man havde brugt til at beskrive v_2 med,

også kunne beskrive alle de nye flowkoefficienter med nogenlunde samme præcision. I næsten 10 år havde man troet, at trekantskorrelationerne skyldtes to effekter: Et kollektivt “boost” mellem partikler med samme retning (en “højderyg” ved 0 grader, se figur 4) og en Mach-agtig chokbølge relateret til jet quenching i modsat retning (ved 120 og 240 grader, se figur 4). På ganske kort tid blev det klart, at alle disse fænomener kunne forklares meget mere præcist og simplere med flow.

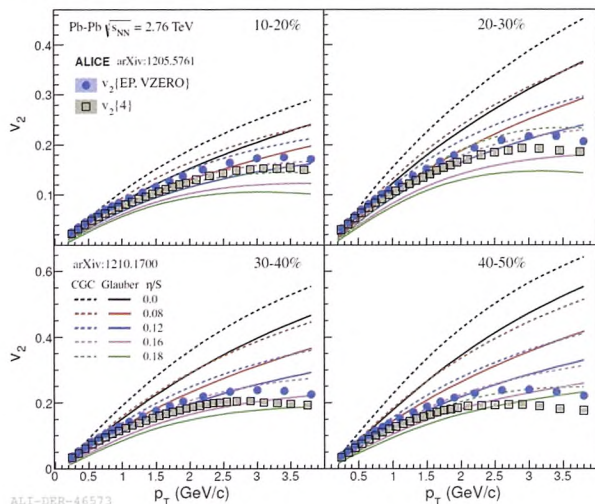


Figur 4. Triangulært flow. Øverst: Fluktuationer kan medføre, at der opstår en triangularitet i det skabte medie. Nederst: Ved at gå til de 1 % mest centrale stød kan man undertrykke v_2 og se trekantskorrelationerne direkte i 2-partikel korrelationerne, dvs. at toppene er ved 0, $2/3\pi$ og $4/3\pi$ radianer (0, 120, og 240 grader). Bemærk, at den røde kurve er summen af de tynde sorte kurver, som er beregnet ud fra flowkoefficienterne v_2, v_3, v_4, v_5 [7].

På den teoretiske side har man i løbet af de sidste 10 år udviklet korrektioner til ideel relativistisk hydrodynamik, se bl.a. [9], og man kan nu sammenligne disse beregninger med data, se figur 5. Da de observerede data er tæt på de ideelle hydrodynamiske beregninger, ved man, at korrektionerne er små. I beregningerne er korrektionerne givet ved den dynamiske viskositet normaliseret til entropitætheden kaldet η/s . Korrektionerne gør, at flowgradienterne bliver mindre i mediet, og da der er mange flere partikler ved lav p_T , betyder det, at specielt ved høj p_T bliver v_2 reduceret. Det viser sig, at de værdier for η/s , som er konsistente med data, er de mindste man nogensinde har målt, og derfor siger vi, at QGP opfører sig som den mest perfekte væske, vi kender. Præcisionen af beregningerne er primært bestemt af usikkerhederne i den teoretiske forståelse

⁵Generelt er dette skub større for tungere partikler, så v_2 for protoner har et højere maksimum end v_2 for pioner.

af kollisionsgeometrien. Denne usikkerhed skyldes, at man forventer overlap-effekter pga. de mange farvestreng⁶, men at størrelsen af disse ikke er indsnævret præcist nok af data endnu.



Figur 5. Elliptisk flow sammenlignet med relativistisk hydrodynamik beregninger med varierende værdi af den dynamiske viskositet normaliseret til entropitætheden, kaldet η/s , for to måder, at beregne kollisionsgeometrien på: En direkte superposition af nukleonerne (Glauber) og en model hvor aktiviteten reduceres i områder, hvor mange kernepartikler overlapper (CGC) [8, 10]. Bemærk at $\eta/s = 0,08$ sandsynligvis er den lavest mulige værdi, en væske kan have ifølge AdS-CFT og Heisenbergs usikkerhedsrelation.

Det sidste store emne som man studerede var flow-fluktuationer, hvor det viste sig, at disse næsten én til én er givet ved de geometriske fluktuationer i kollisionsgeometrien.

Lad os prøve at sammenfatte i ord, hvorfor disse resultater er så spektakulære. Når atomkernerne kolliderer, opnår det skabte medie temperaturer, der er 100.000 gange højere end temperaturen i Solens centrum. Man forventer naivt, at stokastiske processer som diffusion spiller en stor rolle, og fører til, at det meste af informationen om det tidlige skabte medie går tabt under ekspansionen. I stedet måler man, at fluktuationer på kernepartikelniveau i de allerførste kernekollisioner bevares gennem hele processen, og er synlige i sluttilstanden som azimutale variationer i impulsrummet, og at den transformation er næsten perfekt beskrevet af ideel relativistisk hydrodynamik. Det betyder altså, at dynamikken i QGP-fasen næsten er reversibel, og det tyder på et system med utroligt stærke indbyggede korrelationer.

Nu sidder der måske nogle og tænker: Hvor perfekt er den væske egentlig? Det overraskende er, at QGP er den mest perfekte væske vi kender. Den næstmest perfekte væske er lavet med ultrakolde ($T \ll 1$ K) fermioniske lithium-6 atomer, som man har tunet til at vekselvirke meget stærkt ved hjælp af en “Feshbachresonans”, og som man slipper løs fra en asymmetrisk laserfælde [12]. Ved at analysere de optiske data kan

⁶Den mest populære model for at beskrive disse overlap-effekter er “Color Glass Condensate” (CGC) modellen, hvor man antager at aktiviteten “mætter” efter et vist antal overlap, se bl.a. [11].

⁷Man kan dog godt finde teorier med noget lavere η/s

man ekstrahere η/s og bestemme, at den er noget større end for QGP-fasen.

Kan strengteori beskrive QGP?

Endnu er der ikke en QCD-forklaring på, hvorfor QGP opfører sig som en væske, og hvordan kvarkerne og gluonerne organiserer sig selv i QGP-fasen. Det viser sig, at man måske kan få hjælp fra uventet side. I den mest citerede partikelfysikartikel nogensinde (ca. 10.000 citationer) postulerer Maldacena den såkaldte AdS-CFT formodning, der siger, at man kan beregne ting, som er stærkt koblet (koblingskonstant $\alpha \approx 1$) i en QCD-lignende partikelteori (CFT) i en dual svagt koblet ($\alpha \ll 1$) kvantegravitations strengteori (AdS) [13]. Charlotte Fløe har tidligere skrevet i KVANT (nr. 3, 2009) om arbejdet med at bevise AdS-CFT formodningen. Det er vigtigt her at nævne, at disse QCD-teorier generelt har egenskaber, som er meget anderledes end QCD bl.a. et uendeligt antal farver, en koblingskonstant, som virkelig er konstant, supersymmetri og ingen confinement.

For AdS-CFT kan man vise, at alle disse QCD-lignende teorier har en ekstraordinær lav $\eta/s = 1/(4\pi)$. Det er blevet påstået, at der er en universel laveste grænse⁷, da det er tæt på, hvad man forventer alene pga. Heisenbergs usikkerhedsrelation. Man kan med samme teorier forklare, at man sagtens kan have systemer med energitætheder tæt på Stefan-Boltzmann grænsen (op til $\approx 75\%$) med en vilkårligt stærk vekselvirkning, så der ikke er et misforhold mellem Lattice QCD-beregninger og de eksperimentelle resultater. Slutteligt kan man vise, at signaler kan udbrede sig med lysets hastighed i mediet – en indsigt, der måske kan forklare, hvordan systemet kan organisere sig så smidigt, at det ikke genererer entropi under ekspansionen.

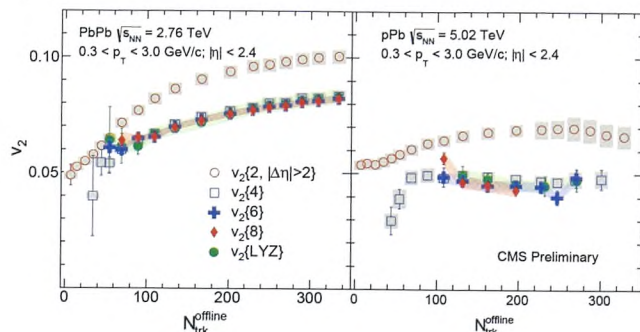
Der er andre forudsigelser fra AdS-CFT, som man er ved at teste, og det er endnu for tidligt at sige, om det er teorien, der skal give den endelige dybe fundamentale indsigt i kvark-gluon plasmaet.

Et nyt paradigme?

I slutningen af 2012 og starten af 2013 har LHC kørt et intensivt proton-bly program. Det var mest en formalitet, da sådanne data er vigtige for fortolkningen af visse bly-bly data. Det har imidlertid vist sig, at der også i disse stød er flow-lignende effekter, se figur 6 hvor v_2 er bestemt i de kollisioner med allerhøjest aktivitet.

Der er flere forskellige mulige forklaringer på fænomenet. Det kan fx skyldes, at der dannes et egentligt hydrodynamisk system. Det kan også skyldes gluonkorrelationer i kernens bølgefunktion. Undertegnede er også selv kommet med et bud baseret på, at der faktisk er flow-agtige korrelationer i de fleste proton-proton generatorer, som er implementeret ved, at farvestrengene kan rekonfigurere sig selv for at minimere “længden” [15]. Der er mange andre resultater, som

også tyder på, at der er flow i små systemer, men på den anden side har man teoretisk altid set, at de bedste teorier for bly-bly ikke beskriver data specielt godt, når man går til meget perifere kollisioner, så de nye resultater er i kontrast til det billede, man indtil nu har opbygget.



Figur 6. CMS foreløbige resultater for v_2 i bly-bly (venstre) og proton-bly stød (højre) som funktion af multipliciteten i detektoren [14].

Generelt er små systemer svære at modellere med hydrodynamik, fordi man ikke har en god forståelse af kollision geometrien og fordi mange af de approksimationer, som kan virke rimelige for store systemer virker urimelige for små systemer, hvor alt synes at være nær randen. Så det er ikke let at blive enige om, hvordan man kan falsificere de forskellige ideer.

Konklusion

Eksperimentel kvark-gluon plasmafysik har leveret utroligt mange spændende resultater, som kan beskrives med effektive teorier, men som af naturlige årsager savner en fundamental teoretisk forklaring. Væskeegenskaberne er i mine øjne det største resultat indtil videre, men det er både spændende og udfordrende, at man nu også observerer lignende effekter i små systemer. Skyldes det, at de væskelignende egenskaber er en generel QCD effekt, eller er der forskellige forklaringer på de to fænomener?

LHC starter op igen i år (2015), og flow i små systemer er nok det hotteste emne lige nu inden for QGP-fysikken, og det som der vil være mest fokus på at studere med de nye data. Resultaterne af disse studier vil få enorm betydning for vores forståelse af den stærke kraft (QCD) og kan måske endda ændre vores opfattelse af protoner og neutroner.

Litteratur

- [1] B. V. Jacak and B. Muller, *Science* **337**, 310 (2012).
- [2] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, *Phys. Rept.* **97**, 31 (1983).
- [3] E. Abbas *et al.* [ALICE Collaboration], *Phys. Lett. B* **726**, 610 (2013).
- [4] C. Adler *et al.* [STAR Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **90**, 032301 (2003).
- [5] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **105**, 252302 (2010).
- [6] B. Alver and G. Roland, *Phys. Rev. C* **81**, 054905 (2010).
- [7] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **107**, 032301 (2011).

- [8] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], *Phys. Lett. B* **719**, 18 (2013).
- [9] M. Luzum and P. Romatschke, *Phys. Rev. C* **78**, 034915 (2008) [Erratum-ibid. *C* **79**, 039903 (2009)].
- [10] V. Roy, B. Mohanty and A. K. Chaudhuri, *J. Phys. G* **40**, 065103 (2013).
- [11] E. Iancu, A. Leonidov and L. D. McLerran, *Nucl. Phys. A* **692**, 583 (2001).
- [12] K. M. O'Hara, S. L. Hemmer, M. E. Gehm, S. R. Granade and J. E. Thomas, *Science* **298**, 2179 (2002).
- [13] J. M. Maldacena, *Adv. Theor. Math. Phys.* **2**, 231 (1998).
- [14] CMS Collaboration [CMS Collaboration], CMS-PAS-HIN-14-006.
- [15] A. Ortiz Velasquez, P. Christiansen, E. Cuautle Flores, I. Maldonado Cervantes and G. Paic, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 042001 (2013).
- [16] A. Bilandzic, R. Snellings and S. Voloshin, *Phys. Rev. C* **83**, 044913 (2011).

Peter Christiansen er lektor i (eksperimentel) partikelfysik ved Lunds Universitet. Han forsvarede sin ph.d. i 2003 på Niels Bohr Institutet om baryon stopping i guld-guld stød målt med BRAHMS-detektoren ved RHIC i USA. Han har siden 2004 været tilknyttet ALICE-eksperimentet (med en kort afstikker til RISØ), hvor han har specialiseret sig i identificering af hadroner med høj transversal impuls (ved hjælp af den afsatte ionisering i TPC-gasdetektoren), for at kunne måle jet quenching og flow.



PFEIFFER VACUUM

Tlf. 4352 3800 Fax 4352 3850
Erik.Fjeldgaard@pfeiffer-vacuum.dk
www.pfeiffer-vacuum.com