

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Filip Křížek
Malý třesk v CERNu

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 57 (2012), No. 2, 102--121

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/142919>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 2012

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Malý třesk v CERNu

Filip Krížek, Ženeva

Cílem tohoto článku je přiblížit čtenářům PMFA některé zajímavé výsledky z fyziky ultra-relativistických jádro-jaderných srážek, které byly získány v prvních dvou letech provozu urychlovače LHC (angl. *Large Hadron Collider*) v Evropské laboratoři pro jaderný výzkum CERN¹ poblíž švýcarské Ženevy.

I když je tento článek zaměřen zejména na výsledky z experimentu ALICE, v krátkosti nejprve nastíníme i několik důležitých momentů z historie CERNu a následně pak stručně popíšeme jeho velký urychlovač LHC. Aby se čtenář lépe orientoval v termínech z názvosloví elementárních částic, uvádíme na obrázku 1 jejich přehled.

1. Z historie CERNu

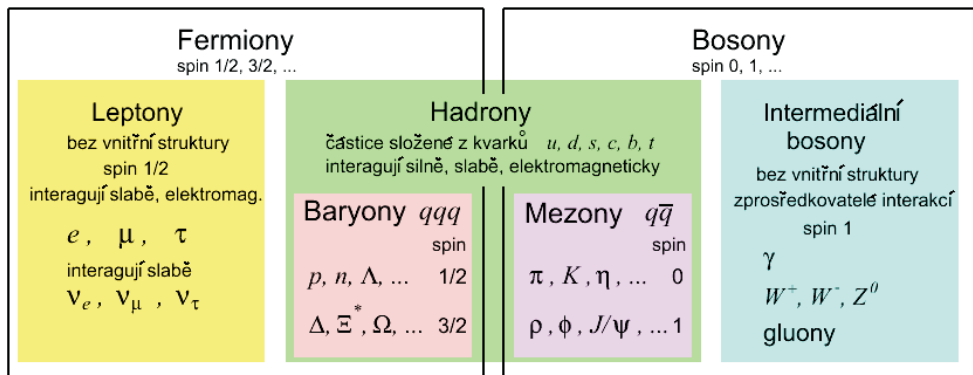
Evropská laboratoř pro jaderný výzkum byla založena v roce 1954. Nové špičkové pracoviště bylo budováno jakožto protiváha americké dominanci v oboru jaderné a částicové fyziky po 2. světové válce a mělo zamezit odlivu mozků z Evropy za oceán. Dokonce i přední americký fyzik R. Oppenheimer podtrhl potřebu společného evropského výzkumného střediska výrokem: „*Vše, co víme, jsme se naučili v Evropě. Ale (...) pro Evropany by bylo nezdravé, kdyby museli odcházet do Spojených států nebo do Sovětského svazu, aby mohli přispívat k základnímu výzkumu.*“ Narážel tím na stav, kdy se po 2. světové válce přeneslo těžiště základního výzkumu na poli jaderné a částicové fyziky mimo západoevropské univerzity. Společná evropská laboratoř nejenom usnadnila spolupráci a výměnu poznatků mezi vědci z různých zemí, ale zároveň jim i umožňovala sdílet náklady na mnohdy finančně velice náročná experimentální zařízení.

První urychlovač postavený v CERNu byl protonový *Synchrociklotron* uvedený do provozu již v roce 1957. Urychloval protony na kinetickou energii² 600 MeV. Sloužil pak ještě dalších 33 let, ponejvíce jako zdroj svazku pro experimenty studující strukturu jádra. V roce 1959 jej následoval další urychlovač, *Protonový synchrotron* (PS), který

¹Původní francouzský název laboratoře *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* je v současnosti nahrazen oficiálním označením *European Organization for Nuclear Research*.

²Jednotkou energie používanou ve fyzice částic je elektronvolt. Jeden elektronvolt odpovídá kinetické energii, kterou získá elektron, je-li urychlen mezi dvěma body s potenciálovým rozdílem jeden volt, $1 \text{ eV} \doteq 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$. V praxi se ovšem často používají násobky této jednotky jako keV, MeV, GeV a TeV. Této konvenci jsou přizpůsobeny i jednotky dalších veličin: jednotkou hmotnosti je GeV/c a hmotnosti GeV/c^2 . V jaderné fyzice je zvykem udávat rovněž termodynamickou teplotu v energetických jednotkách. V tomto případě se používá přepočít přes Boltzmannovu konstantu $k = 8.6 \times 10^{-11} \text{ MeV/K}$.

RNDr. FILIP KRÍŽEK, Ph.D., experiment ALICE, CERN, Ženeva, Švýcarsko, též Helsinki Institute of Physics, P.O.Box, FIN-00014 University of Helsinki, Finsko a Ústav jaderné fyziky AV ČR, v.v.i., 250 68 Řež, e-mail: filip.krizek@cern.ch



Obr. 1. Elementární částice můžeme rozdělit do skupin podle různých hledisek. Pokud sledujeme, zda je jejich spin poločíselný či celočíselný, hovoříme o dělení na *fermiony* a *bosony*. Spin určuje, jak se budou identické částice chovat v souboru. Fermiony se řídí Pauliho vylučovacím principem, který říká, že dva identické fermiony se nemohou vyskytnout ve stejném stavu. Tento princip se odráží ve slupkové struktuře atomového obalu a jádra. Naproti tomu dva identické bosony stejný kvantový stav obsadit mohou. Dále lze částice rozdělit podle toho, jakým druhem interakce na sebe mohou působit. Ty, které mezi sebou interagují silně, nazýváme *hadrony* (např. proton p nebo neutron n). Jsou to částice složené z fundamentálních kvarků u, d, s, c a b . Pouze kvark t díky své veliké hmotnosti žádný vázaný stav s dalšími kvarky nevytváří a ihned po svém vzniku se rozpadá. Podle toho, zda hadron tvoří tři kvarky (qqq), resp. kvark-antikvarkový pár ($q\bar{q}$), dělíme hadrony na *baryony*, resp. *mezony*. Kupříkladu proton se skládá ze dvou kvarků u a jednoho kvarku d , neutron ze dvou kvarků d a jednoho kvarku u a mezon π^+ z kvarku u a antikvarku \bar{d} . Pro proton a neutron se často používá souhrnné označení *nukleon* vzhledem k jejich vzájemné podobnosti. Ostatní fermiony, které mezi sebou silnou interakcí nepůsobí, nazýváme *leptony* (např. elektron e nebo elektronové neutrino ν_e). V současné době se domníváme, že tyto částice nemají vnitřní strukturu. Elementární kvarky a leptony mají též své analogické protějšky ve světě antihmoty. Příslušná antičástice ke kvarku či leptonu má stejnou hmotnost a velikost spinu, ale opačný elektrický náboj a baryonové, popř. leptonové číslo. Poslední skupinou jsou částice přenášející interakci, tzv. *intermediální bosony*. Sem patří foton γ , trojice těžkých bosonů slabé interakce W^\pm, Z^0 a přenašeče silné interakce, tzv. gluony. Všechny tyto bosony mají spin roven 1. Více informací o klasifikaci elementárních částic lze nalézt např. v [17] nebo [26].

dosahoval ve své době rekordní energii svazku 28 GeV na jeden proton. Po úpravách a modernizaci je tento urychlovač využíván dodnes. Slouží jako předstupeň pro LHC a dochází v něm k rozsekání kontinuálního svazku protonů (popř. těžkých iontů) na řadu shluků (angl. *bunch*).

V šedesátých letech se pozvolna rozvíjela automatizace experimentu. Stávající metody detekce částic založené na fotografování drah nabitých částic v bublinových komorách byly pomalé a bez možnosti účinně se zaměřit pouze na řídké jevy. Nutnost zvýšit rychlost záznamu a efektivitu výběru reakcí byla hlavním motorem vývoje elektronicky řízených detektorů. Připomeňme zde zejména rok 1968, kdy byly v CERNu vyvinuty první mnohohrátové proporcionální detektory, za něž byl Georges Charpac oceněn Nobelovou cenou za fyziku v roce 1992. Rychlé elektronické zaznamenávání

způsobilo revoluci v metodice registrace částic. Tyto detektory poté našly široké uplatnění i v medicíně, kde výraznou měrou přispěly ke zlepšení rozlišení tomografických snímků a zároveň zkrátily nutnou dobu expozice, což v konečném důsledku znamenalo i nižší dávku ozáření pro pacienta.

Důležitý milník v oblasti urychlovačové fyziky nastal v roce 1971, kdy bylo v CERNu spuštěno zařízení ISR (angl. *Intersecting Storage Ring*). Jednalo se o dva akumulární prstence pro opačně orientované svazky protonů, které se protínaly v několika místech. ISR tak vlastně představoval první protonový urychlovač vstříčných svazků³. Zdrojem protonových svazků byl urychlovač PS. Fyzikové si již dlouho uvědomovali, že při interakci svazků nabitých částic s nehybnými částicemi v pevném terči je kinetická energie svazku využita velmi neefektivně. V důsledku zákona zachování energie a hybnosti je totiž v tomto případě značná část energie svazku spojena s pohybem těžiště srážecího se systému, a nemůže tak být využita k produkci nových částic. Problém s pohybem těžiště však odpadá v situaci, kdy sledujeme interakce vstříčných svazků, kde těžiště celého systému je vůči pozorovateli v klidu. Hlavní technickou výzvou, kterou bylo nutno na ISR vyřešit, byla otázka, jak v prstencích nashromáždit a udržet v oběhu dostatečně vysoký proud protonů, jenž by zaručoval, že mezi oběma svazky bude docházet dostatečně často v místě překřížení k interakci. Připomeňme, že ISR byl první urychlovač vstříčných svazků, který používal supravodivé magnety. Poprvé se zde také testoval princip *stochastického chlazení*⁴ svazku navržený Simonem van der Meerem a dále zde též proběhly první srážky svazku protonů s antiprotony.

Roku 1973 byl CERNem ohlášen objev *slabých neutrálních proudů*, který byl důležitým experimentálním důkazem podporujícím teorii sjednocující slabou a elektromagnetickou interakci. Tato teorie, rozpracovaná v šedesátých letech Sheldonem Glashowem, Abdusem Salamem a Stevenem Weinbergem, předpovídala, že zprostředkovateli slabé interakce je trojice intermediálních bosonů W^\pm a Z^0 . I když nabité bosony W^\pm do té doby nikdo přímo nepozoroval, ve prospěch jejich existence svědčil například dobře známý rozpad beta, v němž se neutron v jádře atomu mění na proton, elektron a antineutrino. Jakékoliv indicie podporující existenci třetího bosonu však dlouho experimentům unikaly. Teprve roku 1972 byly v CERNu pozorovány případy, kdy při průchodu svazku neutrin bublinovou komorou neutrino zapříčinilo vytržení elektronu z atomového obalu. Vzhledem k tomu, že v tomto procesu nedošlo mezi neutrinem a elektronem k nábojové výměně, musela být zprostředkující částice neutrální. Na přímé pozorování produkce bosonů W^\pm a Z^0 se však ještě muselo deset let čekat.

V roce 1976 byl zprovozněn urychlovač SPS (angl. *Super Proton Synchrotron*), kde byl použit přelomový systém řízení a úpravy parametrů svazku počítačem. Obvod SPS činí téměř 7 km a v současné době se jedná o druhý největší urychlovač v komplexu předurychlovačů pro LHC. Původně byl SPS navržen, aby dodával svazky protonů o energii 300 GeV. Nicméně už první den, kdy bylo této energie dosaženo, se podařilo dále navýšit kinetickou energii protonů až na 400 GeV [28]. Připomeňme, že hledání teoreticky předpovězených intermediálních bosonů slabé interakce W^+ , W^- a Z^0 bylo

³Pro urychlovač vstříčných svazků se v češtině někdy zavádí pojem srážec, který odpovídá anglickému termínu *collider*.

⁴Stochastické chlazení je proces, při kterém se snižuje rozbíhavost shluku částic v příčném směru vzhledem k ose svazku. Využívá se zde toho, že na určitém místě dráhy jsou umístěny elektrody snímající profil svazku. Na základě tohoto měření se pak na jiném místě dráhy generuje magnetický impulz, který je aplikován na částice, jež se příliš vzdálily od osy svazku, a který je ohýbá zpět k ose.

jedním z klíčových témat částicové fyziky konce sedmdesátých let. Pro jejich produkci v případném experimentu s pevným terčem však nebyla energie SPS dostatečná. Proto v roce 1981 přišel Carlo Rubbia s myšlenkou, že SPS lze provozovat v režimu, kdy se současně v jedné trubici urychlují proti sobě vstřícné svazky protonů a antiprotonů. Tím došlo k řádovému zvýšení energie srážky v těžišтовém systému, což zaručilo i potřebnou energii k produkci kýžených bosonů pozorovaných v roce 1983, viz [15]. Carlo Rubbia a Simon van der Meer pak byli po zásluze oceněni za mimořádný přínos vedoucí k objevu těchto částic Nobelovou cenou za fyziku v roce 1984.

V roce 1986 začal být SPS využíván také k urychlování jader těžkých iontů v rámci programu, který se zabýval v experimentech na pevných terčích hledáním nového stavu hadronové hmoty, tzv. *kvarkového-gluonového plazmatu* [27]. Kvarky a gluony jsou částice nesoucí barevný náboj silné interakce.⁵ Za normálních podmínek jsou uvězněny v bezbarvých hadronech, tj. částicích působících mezi sebou silnou interakcí, jakými jsou např. proton, neutron či pion. Teorie silné interakce, *kvantová chromodynamika*, však předpovídá, že při překročení hustoty energie $\approx 1 \text{ GeV/fm}^3$ (popř. teploty vyšší než 170 MeV, což odpovídá $2 \times 10^{12} \text{ K}$) se hadrony přetaví ve směs volně se pohybuujících kvarků a gluonů. Vzhledem k poměrně nezanedbatelnému rozměru těžkých jader (typicky 14 fm) a velkému počtu nukleonů (okolo 200) jsou právě relativistické jádro-jaderné srážky vhodným prostředkem, jak takoveto podmínky navodit. Otázkou ovšem zůstává, jak lze bezesporně prokázat, že se kvarkové-gluonové plazma v průběhu nesmírně krátkého okamžiku srážky dvou jader, trvajících řádově 10 fm/c, skutečně vytvořilo. Srážka dvou těžkých iontů na SPS vytváří médium,⁶ ve kterém hustota energie dosahuje dvacetkrát vyšších hodnot než u normální jaderné hmoty [33]. Zároveň se hmota ohřívá na teplotu stotisíckrát vyšší, než jaká panuje v nitru Slunce, což vede k jejímu rychlému rozpínání. Pokud se při srážce vytvořilo kvarkové-gluonové plazma, pak při poklesu teploty pod určitou mez dojde k pospojování volných kvarků do hadronů. Ty pak mezi sebou dál silně interagují až do okamžiku tzv. *vymrznutí*, kdy střední volná dráha částic je delší než průměrná vzdálenost mezi nimi. Bez ohledu na to, zda se kvarkové-gluonové plazma podařilo na počátku vytvořit či nikoliv, detektory obklopující místo srážky zaregistrují pouze bezbarvé hadrony. A tak k vynesení

⁵V elektromagnetismu se setkáváme se dvěma druhy náboje, kladným a záporným, přičemž interakci mezi nimi zprostředkovává elektricky neutrální foton. Jak známo, síla této interakce klesá se čtvercem vzdálenosti mezi náboji, ale (teoreticky vzato) má neomezený dosah. V případě silné interakce byla příroda vynalézavější. Každý z kvarků *u*, *d*, *s*, *c*, *b* a *t* se může nacházet v jedné ze tří „nábojových“ variant – barvě. Příslušné antikvarky se pak vyskytují ve třech antibarvách. Tyto 3 barvy a 3 antibarvy odpovídají fundamentálnímu tripletu a antitripletu grupy SU(3), která stojí za matematickým popisem silné interakce. Hadrony, které v přírodě pozorujeme, jsou bez výjimky barevně neutrální objekty (barevné singlety). Barevný singlet získáme, když zkombinujeme 3 kvarky různých barev, popřípadě kvark s antikvarkem, kde se barva neutralizuje příslušnou antibarvou. Zprostředkovateli silné interakce je 8 gluonů. Samy gluony jsou také nositeli barevného náboje, proto mohou mezi sebou přímo interagovat, v čemž se jejich chování liší od fotonů. Dalším rozdílem ve srovnání s elektromagnetickým působením je, že přitažlivá síla silné interakce mezi kvarky vymizí na malých vzdálenostech (*asymptotická svoboda*), ale se zvyšující se vzdáleností do určité meze roste. Způsobuje tak uvěznění kvarků a antikvarků v hadronech. Bezbarvé hadrony mezi sebou působí prostřednictvím jaderné síly, kterou chápeme jako důsledek zbytkové silné interakce odpovídající vyšším členům multipólového rozvoje, podobně jako je tomu v případě van der Waalových sil. Dosah jaderné síly však činí pouze přibližně 1 fm.

⁶Použit byl např. svazek olovených jader s kinetickou energií 158 GeV na jeden nukleon zacílený na pevný terč ze zlata. Na dvojici srážejících se nukleonů tak případně v těžišтовém systému energie zhruba 17.3 GeV.

soudu nad tím, jestli se v počátečním stádiu podařilo vytvořit médium sestávající z volných kvarků a gluonů, bylo třeba provést pečlivou kvantitativní analýzu koncového stavu. Experimenty v CERNu studovaly např. velikost kolizní zóny v okamžiku vymrznutí, početní zastoupení různých druhů hadronů v koncovém stavu⁷ a jejich hybnostní spektra. Na základě dostupných indicií byl objev kvarkového-gluonového plazmatu CERNem v roce 2000 oficiálně ohlášen, viz [29, 33].

O tom, zda k vytvoření kvarkového-gluonového plazmatu v CERNu skutečně došlo, však dodnes přetrvávají spory. Jak se později ukázalo, některé z pozorovaných jevů šlo vysvětlit i jinými mechanismy. Shodou okolností byl také v roce 2000 spouštěn na Long Islandu ve Spojených státech nový urychlovač vstřícných svazků pro těžké ionty RHIC (angl. *Relativistic Heavy Ion Collider*), kde byla energie srážek v těžišťovém systému o řád větší než na SPS. Již první analýzy reakcí jader zlata, kde energie srážek nukleonů v těžišťovém systému dosáhla 130 GeV, odhalily, že médium vytvořené na RHICu má oproti pozorovaným z CERNu některé nové a zcela nečekané vlastnosti. Data z RHICu např. ukázala, že v čelních reakcích Au+Au dochází k silnému potlačení produkce částic s vysokou příčnou hybností,⁸ kdybychom ji porovnali s výtěžkem odpovídajícího počtu $p + p$ srážek při stejné energii, viz [5, 2]. Naproti tomu v reakci svazku deuteronů s jádry zlata, která jadernou hmotu příliš nezhušťuje ani neohřívá, se toto silné potlačení nevyskytlo [7, 3]. Další analýzou dat se zjistilo, že výše zmíněný jev souvisí s vyhasínáním jetů, které pronikají skrz vzniklé médium [6]. Pojmem jet se rozumí kolimovaný výtrysk hadronů, které vznikají při fragmentaci kvarků či gluonů. Navíc podrobné hydrodynamické výpočty média vznikajícího na RHICu naznačovaly, že pozorované kolektivní pohyby v systému po srážce vykazují překvapivý souhlas s chováním ideální kapaliny. Proto se řada jaderných fyziků kloní k závěru, že k objevu nového stavu hadronové hmoty došlo až na RHICu.

K bohaté historii SPS ještě uvedme, že tento urychlovač sloužil od konce osmdesátých let i jako předurychlovač elektronů a pozitronů pro velký CERNský urychlovač LEP. V poslední době také urychluje protony používané k výrobě svazku mio-nových neutrin ν_μ zacílených na detektor OPERA v italské laboratoři Gran Sasso, viz [18]. A tak je SPS unikátním všestranným zařízením schopným urychlovat protony, antiprotony, těžká jádra i elektrony a pozitrony.

Tento historický přehled uzavřeme zmínkou o velkém urychlovači vstřícných svazků elektronů a pozitronů LEP (angl. *Large Electron Positron Collider*), který byl v CERNu spuštěn v srpnu 1989. Jeho realizace si vyžádala vyhloubení dlouhého podzemního tunelu, v němž jej v současné době nahradil výkonnější urychlovač LHC. Cílem čtyř velkých experimentů (ALEPH, DELPHI, OPAL, L3) na tomto zařízení bylo mimo jiné i detailní proměření vlastností intermediálních bosonů W^\pm a Z^0 . Zpočátku byla energie srážek v těžišťovém systému nastavena na 90 GeV odpovídající hmotnosti bosonu Z^0 . Později ale narostla až na 209 GeV, což umožnilo studovat produkci párů W^+W^- . K velkým úspěchům tohoto zařízení patří potvrzení existence pouze tří generací elementárních fermionů a poměrně přesná předpověď pro hmotnost top kvarku, i když ten

⁷Ve srovnání s reakcemi vyvolanými protonovým svazkem se v jádro-jaderných srážkách na SPS pozorovala kupříkladu podstatně zvýšená produkce hadronů obsahujících jeden či více s kvarků nebo potlačení produkce charmonií, tj. vázaných stavů krásných kvarků $\bar{c}c$, jako jsou J/ψ nebo ψ' . Oba jevy šlo vysvětlit přítomností volně se pohybujících kvarků v počáteční fázi kolize.

⁸V roce 2008 jeden z experimentů studujících srážky těžkých iontů na SPS ohlásil, že také vidí toto potlačení. Zmíněný efekt byl ovšem patrný pouze v čelních srážkách [9].

byl objeven až později na urychlovači Tevatron⁹ v americké laboratoři Fermilab poblíž Chicaga. Urychlovač LEP byl v provozu 11 let a v roce 2000 byl uzavřen a rozebrán, aby uvolnil místo pro LHC.

Řada experimentů v CERNu se zabývá zkoumáním fundamentálních symetrií mikrosvěta a jejich narušením. Zmiňme tedy ještě objev přímého narušení CP symetrie, který ohlásil v roce 1993 experiment NA31.

Pro návštěvníky je v CERNu otevřena interaktivní výstava Microcosmos, kde se mohou seznámit s bohatou historií i současností částicové fyziky a CERNu. K zajímavým exponátům bezesporu patří prapředek všech kruhových urychlovačů – první protonový cyklotron postavený ve třicátých letech 20. století americkým fyzikem E. Lawrencem. Jeho urychlovací komora měla průměr okolo 10 cm a výrobní náklady činily pouhých 25 USD. Dále si zde návštěvník může prohlédnout model tunelu, v němž je umístěn LHC. Dozví se, že experimenty v CERNu za rok vyprodukují a uloží okolo 10^{16} bytů dat, což je ekvivalent 15 milionů cédéček, která by vytvořila sloup vysoký cca 15 km. Je zde také připomenuto, že kromě výše popsané revoluce na poli základního výzkumu přinesl CERN světu i některé důležité vedlejší produkty, např. první web, který v CERNu spustil koncem osmdesátých let minulého století Tim Berners-Lee.

CERN v současnosti sdružuje 20 členských zemí z Evropy. Úzká spolupráce je ovšem navázána i s celou řadou mimoevropských institucí. Naše republika se stala členským státem CERNu právě před 20 lety.

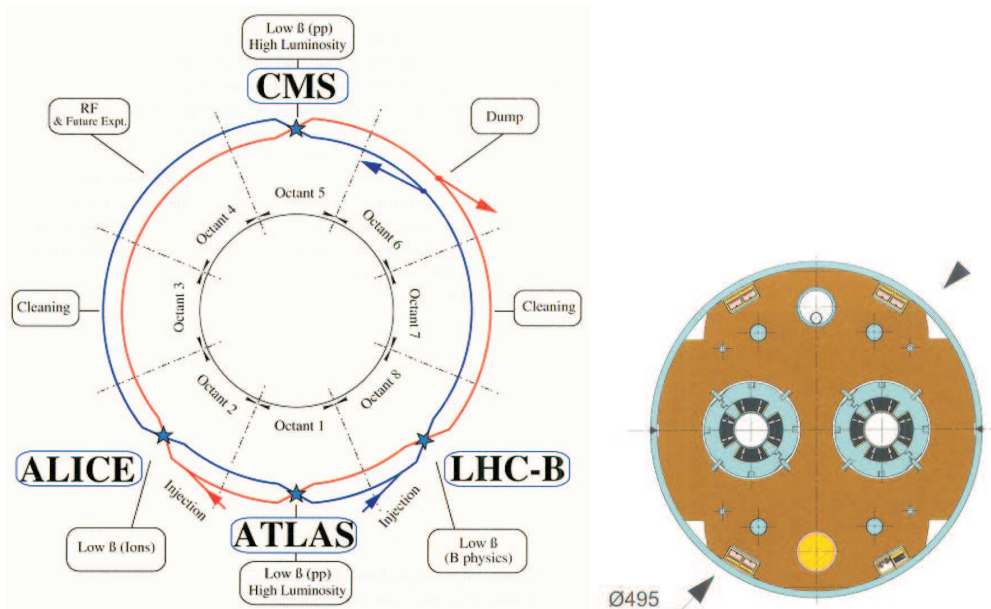
2. LHC

Large Hadron Collider [16] je urychlovač vstřícných svazků protonů a jader olova provozovaný v laboratoři CERN. Je umístěn v 26.7 km dlouhém tunelu pod francouzsko-švýcarským pomezím. Tunel má 8 přímých částí dlouhých zhruba 528 m a 8 oblouků. Z geologických důvodů je jeho rovina skloněna o 1.4 % vůči hladině Ženevského jezera a hloubka tunelu se pod povrchem mění mezi 45 m až 170 m. Svazky se kříží na čtyřech místech obvodu. Okolo těchto interakčních bodů jsou postaveny čtyři velké experimenty ATLAS, ALICE, CMS a LHCb, viz obr. 2 vlevo. Tím, že pro LHC nebylo třeba hloubit nový tunel, se významně snížily náklady na celý projekt. Konečná cena za LHC byla zhruba 3 miliardy Euro [14].

Projekt LHC se musel od počátku potýkat s četnými technickými výzvami. Průměr tunelu činí pouze 3.7 m, a tak bylo předem jasné, že v něm nebude dost prostoru pro dva oddělené prstence. Plánovaná energie protonů ve svazcích je 7 TeV, což vylučuje užít k ohýbání svazků pouze klasické elektromagnety. Ty totiž nedokáží vyvinout do-

⁹V roce 2011 byl provoz urychlovače Tevatron (obvod 6.28 km) ukončen. Připomeňme, že na Tevatronu se studovaly srážky protonů s antiprotony, přičemž energie částic ve svazku byla zhruba 0.98 TeV, viz [34]. S uvedením LHC do provozu byl tento urychlovač odsunut z prvního místa na světě, pokud bychom poměřovali dosaženou energii srážky v těžišťovém systému. Nicméně Fermilab plánuje v následujících letech provést modernizaci urychlovacího řetězce a posléze se zaměřit na produkci svazků s vysokou intenzitou.

V osmdesátých letech se ve Spojených státech také připravoval projekt velkého urychlovače *Superconducting Super-Collider* (SSC), který by svými parametry CERNský LHC předčil (energie srážky dvou protonů v těžišťovém systému 40 TeV, délka tunelu 87 km). Avšak v roce 1993 byl projekt zastaven kongresem Spojených států. Hotovy byly 2/5 tunelů a proinvestovány 2 miliardy USD [30].



Obr. 2. Vlevo: Rozmístění čtyř velkých experimentů po obvodu LHC. Experimenty jsou postaveny v místě překřížení svazků. V oktantu 4 se svazek urychluje. Vpravo: Průřez kvadrupólovým magnetem urychlovače LHC, který slouží k fokusaci svazku v obou kanálech. Obě svazkové trubice jsou obklopeny kryostatem udržujícím teplotu magnetu na 1.9 K. Převzato z [16].

statečně silné pole.¹⁰ Projekt tedy vyžadoval použití supravodivých magnetů, které jsou svými parametry na hraně současných technologických možností. Při jejich konstrukci se vycházelo z konceptu supravodivého magnetu nazvaného „dva v jednom“, který navrhl John Blewett v roce 1971, viz [13]. V tomto provedení magnetická vinutí pro oba kanály, jimiž jsou vedeny svazky, sdílejí společný kryostat, přičemž směr magnetického pole v obou kanálech je opačný, viz obr. 2 vpravo. To činí stavbu magnetu poměrně komplikovanou, nicméně kompaktní. Zároveň to však vylučuje možnost použít LHC ke srážení částic, které mají opačný náboj, např. protonu s antiprotonem. Supravodivé magnety jsou chlazeny na teplotu 1.9 K, která zaručuje dobrý přenos tepla z pevných součástí na chladicí médium, jímž je suprateruté helium. Pro zajímavost ještě uveďme, že magnet, který má při pokojové teplotě délku 15 m, se při teplotě 1.9 K zkrátí o 4.5 cm. Pro potřeby LHC bylo nutno vybudovat největší kryogenní systém na světě. K počátečnímu ochlazení celého LHC (chlazená hmotnost je 37 000 tun) bylo potřeba 12 milionů litrů tekutého dusíku a pak ještě 800 tisíc litrů suprateruté helia pro ochlazení na konečnou teplotu.

Při plné kapacitě může v LHC obíhat 2808 protonových shluků v každém svazku, což znamená, že by časový odstup mezi shluky činil pouhých 25 ns (to odpovídá

¹⁰Stávající supravodivé dipólové magnety LHC dosahují při maximálním napájecím proudu magnetickou indukci přibližně 8.33 T.

System	E [TeV]	n_{bunch}	N_{part}	I [A]	E_{tot} [MJ]	m_{part} [kg]
$p + p$	3.5	1380	1.6×10^{14}	0.29	89.7	2.66×10^{-13}
Pb+Pb	$3.5 \times Z_{\text{Pb}}$	358	3×10^{12}	0.44	1.68	1.03×10^{-12}

Tabulka 1. Vybrané parametry jednoho LHC svazku v roce 2011 (v LHC obíhají proti sobě dva takové svazky). V tabulce symbol E označuje energii jednoho protonu/olověného iontu ve svazku, $Z_{\text{Pb}} = 82$ je protonové číslo olova, n_{bunch} je počet obíhajících shluků, N_{part} udává celkový počet částic tvořících svazek, I je odpovídající elektrický proud, E_{tot} označuje celkovou kinetickou energii uloženou v jednom svazku a m_{part} je klidová hmotnost jeho částic.

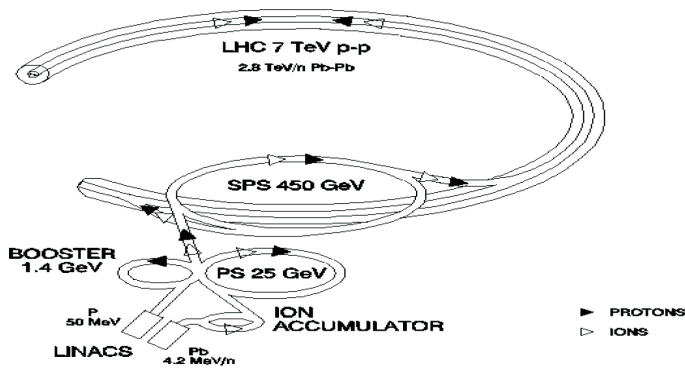
frekvenci 40 MHz). V roce 2011 však byl maximální počet obíhajících protonových shluků nižší, jak plyne z Tabulky 1, která udává některé parametry svazku pro toto období.

Příčný rozměr svazku v místě, kde se svazky kříží, je zhruba $16 \mu\text{m}$. Pro srovnání uveďme, že průměr lidského vlasu činí přibližně $50 \mu\text{m}$. Příčný rozměr svazku daleko od interakčních bodů je okolo 1 mm.

V roce 2011 měl každý proton ve svazku energii 3.5 TeV, což odpovídá 5.6×10^{-7} J. Tato hodnota je již porovnatelná s kinetickou energií některých makroskopických objektů. Kupříkladu kinetická energie komára o hmotnosti 2.5 mg letícího rychlostí 2 km/h činí 3.8×10^{-7} J. Z tabulky 1 můžeme také vypočítat, že celková kinetická energie uložená v jednom protonovém svazku odpovídá kinetické energii lokomotivy o hmotnosti 100 tun jedoucí rychlostí 152 km/h. V obíhajícím svazku je tedy uložena obrovská energie, které je třeba se ihned zbavit, jakmile jeho trajektorie vykazuje nestabilitu. Proto musel být pro LHC vyvinut rychlý a spolehlivý monitorovací systém parametrů svazku, který v kritických případech odkloní částice do absorbátoru, jímž je 7.7 m dlouhý uhlíkový blok. Posléze je třeba před započítím nového urychlovacího cyklu odčerpát energii uloženou v supravodivých magnetech. Za stabilních podmínek mohou svazky v LHC vydržet obíhat i několik hodin. Jejich intenzita však s časem klesá.

Při takto vysokých energiích se částice svazku pohybují téměř rychlostí světla. Je-li kinetická energie protonu 3.5 TeV, pak jeho rychlost činí $0.999\,999\,96\,c$. Každý proton tak stihne oběhnout obvod LHC 11 228krát za sekundu. Zároveň obíhající svazek vytváří i poměrně silný elektrický proud. V letošním roce 2012 je energie protonů ve svazku už 4 TeV. Energie srážky dvou protonů v těžišťovém systému tak stoupla na 8 TeV.

Proces přípravy protonových svazků začíná u malé lahve stlačeného vodíku. Ionizaci se atomy zbaví elektronů a kladně nabitě protony jsou vyvedeny do lineárního urychlovače, kde získají kinetickou energii 50 MeV, viz obr. 3. Energie tohoto svazku je pak následně navyšována sérií kruhových urychlovačů: PS booster (1.4 GeV), PS (25 GeV), SPS (450 GeV) a LHC (4 TeV). Nárůst kinetické energie ve vlastním LHC z počátečních 450 GeV na 4 TeV trvá zhruba 20 minut, přičemž k urychlování dochází pouze v jednom místě prstence, přesněji řečeno v oktantu 4, viz obr. 2. Tam se nalézá systém radiofrekvenčních rezonančních dutin, ve kterých elektrické pole osciluje s frekvencí 400 MHz. Na zbytku obvodu LHC jsou umístěny pouze ohýbací a zastřovací magnety. Při jednom oběhu v LHC se kinetická energie protonu navýší o zhruba 480 keV [16].



Obr. 3. Systém předurýchlovačů pro LHC. Převzato z [16].

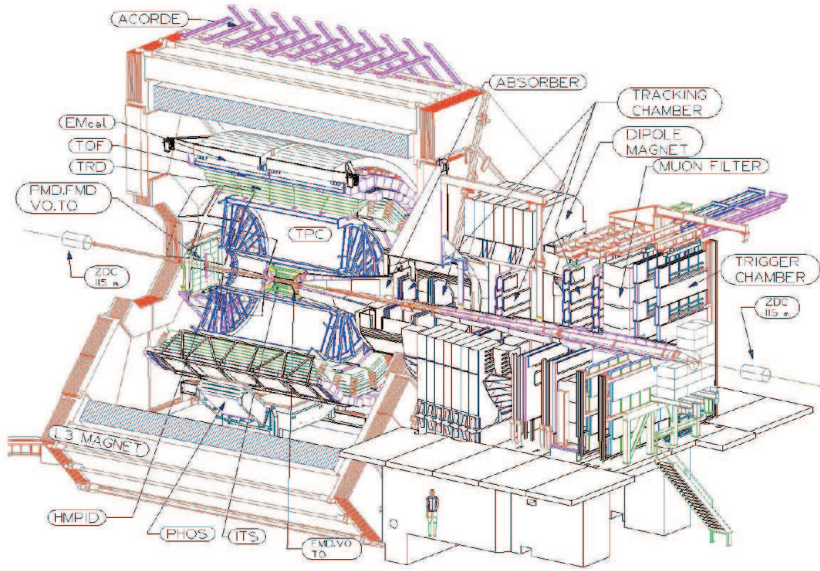
Zdrojem svazků olova je iontový zdroj, což je pícka, kde se při teplotě $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ vytvářejí páry olova. Následně je třeba zbavit obal atomu olova všech 82 elektronů. Po počáteční ionizaci proto procházejí ionty olova na své cestě skrz dvě tenké uhlíkové fólie, jejichž účelem je zbylé elektrony od jádra odtrhat. Atomy, které se nezbavily všech svých elektronů, jsou ze svazku samovolně vyřazeny, protože nesplňují podmínky pro další urychlování. Konečná kinetická energie vztažená na jeden nukleon je u jader olova 1.38 TeV . Je tedy nižší než u protonových svazků, a to z toho důvodu, že v jádře olova se kromě protonů nacházejí také neutrony, které na elektromagnetické pole v rezonanční dutině nereagují.

V roce 2008 musel být program spouštění LHC po několika dnech přerušeno kvůli technické závadě a následné havárii, která způsobila značné materiální poškození magnetů ve dvou sektorech a vyžádala si více než rok oprav, viz např. [31, 32]. V průběhu této vynucené přestávky se kromě opravy poškozených magnetů pracovalo na vylepšení diagnostiky, která by umožňovala v budoucnu podobným událostem účinně předcházet. V neposlední řadě byla tato prodleva využita jednotlivými experimentálními kolaboracemi ke zkompletování jejich detektorů a ověřování jejich funkčnosti pomocí registrace drah částic kosmického záření.

3. Experiment ALICE

Historie ALICE (angl. *A Large Ion Collider Experiment*) se začala psát zhruba před dvaceti lety, kdy padl první návrh vybudovat na tehdy plánovaném urychlovači LHC experiment zaměřený na studium srážek těžkých iontů [24]. Od té doby se sice mnohé změnilo, nicméně hlavní cíl ALICE, tj. zkoumat vlastnosti hadronové hmoty v podmínkách extrémních hustot energie dosahovaných při ultra-relativistických jádro-jaderných srážkách, zůstává. Oproti experimentům ATLAS a CMS tedy nebyla ALICE projektována, aby hledala Higgsův boson¹¹ či zkoumala rozpady krátce žijících mezonů obsa-

¹¹S pomocí Higgsova pole se do lagrangiánu standardního modelu zavádějí mechanismem spontánního narušení symetrie hmotové členy elementárních kvarků, leptonů a těžkých intermediálních bosonů W^+ , W^- a Z^0 . Kvantum tohoto pole (Higgsův boson) je poslední částicí standardního modelu, která ještě nebyla pozorována. V prosinci loňského roku experimenty ATLAS a CMS oznámily, že pokud Higgsův boson existuje, bude se jeho hmotnost nacházet v intervalu $116\text{--}130\text{ GeV}/c^2$ (ATLAS) nebo $115\text{--}127\text{ GeV}/c^2$ (CMS). Ostatní oblasti jsou vyloučeny s pravděpodobností 95%.



Obr. 4. Schéma detektoru ALICE. Převzato z [10].

hujících b kvark jako experiment LHCb. Spíše se mělo jednat o multifunkční detektor, který by umožňoval provádět spolehlivou rekonstrukci drah v prostředí s velkým počtem částic.

Detektor ALICE [10] se skládá z centrální části, určené k registraci hadronů, elektronů a fotonů, a z dopředného spektrometru sloužícího k měření mionů μ , viz obr. 4. Centrální část detektoru, která pokrývá polární úhel v rozmezí 45° až 135° a plný azimutální úhel,¹² je celá umístěna v homogenním magnetickém poli¹³ o indukci 0.5 T. Pole je generováno velkým solenoidem a jeho směr je rovnoběžný s osou svazku. Solenoid není supravodivý a při plné intenzitě pole jím protéká proud 30 kA. Vnější rozměry tohoto elektromagnetu jsou úctyhodné, průměr 16 m a délka 14 m.

V místě, kde se kříží svazky, přechází ocelová svazková trubice LHC v tenkostěnnou trubici z berylia (délka 4 m, průměr 58 mm, síla stěny 0.8 mm). Berylium bylo zvoleno z toho důvodu, že má malou elektronovou hustotu, a tak v něm nabitě částice ztratí ionizačními ztrátami pouze zanedbatelnou část své energie. Na druhou stranu je tento kov dostatečně pevný na to, aby odolal rozdílu tlaků mezi vakuem urychlovače a okolní atmosférou. Beryliová trubice je obklopena detektorem ITS (angl. *Inner Tracking System*), který je tvořen šesti vrstvami pozičně citlivých křemíkových detektorů. S jejich pomocí lze velmi přesně určit polohu místa srážky, popřípadě zrekonstruovat vrcholy rozpadu krátce žijících částic. Za poslední vrstvou ITS se nachází detektor TPC (angl. *Time Projection Chamber*). Jedná se o komoru, v níž částice podél své trajektorie

¹²Používáme souřadnicový systém, v němž je osa z orientována ve směru svazku. Polární úhel θ je měřen od osy z a azimutální úhel ϕ je měřen v rovině kolmé na z od osy x .

¹³Magnetická pole, která používají ATLAS a CMS, jsou silnější: 2 až 4 T. ALICE je na druhé straně schopna měřit menší příčné hybnosti částic, protože se v ní nabitě částice tolik nezahybají.

ionizují plyn, a tato stopa je následně snímána systémem elektrod. Detektory ITS a TPC hrají klíčovou roli při rekonstrukci drah nabitých částic. Jejich úhrnná tloušťka odpovídá přibližně 10 % radiační délky, čímž je omezen vliv mnohonásobného rozptylu.

Účelem ostatních detektorů, které jsou umístěny za vnějším okrajem TPC, je identifikovat druh částice. Částice tak procházejí detektorem TRD (angl. *Transition Radiation Detector*), který registruje vznikající přechodové záření, detektorem TOF (angl. *Time Of Flight*), kde je měřena doba jejich letu, a detektorem HMPID (angl. *High Momentum Particle Identification Detector*), v němž je měřena rychlost částic pomocí emise Čerenkovova záření. ALICE má i částečné pokrytí elektromagnetickými kalorimetry (PHOS a EMCal), které slouží k registraci fotonů, elektronů a pozitronů.

Princip dopředného mionového spektrometru je založen na jedinečné schopnosti mionů pronikat látkou. Spektrometr zabírá polární úhel 2° až 9° . Na jeho začátku se nalézá masivní ocelový absorbátor, jehož úkolem je pohltit všechny hadrony a propustit pouze miony. Ty pak procházejí dvěma sadami pozičně citlivých komor, mezi nimiž je umístěn dipólový magnet.

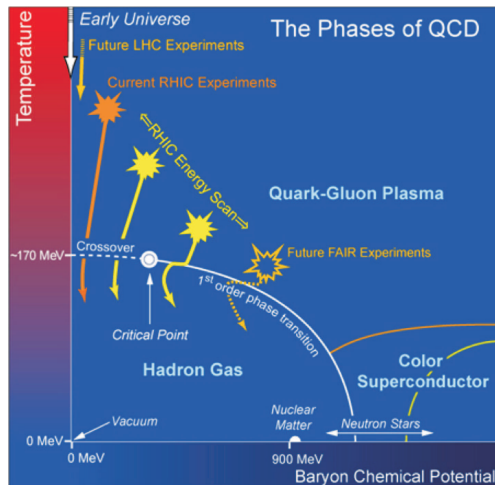
V dopředném směru má ALICE ještě několik menších detektorů (V0, T0, FMD, PMD, ZDC), jejichž účelem je dát podnět, aby bylo zahájeno nabírání dat, a měřit některé charakteristiky reakce, jako např. centralitu či rovinu srážky. K těmto pojům se ještě později vrátíme. Celková hmotnost detektoru ALICE činí zhruba 10 000 tun. První srážky $p + p$ byly na ALICE zaznamenány na konci roku 2009 a první srážky Pb+Pb na konci roku 2010.

V současné době se experimentu účastní přibližně 1600 badatelů ze 136 institucí z 37 zemí. Do experimentu ALICE jsou zapojeny 3 české výzkumné instituce. Ústav jaderné fyziky AV ČR se podílí na provozu a vývoji detektoru ITS a je zde skupina zabývající se analýzou jetů. Pracovníci z Fakulty jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT v Praze jsou zapojeni do vývoje dopředného elektromagnetického kalorimetru pro ALICE a věnují se teorii jádro-jaderných srážek. Poslední institucí je Fyzikální ústav AV ČR, který se účastnil stavby detektoru PHOS.

4. Extrémní stavy silně interagující hmoty

V názvu našeho příspěvku jsme si vypůjčili termín „malý třesk“ (angl. *Little Bang*). Toto označení pro expanzi média vytvořeného srážkou relativistických těžkých iontů se objevilo už v době experimentů hledajících kvarkové-gluonové plazma na SPS [33]. Tehdy pozorované rychlé rozpínání vzniklého horkého média tvořeného zprvu pravděpodobně volnými kvarky a gluony, které se při poklesu teploty na 170 MeV mění na hadronový plyn, počátky našeho vesmíru vskutku v lecčems připomíná. Nakolik je však malý třesk blízký podmínkám, které panovaly při Velkém třesku, můžeme posoudit na základě fázového diagramu silně interagující hmoty na obr. 5. V diagramu je na ose y vynesena termodynamická teplota T a na ose x chemický potenciál μ_B příslušející baryonovému číslu. Připomeňme, že podle první věty termodynamiky je chemický potenciál dané látky roven

$$\mu = \left(\frac{dU}{dN} \right) \Big|_{V=\text{konst.}, S=\text{konst.}}$$

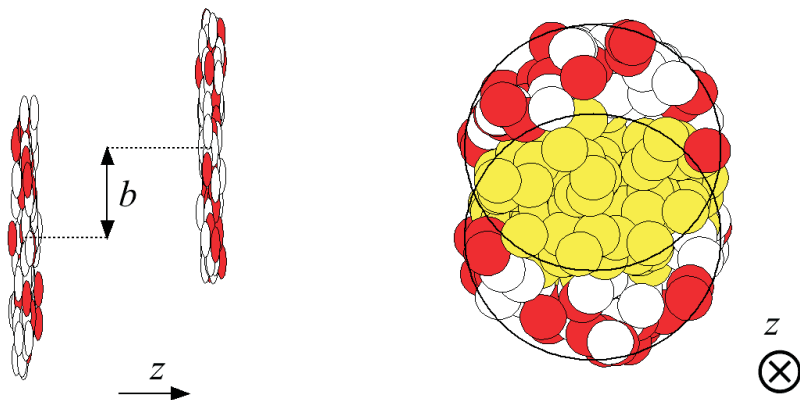


Obr. 5. Fázový diagram silně interagující hmoty (převzato z [19]). Podrobný popis viz text.

Tato veličina nám tedy říká, o kolik se zvedne vnitřní energie U systému, když do něj vložíme další částici, zachováme-li jeho objem V a entropii S . Pohybujeme-li se tedy ve fázovém diagramu silně interagující hmoty podél osy x , tj. je-li teplota blízká absolutní nule, bude chemický potenciál odpovídat Fermiho energii systému. To znamená, že každý nový baryon budeme umisťovat na první nezaplněnou energetickou hladinu, jak vyžaduje Pauliho vylučovací princip. Normální jaderná hmota se nachází v blízkosti bodu $\mu_B = 900$ MeV a nulové teploty. Při vyšším chemickém potenciálu se dostává baryonová hmota do stavu, jaký bychom našli v nitru neutronových hvězd. Pro extrémně vysoké hodnoty μ_B pak teorie předpovídá, že hmota přejde do stavu chladného kvarkového-gluonového plazmatu, který bude vykazovat barevnou supravodivost. Na druhé straně vývoj vesmíru v jeho prvních okamžicích probíhal podél teplotní osy při velmi nízkých hodnotách chemického potenciálu. To znamená, že v systému byl vyvážený počet kvarků a antikvarků. V oblasti středně velkých hodnot chemického potenciálu je rozhraní mezi horkým kvarkovým-gluonovým plazmatem a hadronovým plynem tvořeno fázovým přechodem, který, jak se v současnosti předpokládá, je zakončen kritickým bodem. Obrázek znázorňuje také dráhy, jimiž prochází vývoj média vytvořeného při srážkách těžkých iontů na LHC, RHICu a na právě budovaném urychlovačovém komplexu FAIR. Posledně zmíněná dráha se nalézá zhruba v oblasti, ve které pracovaly experimenty na SPS.

5. Malý třesk očima ALICE

Jádro olova, které je v klidu, si můžeme představit jako kuličku o poloměru 7 fm s difúzním povrchem. Pozorovateli v klidu se zdá, že po urychlení se podélný rozměr jádra zkrátí γ -krát, kde $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$ je Lorentzův faktor, který vystupuje v Einsteinově speciální teorii relativity. Na LHC se tak podélný rozměr oloveného iontu vůči pozorovateli v klidu zkrátí zhruba 1380-krát. Z tohoto důvodu interakce dvou jader na LHC spíše připomíná srážku dvou tenkých disků než kolizi dvou kuliček.



Obr. 6. Vlevo je zachycen okamžik těsně před srážkou dvou jader. Pozorovateli v klidu se při pohledu z boku jeví podélný rozměr iontů kontrahován. Symbolem b je vyznačen impaktní parametr. Vpravo je znázorněna srážka dvou jader ve směru osy svazku. Oblast překryvu má z tohoto pohledu přibližně tvar čočky.

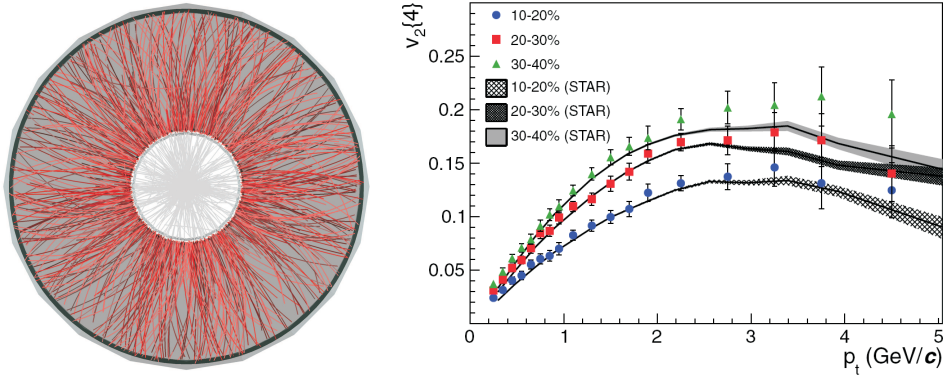
S rostoucí kinetickou energií se také zkracují vlnové délky částic tvořících jádro. Při srážkách tudíž hrají významnou roli detaily struktury jádra a jeho nukleonů, jako např. rozložení hustoty gluonů a kvarků.

Velikost objemu, ve kterém dojde k vytvoření vysoké hustoty energie, závisí na příčné vzdálenosti b středů nalétávajících jader, tzv. *impaktním parametru*, viz obr. 6. Nukleony nacházející se v oblasti geometrického překryvu obou jader jsou často označovány termínem účastníci (angl. *participants*). Právě interakce mezi těmito nukleony vytvoří počáteční horké médium. Naproti tomu protony a neutrony nalézající se vně geometrického překryvu se nazývají diváci (angl. *spectators*). Při srážce jsou od účastníků setrvačností odtrženy a pokračují dále v původním směru letu, aniž by ztratily svou kinetickou energii. Velikost impaktního parametru však experimentálně přímo měřit nelze. Proto se k odhadu, nakolik srážka iontů proběhla čelně či okrajově, používá naměřená *multiplicita* (tj. počet) produkovaných nabitých částic. Přitom se předpokládá, že impaktní parametr závisí na počtu vylétávajících částic monotónně. Vztah mezi multiplicitou částic, počtem účastníků a impaktním parametrem je určen modelově [25].

Dále zavedeme pojem *centralita*. Máme-li reakce rozděleny podle naměřeného počtu produkovaných částic, pak centralita 0 až 10 % zahrnuje prvních deset procent případů reakcí s největší multiplicitou částic. Tomu odpovídají případy, kdy se jádra srazila víceméně čelně, tj. měla malý impaktní parametr. Naproti tomu centralita 80 až 90 % představuje reakce, kdy o sebe jádra škrtila pouze povrchem a produkovaná multiplicita částic byla malá, tj. odpovídající impaktní parametr byl velký.

Orientace vektoru impaktního parametru vytváří v dynamice reakce dvou iontů významný směr. Můžeme proto ještě definovat tzv. *rovinu srážky*, která je určena směrem impaktního parametru a osou z , a studovat produkci částic vzhledem k této rovině.

Důležitý poznatek, který přineslo studium dat z SPS, RHICu a nyní i z LHC, je, že



Obr. 7. Vlevo jsou znázorněny dráhy nabitých částic zrekonstruované v detektoru TPC po srážce dvou jader olova. Jde o pohled ve směru svazku. Dráhy částic jsou ohýbány magnetickým polem, což umožňuje následně určit jejich příčnou hybnost a náboj. Oblast okolo středu zabírá detektor ITS. Obrázek vpravo ukazuje závislost koeficientu v_2 nabitých částic na hodnotě jejich příčné hybnosti p_T . Porovnání dat ze systému Pb+Pb při těžištové energii srážky 2.76 TeV připadající na jeden nukleon-nukleonový pár (data z ALICE jsou vyznačena body) a z reakcí Au+Au při těžištové energii srážky 200 GeV na jeden nukleon-nukleonový pár (data z experimentu STAR na RHICu jsou vyznačena pásy). Procentní intervaly v legendě udávají centralitu srážky. Převzato z [23].

produkcí částic v jádro-jaderné srážce nemůžeme nahradit prostou superpozicí odpovídajícího počtu nukleon-nukleonových srážek. Významnou roli tedy hrají koherentní jevy mezi nukleony, popřípadě kvarky a gluony. Základní veličinou charakterizující médium vytvořené na LHC je produkovaný počet nabitých částic na jednotku pseudorapidity¹⁴ $dN_{ch}/d\eta$. Je měřítkem hustoty energie dosažené v místě srážky a představuje důležitý vstupní údaj pro modelové výpočty. V čelních srážkách olověných iontů na LHC při těžištové energii srážky 2.76 TeV připadající na jeden nukleon-nukleonový pár je počet nabitých částic na jednotku pseudorapidity $dN_{ch}/d\eta \approx 1600$ [25]. Tato hodnota řádově odpovídá počtu drah nabitých částic, které jsou při čelní srážce registrovány detektory v centrální části ALICE, viz obr. 7. Hrubý odhad hustoty energie v médiu v čase 1 fm/c po jeho vzniku je okolo 16 GeV/fm³ [11], což je zhruba třikrát více, než byla hustota energie dosažená na RHICu ve srážkách zlatých iontů při těžištové energii 200 GeV na jeden nukleon-nukleonový pár [8], zhruba pětikrát více než byla hustota energie naměřená na SPS [33] a přibližně 110 krát více než je hustota energie v obyčejném atomovém jádře. Za předpokladu, že hustota energie je úměrná čtvrté mocnině teploty, vzrostla počáteční teplota kvarkového-gluonového plazmatu oproti RHICu pouze o 30 % [25].

Ve směru svazku má kolizní zóna obou iontů tvar připomínající profil čočky, viz pravá část obr. 6. Po srážce se tato zóna silně zahřeje a rozpíná se. Tlak ve směru

¹⁴Pseudorapidity částice je definovaná vztahem $\eta = -\ln(\text{tg}(\theta/2))$, kde θ je polární úhel měřený vzhledem k ose z , tj. směru svazku. Pro $\theta = 90^\circ$, tj. kolmo na osu svazku, je $\eta = 0$. Měření $dN_{ch}/d\eta$ proběhlo v intervalu $\eta \in (-0.5, 0.5)$. Zde si je třeba uvědomit, že měřená multiplicita je měřítkem toku energie ve směru kolmém na osu svazku. Tento tok musel vzniknout díky interakci mezi ionty, protože na počátku měla jádra pouze impuls ve směru svazku.

kratší osy má ovšem větší gradient než podél dlouhé osy. Proto je v tomto směru rozpínání rychlejší, což vede k anizotropnímu rozdělení hybností emitovaných částic. Hovoříme o vzniku kolektivního toku (angl. *flow*). Rozdělení počtu emitovaných částic v závislosti na azimutálním úhlu ϕ se parametrizuje členy Fourierova rozvoje

$$dN/d\phi \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n(p_T) \cos[n(\phi - \psi_n)] , \quad (1)$$

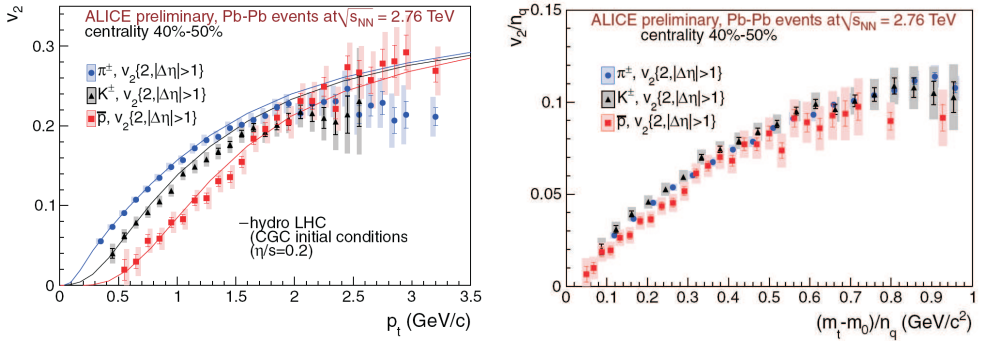
kde $dN/d\phi$ je počet částic v úhlu $(\phi, \phi + d\phi)$ pro danou velikost příčné hybnosti¹⁵ p_T . Koeficienty $v_n = v_n(p_T)$ udávají velikost n -té harmonické komponenty toku a jsou obecně funkcemi příčné hybnosti p_T částice. Každá harmonická složka toku má obecně svou vlastní rovinu symetrie charakterizovanou azimutálním úhlem ψ_n , který se srážku od srážky mění. Jednička na začátku rozvoje odpovídá tzv. *radiálnímu toku*, který emituje částice v azimutu symetricky. Koeficient v_1 popisuje tzv. *přímý tok* (angl. *direct flow*), jenž souvisí se zachováním celkové hybnosti srážejících se jader. Podrobněji se zmíníme o koeficientu v_2 , který se nazývá *eliptický tok* (angl. *elliptic flow*). Právě tento člen rozvoje popisuje efektivitu, s jakou médium vytvořené v kolizi přemění svou počáteční prostorovou asymetrii hustoty na asymetrii v konečném rozdělení emitovaných částic [22]. Proces této konverze se odehrává prostřednictvím interakcí mezi částicemi média a je tím účinnější, čím je síla vazby mezi částicemi větší. V limitě, kdy síla vazby roste nade všechny meze, je tato efektivita maximální. Za těchto podmínek dosáhne střední volná dráha částic v médiu své minimální možné hodnoty, která vyplývá z Heisenbergových relací neurčitosti. Silná vazba mezi částicemi také zaručuje, že se v systému velmi rychle ustaví přibližná lokální teplotní rovnováha, což umožňuje použít k výpočtu jeho vývoje rovnice popisující dynamiku tekutin. Pro danou počáteční deformaci kolizní zóny dostaneme největší eliptický tok, když předpokládáme, že se médium chová jako ideální kapalina s nulovým vnitřním třením (viskozitou), tj. když je střední volná dráha částic v médiu nulová. Případné vnitřní tření v médiu eliptický tok zmenšuje.

Závislost eliptického toku na příčné hybnosti p_T je citlivá na vývoj systému a na podmínky, za kterých dojde k jeho vymrznutí [23]. Obr. 7 vpravo ukazuje porovnání naměřených hodnot závislosti $v_2 = v_2(p_T)$ pro nabitě částice z RHICu a LHC pro odpovídající centralitu. Je vidět, že v rámci chyb je pro dané p_T velikost tohoto koeficientu na RHICu a na LHC stejná. To je pozoruhodné, protože energie srážky v těžišтовém systému se liší o řád.

ALICE už publikovala i předběžné hodnoty závislosti $v_2 = v_2(p_T)$ pro identifikované částice [23]. Na obr. 8 vlevo jsou porovnána naměřená data pro piony π^\pm , kaony K^\pm a antiprotony \bar{p} s předpovědí hydrodynamického modelu [22], který předpokládá, že se kvarkové-gluonové plazma chová jako téměř ideální kapalina s nízkou viskozitou. Dobrá shoda dat s výsledkem modelu nasvědčuje, že se kvalitativní charakter média od pozorování z RHICu nezměnil.

Již na RHICu se řešila otázka, zda se eliptický tok utváří na úrovni kvarkového-gluonového plazmatu, či zda vzniká v médiu tvořeném hadrony. Zajímavé vodítko

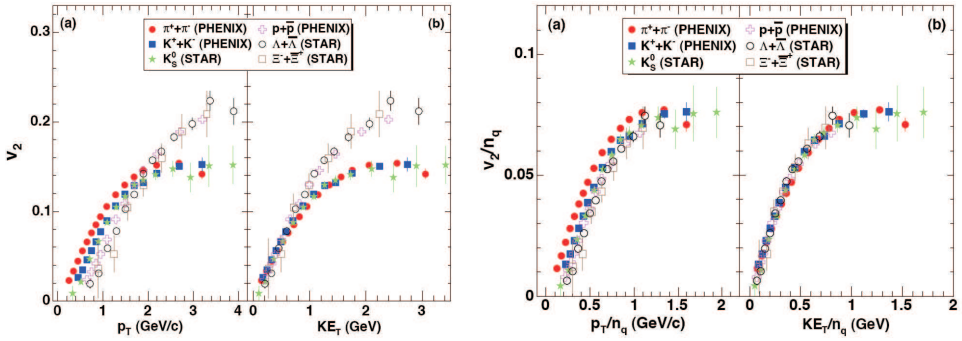
¹⁵Příčná hybnost je složka hybnosti částice kolmá na osu z . Pokud se zdroj částic pohybuje podél osy z , pak příčná hybnost částice, kterou naměří pozorovatel v klidu, je stejná jako příčná hybnost, kterou by naměřil pozorovatel spojený se zdrojem. To je důsledek Lorentzovy transformace. Pro částicové fyziky je spektrum příčné hybnosti zajímavé z toho důvodu, že nese informaci o procesech, které se odehrávají v bodě srážky.



Obr. 8. Vlevo jsou znázorněny předběžné hodnoty závislosti koeficientu v_2 na příčné hybnosti p_T částice pro nabitě piony π^\pm , kaony K^\pm a antiprotony \bar{p} ve srážkách Pb+Pb při těžišťové energii 2.76 TeV připadající na jeden nukleon-nukleonový pár. Centralita srážky byla 40 až 50 %. Experimentální data (body) jsou porovnána s výsledky výpočtu hydrodynamického modelu [22] (křivky). Vpravo srovnáváme data z levého obrázku po transformaci, kdy na osu y vynášíme eliptický tok vztažený na jeden kvark v_2/n_q , kde n_q je počet kvarků, z nichž je hadron sestaven, a na ose x je příčná kinetická energie připadající na jeden kvark. Tuto energii získáme tak, že od příčné energie hadronu $m_t = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ odečteme jeho klidovou hmotnost m_0 a výsledek vydělíme n_q . Převzato z [23].

v tomto směru, podporující první z domněnek, poskytla jednoduchá transformace, pomocí níž šlo závislosti $v_2 = v_2(p_T)$ pro jednotlivé druhy hadronů zobrazit tak, že data pro různé baryony a mezony následovala jeden univerzální trend. Vlevo na obr. 9 vidíme závislosti koeficientu v_2 na příčné hybnosti (p_T), popř. na příčné kinetické energii (KE_T) částice pro různé druhy hadronů, jak byly naměřeny experimenty STAR a PHENIX na RHICu [4]. Ve srovnání se situací v části (a) pozorujeme v panelu (b) zřetelné rozdělení dat do dvou větví, které přísluší baryonům (nevyplněné značky) a mezonům (plné značky). Toto škálování je tedy v souladu s očekáváním, že počáteční gradient tlaku, který vytváří eliptický tok, se přemění na kolektivní příčnou kinetickou energii emitovaných částic. V pravém obr. 9 ukazujeme ta samá data jako vlevo, když byly veličiny na osách x a y poděleny počtem kvarků n_q , z nichž hadron sestává. V tomto případě v panelu (b) pozorujeme univerzální škálování mezonů a baryonů. Předběžná data z ALICE zatím naznačují, že na LHC toto škálování funguje dobře pro piony a kaony, viz obr. 8 vpravo. Data pro antiprotony se přibližují k univerzálnímu trendu, až když jejich příčná hybnost vzroste nad 2 GeV/c. Ještě doplníme, že škálování koeficientu eliptického toku s počtem kvarků předpovídají i některé koalescenční modely, viz např. [21]. V rámci těchto modelů se dá ukázat, že v určité oblasti příčných hybností lze eliptický tok baryonů ($v_{2,B}$) a mezonů ($v_{2,M}$) vyjádřit pomocí eliptického toku kvarků ($v_{2,q}$) jako $v_{2,M}(p_T) \approx 2v_{2,q}(p_T/2)$ a $v_{2,B}(p_T) \approx 3v_{2,q}(p_T/3)$.

Před pár lety se vědci domnívali, že symetrický tvar kolizní zóny vylučuje, aby se v rozvoji (1) vyskytovaly liché členy, např. v_3 nebo v_5 . Nedávné hydrodynamické výpočty [20] a nyní i nejnovější data z LHC a RHICu ale ukázaly, že liché koeficienty rozvoje mohou být nenulové. Za zdroj, který je generuje, se považují náhodné fluktuace v počátečním stavu srážky, které porušují zrcadlovou symetrii kolizní zóny. Na tento původ v_3 (angl. *triangular flow*) ukazují některá experimentální fakta, která nedávno



Obr. 9. Vlevo vidíme pro různé druhy hadronů závislost jejich koeficientu eliptického toku v_2 na příčné hybnosti p_T , popř. na příčné kinetické energii $KE_T = \sqrt{p_T^2 - m_0^2} - m_0$, kde m_0 je klidová hmotnost hadronu. Vpravo ukazujeme obě závislosti po přeškálování veličin na osách x a y počtem kvarků n_q , z nichž je hadron složen. Tedy pro mezony máme $n_q = 2$ a pro baryony $n_q = 3$. Data pocházejí z měření experimentů PHENIX a STAR na RHICu, které studovaly srážky Au+Au při těžišťové energii 200 GeV připadající na jeden nukleon-nukleonový pár. Převzato z [4].

přinesla data z ALICE. Např. rovina symetrie tohoto toku (ψ_3) má pouze malou nebo vůbec žádnou korelaci s rovinami symetrie přímého a eliptického toku, tj. ψ_1 a ψ_2 . Hodnoty koeficientů vyšších harmonických komponent jsou oproti v_2 malé. Pouze v čelních srážkách, kdy je eliptická asymetrie kolizní zóny nepatrná, je velikost v_3 porovnatelná s hodnotou v_2 . Výzkum vyšších harmonických složek kolektivního toku je zajímavý do budoucna hlavně proto, že tyto složky v sobě nesou informaci o viskozitě, tj. vnitřním tření ve vzniklém médiu.

Zatímco popsané kolektivní jevy ovlivňují především produkci částic s nižší příčnou hybností (řekněme do 4 až 5 GeV/c), u částic z opačného konce spektra je hlavní mechanismus produkce spojen s tvrdými srážkami. Tvrdou srážkou zde myslíme elementární rozptyl dvou *partonů* (gluonů nebo kvarků), při němž se mezi nimi přenesl velký impuls. Po takovéto srážce se rozptýlené kvarky a gluony zbavují přebytečné energie vyzařováním nových gluonů (fragmentací), přičemž dochází i k ustavení konečné barevné neutrality celého systému. Tímto procesem vznikají kolimované výtrysky hadronů označované jako *jety*. Jak jsme již zmínili v úvodní části tohoto článku, jedním z nejvýznamnějších objevů učiněných na RHICu bylo pozorování až pětinasobného potlačení hadronů s velkou příčnou hybností produkovaných v čelních srážkách jader zlata v porovnání se spektrem, které bychom obdrželi superpozicí odpovídajícího počtu $p + p$ srážek. Dominantním zdrojem hadronů s velkou příčnou hybností je fragmentace partonů, které nabyly velký příčný impuls v důsledku tvrdé srážky. Pozorované potlačení je tedy v současné době vysvětlováno jako důsledek energetických ztrát kvarků a gluonů po tvrdé srážce, které tyto částice podstupují při průletu okolním médiem.

Obecně se změna tvaru spektra příčné hybnosti v důsledku potlačení charakterizuje poměrem R_{AA} [12],

$$R_{AA}(p_T) = \frac{(1/N_{\text{evt}}^{\text{AA}}) dN_{\text{ch}}^{\text{AA}}/dp_T}{\langle N_{\text{coll}} \rangle (1/N_{\text{evt}}^{\text{pp}}) dN_{\text{ch}}^{\text{pp}}/dp_T}, \quad (2)$$

kde $dN_{\text{ch}}^{\text{AA}}/dp_T$, resp. $dN_{\text{ch}}^{\text{pp}}/dp_T$ je měřené rozdělení příčné hybnosti nabitých částic v systému jádro-jádro, resp. proton-proton. Spektra jsou normována na odpovídající počet pozorovaných reakcí $N_{\text{evt}}^{\text{AA}}$, resp. $N_{\text{evt}}^{\text{pp}}$. Protonové spektrum je navíc přenášeno středním počtem binárních nukleon-nukleonových srážek $\langle N_{\text{coll}} \rangle$, ke kterým došlo v systému jádro-jádro.

Kromě popsaného mechanismu potlačení mohou tvar spektra ovlivňovat i další efekty, kde naopak hadrony s vysokou příčnou hybností mohou vznikat. Často uvažovaný v této souvislosti je tzv. *Croninův efekt* [27], při němž částice mohou získat vyšší energii v důsledku mnohonásobného přerozptylení v médiu, popř. jaderné hmotě. Počet částic s vysokou příčnou hybností je malý, a proto i malé přeskupení hadronů s původně nízkými hybnostmi může způsobit významné navýšení jejich počtu na vysokých p_T . Na výsledném průběhu R_{AA} se tak podepisuje souhra různých efektů potlačení a navýšení.

Na obr. 10 vlevo je srovnáván průběh R_{AA} v závislosti na p_T nabitých částic pro reakce, kdy srážka dvou iontů olova proběhla víceméně čelně (centralita 0 až 5 %), a pro případy, kdy ionty interagovaly povrchově (centralita 70 až 80 %). Obrázek napovídá, že velikost pozorovaného potlačení ($R_{\text{AA}} < 1$) závisí na objemu média, které se srážkou vytvoří. Větší objem média znamená v průměru delší dráhu, kterou v něm musí parton urazit.

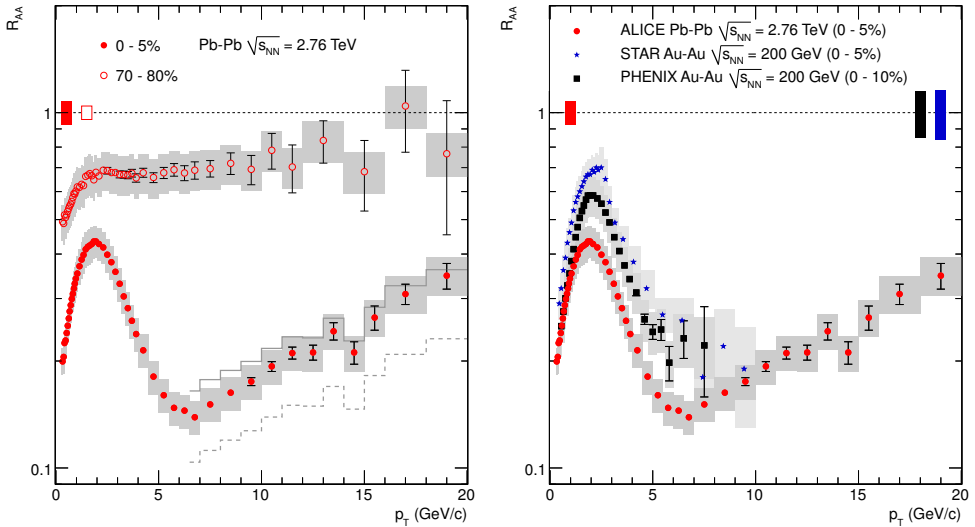
Obr. 10 vpravo ukazuje naměřené závislosti R_{AA} na p_T v čelních srážkách těžkých iontů na LHC a RHICu. Na LHC pozorujeme, že potlačení částic s vysokou příčnou hybností má podobný průběh jako na RHICu, avšak potlačení na LHC je o něco silnější. To naznačuje, že energetické ztráty partonů v médiu jsou na LHC v průměru vyšší, než byly na RHICu.

6. Závěr

Díky urychlovači LHC a experimentům, které na něm probíhají, můžeme nahlédnout do dosud neprobádaných oblastí fázového diagramu silně interagující hmoty (viz obr. 5). I když se těžišťová energie srážky zvýšila oproti RHICu o řád, v mnoha ohledech pozorujeme na LHC hladkou evoluci výsledků z RHICu. V souladu se závěry z RHICu se tak ukazuje, že ultra-relativistické jádro-jaderné srážky na LHC vytvářejí silně interagující médium, které se chová jako téměř ideální kapalina. Zároveň ale má schopnost silně potlačovat partony s velkou příčnou hybností, které jím procházejí.

S ohledem na omezený rozsah PMFA jsme v tomto článku mohli zevrubně diskutovat pouze některé experimentální výsledky. Množství technik, které se používají ke studiu vlastností vytvořeného média, je daleko širší a zahrnuje např. sledování potlačení produkce kvarkonií, měření produkce přímých fotonů a podivných částic, hledání případných změn tvaru jetu nebo rekonstrukci povrchu horkého média v okamžiku vymrznutí. Jádro-jaderné srážky jsou zkoumány i experimenty ATLAS a CMS, i když pro ně představuje tento program pouze okrajovou aktivitu.

Pro většinu letošního roku bude LHC srážet $p + p$ při těžišťové energii 8 TeV. Na listopad je pak naplánována krátká perioda, kdy se bude v LHC srážet $p + \text{Pb}$. Tento asymetrický systém představuje důležité referenční měření pro jádro-jaderné srážky. Umožní odhadnout vliv normální jaderné hmoty na studované efekty. Příští rok bude LHC procházet odstávkou, po které by mělo být schopno dále navýšit energii srážky v těžišťovém systému a přiblížit se tak plánovaným parametrům.



Obr. 10. Vlevo je porovnáván průběh $R_{AA}(p_T)$ nabitých částic v čelních (centralita 0 až 5 %) a v povrchových srážkách (centralita 70 až 80 %) iontů olova při těžiškové energii srážky 2.76 TeV připadající na jeden nukleon-nukleonový pár. Vpravo je vynesena průběh $R_{AA}(p_T)$ naměřený v čelních srážkách těžkých iontů na LHC a na RHICu (experimenty STAR a PHENIX). Převzato z [1].

Poděkování. Autor děkuje Mgr. Jaroslavu Bielčíkovi, Ph.D., a RNDr. Janu Rakovi, CSc., za podnětné připomínky k tomuto článku.

L i t e r a t u r a

- [1] AAMODT, K. et al. (ALICE Collaboration): *Suppression of charged particle production at large transverse momentum in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.* Phys. Lett. B 696 (2011), 30–39.
- [2] ADAMS, J. et al. (STAR Collaboration): *Transverse momentum and collision energy dependence of high p_T hadron suppression in Au+Au collisions at ultrarelativistic energies.* Phys. Rev. Lett. 91 (2003), 172302.
- [3] ADAMS, J. et al. (STAR Collaboration): *Evidence from d+Au measurements for final-state suppression of high p_T hadrons in Au+Au collisions at RHIC.* Phys. Rev. Lett. 91 (2003), 072304.
- [4] ADARE, A. et al. (PHENIX Collaboration): *Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.* arXiv:nucl-ex/0608033v1.
- [5] ADCOX, K. et al. (PHENIX Collaboration): *Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV.* Phys. Rev. Lett. 88 (2002), 022301.
- [6] ADLER, C. et al. (STAR Collaboration): *Disappearance of back-to-back high p_T hadron correlations in central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.* Phys. Rev. Lett. 90 (2003), 82302.

- [7] ADLER, S. S. et al. (PHENIX Collaboration): *Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV d+Au collisions*. Phys. Rev. Lett. *91* (2003), 072303.
- [8] ADLER, S. S. et al. (PHENIX Collaboration): Phys. Rev. C *71* (2005), 034908.
- [9] AGGARWAL, M. M. et al. (WA98 Collaboration): Phys. Rev. Lett. *100* (2008), 242301.
- [10] ALICE Collaboration: *The ALICE experiment at the CERN LHC*. JINST *3* (2008), S08002.
- [11] ANTINORI, F.: J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. *38* (2011), 124038 (7pp).
- [12] APPELSHAUSER, H.: *Particle production at large transverse momentum with ALICE*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. *38* (2011), 124014.
- [13] BLEWETT, J. P.: *200 GeV intersecting storage accelerators*. Proc. of the 8th Internat. Conf. on High-Energy Accelerators, CERN, Geneva 1971.
- [14] CERN-Brochure-2009-003-Eng.
- [15] DARRIULAT, P.: *The W and Z particles: a personal recollection*. Cern Courier, 1st April 2004, <http://cerncourier.com/cws/article/29053>
- [16] EVANS, L., BRYANT, P. (Eds): *LHC machine*. JINST *3* (2008), S08001.
- [17] FISCHER, J.: *Průhledy do mikrokosmu*. Mladá fronta, Praha 1986.
- [18] CHÝLA, J.: *Přiliš rychlá neutrína?* Čs. čas. fyz. *61* (2011), 337–339.
- [19] LACY, R.: *Soft Physics – Flow and bulk properties*. Příspěvek na konferenci Quark Matter 2009.
- [20] MISHRA, A. P., MOHAPATRA, R. K., SAUMIA, P. S., SRIVASTAVA, A. M.: Phys. Rev. C *77* (2008), 064902.
- [21] MOLNAR, D., VOLOSHIN, S. A.: *Elliptic flow at large transverse momenta from quark coalescence*. Phys. Rev. Lett. *91* (2003), 092301.
- [22] SHEN, C., HEINZ, U. W., HUOVINEN, P., SONG, H.: arXiv:1105.3226[nucl-th] (2011).
- [23] SNELLINGS, R.: *Anisotropic flow at the LHC measured with the ALICE detector*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. *38* (2011), 124013.
- [24] SPECHT, H. J.: *Experimental aspects of heavy ion physics at LHC energies*. CERN-90-10-v-2.
- [25] TOIA, A. et al.: *Bulk properties of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV measured by ALICE*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. *38* (2011), 124007.
- [26] VANČURA, A.: *Elementární částice*. Academia, Praha 1970.
- [27] WAGNER, V.: *Studium vlastností horké a husté jaderné hmoty*. PMFA *51* (2006), 112–138.
- [28] WILSON, T.: *Super Proton Synchrotron marks its 25th birthday*. Cern Courier, 2nd July 2001, <http://cerncourier.com/cws/article/cern/28470>
- [29] <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2000/PR01.00EQuarkGluonMatter.html>
- [30] http://en.wikipedia.org/wiki/Superconducting_Super_Collider
- [31] <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2008/PR09.08E.html>
- [32] <http://hp.ujf.cas.cz/wagner/popclan/lhc/poruchaanalyza.htm>
- [33] <http://newstate-matter.web.cern.ch/newstate-matter/Science.html>
- [34] <http://en.wikipedia.org/wiki/Tevatron>