

# Autoreferat

## 1. Imię i nazwisko

Adam Bzdak

## 2. Posiadane dyplomy i stopnie naukowe

- Doktor nauk fizycznych w zakresie fizyki (z wyróżnieniem), Uniwersytet Jagielloński, Kraków, 2007 r.  
Tytuł rozprawy: Procesy produkcji z podwójną wymianą pomeronu w modelu efektywnym
- Magister fizyki teoretycznej (z wyróżnieniem), Uniwersytet Jagielloński, Kraków, 2003 r.  
Tytuł rozprawy: Badanie funkcji falowej pionu w modelu chiralnym z nielokalnym regulatorem

## 3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

12/2014 –	Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica, Kraków, Polska
05/2011 – 09/2014	RIKEN BNL Research Center, Brookhaven National Laboratory, Upton NY, USA
09/2009 – 05/2011	Lawrence Berkeley National Laboratory, Nuclear Science Division, Berkeley CA, USA
05/2008 – 09/2009	Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego PAN, Kraków, Polska
09/2007 – 02/2008	Uniwersytet Alberta, Edmonton, Kanada

## 4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.)

Osiągnięciem jest cykl prac pod wspólnym tytułem "Warunki początkowe i ewolucja materii w zderzeniach jądro-jądro, proton-jądro i proton-proton".

Lista prac wchodzącą to tego cyklu:

H-1. A. Bzdak, G. L. Ma

"Elliptic and triangular flow in p+Pb and peripheral Pb+Pb collisions from parton scatterings"

Phys. Rev. Lett. **113**, 252301 (2014)

- H-2. A. Bzdak, P. Bozek, L. McLerran  
“Fluctuation induced equality of multi-particle eccentricities for four or more particles”  
Nucl. Phys. A **927**, 15 (2014)
- H-3. P. Bozek, A. Bzdak, V. Skokov  
“The rapidity dependence of the average transverse momentum in p+Pb collisions at the LHC: the Color Glass Condensate versus hydrodynamics”  
Phys. Lett. B **728**, 662 (2014)
- H-4. A. Bzdak, V. Skokov  
“Decisive test of color coherence in proton-nucleus collisions at the LHC”  
Phys. Rev. Lett. **111**, 182301 (2013)
- H-5. A. Bzdak, V. Skokov  
“Average transverse momentum of hadrons in proton-nucleus collisions in the wounded nucleon model”  
Phys. Lett. B **726**, 408 (2013)
- H-6. A. Bzdak, D. Teaney  
“Longitudinal fluctuations of the fireball density in heavy-ion collisions”  
Phys. Rev. C **87**, 024906 (2013)
- H-7. A. Bzdak, V. Skokov  
“Anisotropy of photon production: initial eccentricity or magnetic field”  
Phys. Rev. Lett. **110**, 192301 (2013)
- H-8. A. Bzdak  
“Symmetric correlations as seen in central Au+Au collisions at  $\sqrt{s} = 200A$  GeV”  
Phys. Rev. C **85**, 051901 (2012)
- H-9. A. Bzdak, V. Skokov  
“Event-by-event fluctuations of magnetic and electric fields in heavy ion collisions”  
Phys. Lett. B **710**, 171 (2012)
- H-10. A. Bzdak  
“Forward-backward multiplicity correlations in the wounded nucleon model”  
Phys. Rev. C **80**, 024906 (2009)
- H-11. A. Bialas, A. Bzdak  
“Wounded quarks and diquarks in high energy collisions”  
Phys. Rev. C **77**, 034908 (2008)

## Omówienie celu naukowego/artystycznego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania <sup>1</sup>

Jednym z podstawowych zagadnień w fizyce ultra-relatywistycznych zderzeń jądro-jądro, proton-jądro i proton-proton jest pytanie o stan początkowy, tzn. o własności wyprodukowanej materii w pierwszych *chwilach* po zderzeniu. Czy można opisać wytworzoną materię za pomocą elementarnych kwarków i gluonów, czy też może należy odwołać się do jakiś efektywnych stopni swobody (pola, konstytuenty kwarki, itd.)? Czy produkuje się silnie oddziałująca plazma kwarkowo-gluonowa, która następnie ewoluuje zgodnie z równaniami relatywistycznej hydrodynamiki (patrz np. [1])? Jakie są własności tej materii? Jakie obserwacje są potrzebne aby *podglądnąć* wyprodukowaną materię w eksperymencie? Podobnych pytań jest wiele, na część mamy cząstkowe odpowiedzi, ale moim zdaniem, jak dotąd nasze rozumienie tej problematyki nie jest satysfakcjonujące.

Niżej wybrane i opisane publikacje ilustrują różnorodną metodologię moich badań w podejściu do powyższych zagadnień.

Najprostsze założenie jakie można poczynić w problemie zderzeń jądrowych to superpozycja zderzeń proton-proton. Innymi słowy, zakładamy, że fizyka w zderzeniach jądro-jądro i proton-jądro jest identyczna jak w zderzeniach proton-proton, a jedyna różnica bierze się z większej liczby oddziałujących nukleonów, co może prowadzić do nietrywialnych efektów. Najłatwiej zilustrować to na przykładzie liczby wyprodukowanych cząstek  $N_{ch}$  w rapidity  $y$  równym zero. W tym wypadku możemy ograniczyć się do dwóch naturalnych modeli. W pierwszym modelu zakładamy, że liczba cząstek jest proporcjonalna do liczby elementarnych zderzeń nukleon-nukleon,  $N_{coll}$ . Okazuje się, że taki model dobrze sprawdza się dla cząstek z dużym pędem poprzecznym,  $p_t$ , ale zawodzi dla cząstek z małym pędem ( $p_t$  rzędu 500 MeV). Prowadzi to do drugiego modelu, modelu zranionych nukleonów [2], w którym liczba wyprodukowanych cząstek skaluje się z liczbą (zranionych) nukleonów, które oddziaływały nieelastycznie,  $N_{part}$ . Dane proton-jądro (p+A) dla cząstek z małym pędem poprzecznym jednoznacznie preferują skalowanie z  $N_{part}$  [3–5]. Liczba cząstek w zderzeniach jądro-jądro (A+A) [6] jest wyraźnie mniejsza niż by wynikało ze skalowania  $N_{coll}$  ale jest większa niż w modelu zranionych nukleonów. Przypuszcza się, że rzeczywiście dominującym czynnikiem jest liczba zranionych nukleonów wraz z dodatkową liczbą cząstek z produkcji dżetów, które skalują się z  $N_{coll}$  [7]. Pozwala to na satysfakcjonujący opis danych A+A przy różnych energiach.

W pracy [H-11] podjęliśmy się zadania wytłumaczenia danych p+A i A+A w całym obszarze rapidity nie uciekając się do członu  $N_{coll}$ . Założyliśmy, że stan początkowy w zderzeniach A+A, p+A i p+p może być scharakteryzowany poprzez liczbę kwarków i dikwarków,  $N_{qd}$ , a liczba cząstek w stanie końcowym jest proporcjonalna do liczby zranionych kwarków i dikwarków w stanie początkowym. W modelu tym naturalnie otrzymujemy szybszy wzrost liczby wyprodukowanych cząstek niż by to wynikało z modelu zranionych nukleonów jako, że proton wielokrotnie oddziałujący zwiększa liczbę swoich składników, które oddziaływały nieelastycznie. Dodatkowo, dobierając odpowiednią funkcję fragmentacji kwarku i dikwarku w rapidity, model ten pozwala na jednoczesne wytłumaczenie danych d+Au i Au+Au dla wszystkich centralności i war-

<sup>1</sup>W omówieniu tym skupię się tylko na głównych ideach nie wchodząc w szczegóły techniczne.

tości  $y$ . Pokazaliśmy również, że model z trzema zranionymi kwarkami daje zbyt dużą liczbę wyprodukowanych cząstek w A+A. Interesujące jest zbadanie modelu w świetle nowych danych p+A na LHC.

Jedną z najlepszych metod do badania stanu początkowego w zderzeniach hadronowych są korelacje długozasięgowe w rapidity [8]. W skrócie, cząstki z różnymi rapidity bardzo szybko oddalają się od siebie w przestrzeni i jakakolwiek korelacja pomiędzy nimi musi zaistnieć na wczesnym etapie ewolucji wyprodukowanej materii, gdy cząstki lub ich konstytuenty są blisko siebie (oczywiście im większa przerwa w rapidity pomiędzy cząstkami tym wcześniej cząstki muszą się skorelować [9]). Niestety interpretacja danych jest skomplikowana ze względu na pewne źródła korelacji, które istnieją od momentu zderzenia a nie są interesujące z punktu widzenia badania stanu początkowego. Przykładem takich korelacji są np. korelacje spowodowane zasadą zachowania pędu lub energii, liczby barionowej itd.

W pracy [H-10] badałem długozasięgowe korelacje krotności wynikające z fluktuacji liczby zranionych nukleonów w zderzeniach A+A. Łatwo zrozumieć ten mechanizm: duża liczba cząstek w pewnym obszarze rapidity  $y_1$  faworyzuje zderzenia z dużą liczbą zranionych nukleonów i w konsekwencji z dużą liczbą cząstek w innym obszarze rapidity  $y_2$ . Z drugiej strony, mała liczba cząstek w  $y_1$  faworyzuje małą liczbę zranionych nukleonów i w konsekwencji małą liczbę cząstek w  $y_2$ . Jest jasne, że źródło tej korelacji ma nieskończony zasięg w rapidity i jest zawsze obecne w pomiarach korelacji krotności w zderzeniach A+A. W pracy [H-10] pokazałem, że mechanizm ten może mieć znaczący wkład do długozasięgowych korelacji krotności zmierzonych w eksperymencie STAR [10] i wyeliminowanie tego źródła jest kluczowe dla poprawnej interpretacji danych. Jedną z metod jest pomiar korelacji krotności przód-tył przy ustalonej liczbie cząstek w obszarze  $y = 0$  (dzięki temu zmniejsza się efekt fluktuacji  $N_{part}$  [11]).

W pracy [H-8], udowodniona jest interesująca właściwość współczynnika korelacji krotności,  $b$ , a mianowicie współczynnik korelacji nie może być większy niż 0.5 jeśli ustala się liczbę cząstek w obszarze centralnym  $y = 0$ , a pomiar współczynnika korelacji jest wykonany w dwóch przedziałach rapidity ulokowanych symetrycznie wokół obszaru  $y = 0$ . Dane STAR [10] w centralnych zderzeniach Au+Au pokazują, że  $b$  jest około 0.6, co do tej pory nie zostało należycie wytłumaczone. W pracy [H-8] pokazałem, że oznacza to, że dwa okna w rapidity umieszczone symetrycznie wokół  $y = 0$  są mocniej skorelowane, niż bliżej położone okna rozmieszczone asymetrycznie wokół  $y = 0$ . Oznacza to, że funkcja korelacji nie tylko zależy od różnicy w rapidity,  $y_1 - y_2$ , ale także zależy w nietrywialny sposób od ich sumy,  $y_1 + y_2$ . Do podobnych konkluzji doszli autorzy późniejszej pracy [12]. Jest to pierwsza obserwacja takiego efektu i mam nadzieję, że wyniki na LHC rzucą więcej światła na ten problem.

Konsekwencją pracy [H-8] jest publikacja [H-6], gdzie zaproponowaliśmy badanie fluktuacji kształtu wyprodukowanej materii w rapidity. Pomysł jest podobny do analogicznych studiów korelacji w kącie azymutalnym, wynikających z różnych kształtów jaki przyjmuje wyprodukowany system w kierunku poprzecznym. Zasugerowaliśmy aby w każdym pojedynczym przypadku rozłożyć liczbę cząstek w rapidity,  $dN/dy$ , na wielomiany Czebyszewa, gdzie współczynniki tego rozkładu będą niosły analogiczną informację jak eliptyczny czy trójkątny [13] współczynnik przyływu w kierunku

poprzecznym. Pokazaliśmy, że fluktuacje kształtu materii w rapidity prowadzą do nieoczywistych długozasięgowych korelacji w rapidity. Dla przykładu, fakt, że w zderzeniach A+A w każdym przypadku mamy różną liczbę zranionych nukleonów w pocisku i tarczy prowadzi do asymetrii liczby cząstek w rapidity i w konsekwencji do długozasięgowej korelacji, która zachowuje się jak  $(y_1 + y_2)^2 - (y_1 - y_2)^2$  [H-8], gdzie  $y_1$  i  $y_2$  to wartości rapidity dwóch mierzonych cząstek. Praca to jest stosunkowo nowa i mamy nadzieję na zainteresowanie tą nową techniką eksperymentatorów na LHC.

Ważną częścią studiów nad warunkami początkowymi w zderzeniach A+A jest pole magnetyczne powstające zaraz po niecentralnym zderzeniu jądro-jądro [14]. Fakt, że powstaje takie pole jest dość oczywisty jako, że mamy do czynienia z dwoma silnie naładowanymi elektrycznie jądrami poruszającymi się z prędkościami bliskimi prędkości światła. Zaskakująca jest wartość tego pola i łatwo oszacować, że np. w zderzeniu Au+Au przy energii 200 GeV (na parę nukleon-nukleon), pole  $B$  jest rzędu  $10^{18}$  Gaussa. W pracy [H-9] po raz pierwszy badaliśmy pole elektryczne i magnetyczne w zderzeniach A+A biorąc pod uwagę fluktuacje położenia nukleonów w jądrze. Pokazaliśmy, że w każdym przypadku mamy olbrzymie pole  $B$  nie tylko w kierunku prostopadłym do płaszczyzny reakcji ale, dzięki fluktuacjom funkcji falowej jąder, także w kierunku podłużnym do płaszczyzny reakcji. Praca ta jest obecnie szeroko cytowana w literaturze w zagadnieniach związanych z efektami topologicznymi QCD (patrz np. [15]). Co więcej zasugerowaliśmy metodę pomiaru elektrycznej przewodności plazmy kwarkowo-gluonowej. Pomysł opiera się na wykorzystaniu silnych pól elektrycznych w początkowej fazie ewolucji wyprodukowanej materii, które mogą przełożyć się na mierzalne prądy w kierunku pola elektrycznego.

Pole magnetyczne powstające w zderzeniach A+A może prowadzić do znaczącego współczynnika przepływu eliptycznego dla fotonów,  $v_2^\gamma$ . Pomiar kolaboracji PHENIX na RHIC wykazuje [16], że  $v_2^\gamma$  dla fotonów z wczesnej emisji jest porównywalny ze współczynnikiem przepływu eliptycznego dla pionów,  $v_2^\pi$ . Fotony oddziałują bardzo słabo pomiędzy sobą i słabo oddziałują z kwarkami co powoduje, że tak duży przepływ eliptyczny jest trudny do zrozumienia. W pracy [17] zostało pokazane, że oddziaływanie gluonów z polem magnetycznym może prowadzić do ukierunkowanej emisji fotonów w kierunku poprzecznym do pola magnetycznego. Niepewne oszacowania wykazują, że tak otrzymana emisja charakteryzuje się współczynnikiem  $v_2^\gamma$ , zgodnym z danymi eksperymentalnymi.

W pracy [H-7] zaproponowaliśmy nową metodę pomiarową, która pozwoli rozstrzygnąć czy  $v_2$  fotonów rzeczywiście jest konsekwencją pola magnetycznego, czy też jest odzwierciedleniem eliptycznego kształtu wyprodukowanej materii. Pomysł nasz można podsumować w kilku punktach. Najpierw wybieramy przypadki z pewną ustaloną liczbą cząstek co z dobrym przybliżeniem ustala centralność zderzenia. Następnie korzystając z tak wyselekcjonowanych przypadków rysujemy zależność  $v_2$  fotonów jako funkcję  $v_2$  pionów. Wiemy, że  $v_2^\pi$  jest odzwierciedleniem początkowej eliptyczności wyprodukowanej materii [1]. Większe (mniejsze)  $v_2^\pi$  bierze się na ogół z większej (mniejszej) eliptyczności systemu. Jeśli  $v_2^\gamma$  będzie zmieniać się liniowo z  $v_2^\pi$  to oznacza to, że  $v_2$  fotonów jest funkcją początkowej eliptyczności. Z kolei jeśli  $v_2^\gamma$  jest stałe jako funkcja  $v_2^\pi$  oznacza to, że zmieniająca się eliptyczność systemu nie zmienia  $v_2$  fotonów, a zatem  $v_2^\gamma$  nie jest czułe na początkową eliptyczność. Jak pokazałem w pracy [18], pole magnetyczne przy ustalonej centralności nie zależy od kształtu systemu (a zatem nie zależy

od  $v_2^{\pi}$ ) co by sugerowało, że  $v_2^{\gamma}$  w takim przypadku może być konsekwencją silnego pola magnetycznego. Technika ta jest aktualnie badana przez kolaborację PHENIX.

Zderzenia proton-jądro i proton-proton (przypadki z dużą liczbą krotności) przy relatywistycznych energiach pozwalają na szczegółowe badania stanu początkowego i ewolucji materii powstałej w tychże zderzeniach. Wiele wyników eksperymentalnych [19–26] sugeruje, że w tych zderzeniach powstają małe krople gorącej materii (możliwe, że silnie oddziałującej plazmy kwarkowo-gluonowej), które następnie ewoluują zgodnie z równaniami hydrodynamiki [27–34]. Interpretacja ta nie jest w pełni zadowalająca i inne ciekawe interpretacje, opierające się pośrednio na chromodynamice kwantowej, są dyskutowane np. model kondensatu szkła kolorowego (CGC) [35, 36] lub modele kaskadowe [37, 38]. W serii prac [H1-H5] szczegółowo badałem to zagadnie.

W pracy [H-5] postawiliśmy pytanie czy średni pęd poprzeczny w zderzeniach p+A da się wytłumaczyć jako superpozycja zderzeń proton-proton. Zmierzono, że średni pęd poprzeczny rośnie [39, 40] z liczbą wyprodukowanych cząstek, co jest konsyistentne z opisem hydrodynamicznym. W zderzeniach p+p obserwuje się identyczny efekt i powstaje podejrzenie, że efekt w p+A jest prostą konsekwencją efektu obserwowanego w p+p. Wykonaliśmy obliczenia w duchu modelu zranionych nukleonów, który dobrze opisuje rozkłady krotności w p+A. Rachunek został wykonany osobno dla pionów, kaonów i protonów. Jak policzyliśmy, średni pęd poprzeczny zmierzony w p+A jest zawsze większy niż wynikałoby to z superpozycji p+p. Różnica ta jest mała dla pionów (około 100 MeV) i rośnie z masą cząstki (300 MeV dla kaonów i 500 MeV dla protonów). Sugeruje to, że w zderzeniach p+A mamy nową fizykę w stosunku do zderzeń p+p i fizyka ta zależy od rodzaju cząstek. Konkluzja ta jest konsyistentna z modelem hydrodynamicznym, gdzie cząstki, dzięki radialnemu przepływowi, uzyskują dodatkowy pęd poprzeczny i zwiększenie tego pędu rośnie z masą cząstki. Późniejsze rachunki hydrodynamiczne, pozwalające na dobry opis średniego pędu w funkcji liczby wyprodukowanych cząstek w p+A [31] potwierdziły tę konkluzję. Obserwacja ta nie jest rozstrzygająca odnośnie obecności efektów kolektywnych w zderzeniach p+A. Np. model kondensatu szkła kolorowego, w którym skala saturacji rośnie z liczbą wyprodukowanych cząstek, pozwala na częściowe zrozumienie danych [41].

W pracy [H-4] zaproponowaliśmy nowy test modelu kondensatu szkła kolorowego w zderzeniach p+A. W modelu zranionych nukleonów liczba cząstek w  $y = 0$  rośnie liniowo z liczbą zranionych nukleonów. W podejściu CGC, klasyczne pola gluonowe z różnych nukleonów jądra przekrywają się tak, że *sila* tego pola nie rośnie liniowo z  $N_{part}$ . Przyczyną są efekty nieliniowe QCD obecne w obszarze saturacyjnym. Innymi słowy, w miarę wzrostu gęstości gluonów, procesy  $g+g \rightarrow g$  zmniejszają liczbę gluonów, spowalniając ich wzrost z  $N_{part}$ . Pokazaliśmy, że liczba wyprodukowanych gluonów w zderzeniach p+A w podejściu CGC rośnie jak logarytm liczby zranionych nukleonów. Jeśli liczba wyprodukowanych cząstek rośnie liniowo z  $N_{part}$  oznacza to, że nie obserwujemy saturacji gluonów w jądrze. Jak wynika z rachunku, przy np. dwudziestu zranionych nukleonach liczba cząstek w modelu zranionych nukleonów jest około czynnikiem dwa większa niż w modelu CGC, co daje nadzieję na weryfikację eksperymentalną. Poważną trudnością jest pomiar  $N_{part}$  w zderzeniu p+A, dlatego zaproponowaliśmy pomiar liczby cząstek dla rapidity bliskich rapidity jądra ołowiu w funkcji liczby cząstek w okolicach  $y = 0$ . Liczba cząstek w obszarze fragmentacji jądra rośnie liniowo z  $N_{part}$

także w modelu CGC jako, że obszar ten jest kontrolowany przez partony z dużymi wartościami  $x$ , gdzie nie spodziewamy się efektów saturacyjnych.

Innym sposobem na rozstrzygnięcie czy stan początkowy w p+A może być opisywany za pomocą CGC jest pomiar pędu poprzecznego wyprodukowanych cząstek w funkcji rapidity. Jak pokazaliśmy w pracy [H-3], w modelu hydrodynamicznym średni pęd poprzeczny w zderzeniach p+A maleje w funkcji rapidity (w konwencji gdzie początkowy proton ma dodatnie rapidity a jądro ujemne). Wynika to z faktu, że po stronie jądra mamy znacząco więcej materii (w zderzeniach centralnych) co sprzyja ewolucji hydrodynamicznej. Przeciwny efekt zaobserwowaliśmy w modelu kondensatu szkła kolorowego. Efekt ten można łatwo zrozumieć jakościowo. W modelu CGC wyprodukowane gluony z  $y < 0$  pochodzą z partonów jądra o dużym  $x$ , a gluony z  $y > 0$  pochodzą od partonów jądra z małym  $x$ . Skala saturacji jest tym większa im większa jest gęstość gluonów, a zatem rośnie z wartością  $1/x$ . W konsekwencji gluony z  $y < 0$  (poruszające się w kierunku jądra) mają mniejszą skalę saturacji niż gluony z  $y > 0$  (poruszające się w kierunku protonu). W podejściu CGC pęd wyprodukowanych gluonów jest wyznaczony przez skalę saturacji co tłumaczy zaobserwowany efekt. Mamy nadzieję, że obserwacja ta pozwoli na lepsze zrozumienie fizyki w zderzeniach p+A.

Jednym z najmocniejszych argumentów przemawiających za fizyką kolektywną (hydrodynamika lub model kaskadowy) jest przybliżona równość wielocząstkowych kumulantów przepływu eliptycznego dla czterech, sześciu, ośmiu itd. cząstek. Wynika to z faktu, że w modelach kolektywnych korelacje wielocząstkowe pojawiają się z dynamicznych oddziaływań pomiędzy wszystkimi cząstkami, a zatem źródło korelacji jest globalne (w przeciwieństwie do np. rozpadu rezonansów będących lokalnym źródłem korelacji). W pracy [H-2] pokazaliśmy, że w zderzeniach p+A dwu-cząstkowe kumulanty przepływu eliptycznego i trójkątne powinny być większe od cztero-cząstkowych, które z kolei powinny być z dobrym przybliżeniem równe sześćcio- i ośmio-cząstkowym kumulantom (identyczne konkluzje zawarte są w późniejszej pracy [42]). Obserwacja ta nie jest oczywista jako, że wyższe kumulanty są bardzo czułe na szczegóły przestrzennego rozkładu materii w stanie początkowym. Np. w konwencjonalnym CGC taka relacja jest zupełnie nieoczywista [43]. Wstępne dane kolaboracji CMS [44] otrzymane w zderzeniach p+A i peryferycznych A+A wyraźnie opowiadają się za fizyką kolektywną w tych procesach.

Wszystkie dotychczasowe wyniki eksperymentalne na LHC i RHIC [19–26] pokazują zaskakujące podobieństwo pomiędzy zderzeniami p+p (duża krotność) p+A, d+A i zderzeniami A+A. Te ostatnie są opisywane z dużą dokładnością za pomocą modeli hydrodynamicznych, gdzie centralnym wynikiem jest obserwacja, że w zderzeniach A+A powstaje płyn niemal doskonały, który ewoluuje zgodnie z prawami hydrodynamiki. Niedawne symulacje zderzeń p+A w modelach hydrodynamicznych pozwalają na satysfakcjonujący opis danych [27–34] co sugeruje, że w tych zderzeniach również powstaje płyn silnie oddziałujący. Interpretacja ta jest bardzo interesująca ale niepozbawiona trudności. Dane na przepływ eliptyczny pokazują, że efekty te są obecne do wartości pędu poprzecznego 6 GeV co jest trudne do pogodzenia z hydrodynamiką. Problemem jest też fakt, że systemy powstałe w p+p i p+A są małe i ich czas życia jest dość krótki, a zatem nie wiadomo do jakiego stopnia w systemie wytwarza się lokalna równowaga termodynamiczna. Problemem jest też fakt, że hydrodynamika jest

modelem efektywnym z wieloma parametrami co powoduje, że nie wiadomo czy sukces w opisie danych odzwierciedla fakt, że rzeczywiście hydrodynamika jest dobrym podejściem. W pracy [H1] i [38] wykonaliśmy rachunki kaskadowe w ramach modelu AMPT, gdzie rygorystyczne założenia modelu hydrodynamicznego nie muszą być spełnione. Pokazaliśmy, że elastyczne niekoherentne zderzenia pomiędzy partonami pozwalają na znakomity opis danych p+p i p+A z rozsądnym partonowym przekrojem czynnym wynoszącym około 1.5 – 3 mb. Jak pokazaliśmy, wystarczą tylko dwa zderzenia na parton (średnio) aby opisać dane co może tłumaczyć fakt, że hydrodynamika z powodzeniem opisuje dane p+A.

## 5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych (artystycznych)

Jestem autorem lub współautorem 40 opublikowanych prac (nie wliczając opublikowanych doniesień konferencyjnych), 28 z tych prac napisałem po uzyskaniu stopnia doktora nauk fizycznych. Trzy nowe prace wysłane są do druku.

Poza tematyką dyskutowaną w poprzednim rozdziale interesowałem się wieloma różnymi zagadnieniami fizyki wysokich energii. Między innymi zajmowałem się problematyką (i) poszukiwania punktu krytycznego QCD poprzez pomiary wyższych kumulantów liczby barionowej [45, 46] (prace [47, 48]), (ii) interpretacją danych pod kątem poszukiwania magnetycznego efektu chiralnego [49] (np. praca [15]), (iii) ekskluzywnych procesów produkcji bozonu Higgsa i innych stanów końcowych z podwójną wymianą pomeronu (np. prace [50, 51]) (iv) poszukiwań odderonu w procesach ekskluzywnej produkcji cząstki  $J/\psi$  (praca [52]), (v) badania funkcji falowej pionu w modelu efektywnym (praca [53]). Za jedno z ciekawszych swoich wyników uważam prace [54, 55], w których badałem pierwiastek z równania Diraca, co pozwala na wyprowadzenie supersymetrii wraz z równaniami Maxwella i Yanga-Millsa.

### Parametryczne podsumowanie wszystkich prac

Dane według bazy Web of Knowledge:

427 cytowań (bez autocytowań)

h-index = 14.

### Wystąpienia konferencyjne

1. 11-th Polish Workshop on Relativistic Heavy-Ion Collisions, Warszawa, 01/2015  
Centrality dependence of high energy jets in p+Pb collisions at the LHC
2. The 30th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Galveston TX, USA, 04/2014  
Saturation, hydrodynamics and parton scatterings in p+p and p+A collisions
3. Frontiers of Hadronic Physics: Brains Recirculate Two, Brookhaven National Laboratory, USA, 03/2014  
Multi-particle eccentricities in A+A and p+A collisions
4. APS Meeting, Denver CO, USA, 04/2013  
LPV and Chiral Magnetic Effect: Status and open questions
5. Brain Workshop, Brookhaven National Laboratory, USA, 03/2013  
Making sense of the ridge in pp and pA



6. CPOD 2013, Napa CA, USA, 03/2013  
Baryon number conservation and limited acceptance vs. cumulants of net proton distribution, and a few slides about  $v_2$  splitting
7. Quark Matter 2012, Washington, D.C., USA, 08/2012  
Baryon number conservation and limited acceptance vs. cumulants of net proton distribution
8. The first heavy ion collisions at the LHC - HIC10, CERN, 08/2010  
Local parity violation - measurement, new observable and alternative contributions
9. The Berkeley School 2010, Berkeley CA, USA, 06/2010  
Remarks on possible local parity violation in heavy ion collisions
10. RHIC and AGS Annual Users' Meeting, Brookhaven National Laboratory, USA, 06/2010  
Remarks on possible local P-violation in heavy ion collisions
11. Joint Workshop, Brookhaven National Laboratory, USA, 12/2009  
Remarks on possible P-violation in heavy ion collisions
12. Epiphany 2009, Kraków, 01/2009  
Forward-backward multiplicity correlations in proton-proton and nucleus-nucleus collisions
13. International NA49 Collaboration Meeting, Kraków, 05/2008  
Wounded quarks and diquarks
14. IV Polish Workshop on Relativistic Heavy-Ion Collisions, Kraków, 05/2007  
Wounded quarks and diquarks in heavy ion collisions
15. Workshop on Low-x Physics, Lizbona, 06/2006  
Exclusive  $J/\psi$  production in  $pp$  and  $p\bar{p}$  collisions and the QCD Odderon
16. Cracow School of Theoretical Physics, Zakopane, 05/2006  
Exclusive  $J/\psi$  production in  $pp$  and  $p\bar{p}$  collisions and the QCD Odderon
17. Rencontres De Moriond, 40th anniversary, QCD and high energy hadronic interactions, Włochy, 03/2006  
Exclusive  $J/\psi$  production in  $pp$  and  $p\bar{p}$  collisions and the QCD Odderon
18. Workshop on Low-x Physics, Sinaia, 07/2005  
Inclusive and exclusive double diffraction
19. The Future of Forward Physics at the LHC, Manchester, 12/2004  
Inclusive and exclusive double diffraction

Ponadto wygłosiłem wiele seminariów (na zaproszenie) między innymi na: Uniwersytecie Illinois w Chicago, Uniwersytecie Stony Brook, Uniwersytecie McGill, Uniwersytecie Yale, The City College of New York i w Argonne National Laboratory.

## Dydaktyka i popularyzacja nauki

1. Dwie z moich prac zostały uznane jako RIKEN Research Highlight i na ich podstawie ukazały się artykuły popularnonaukowe, które ukazały się np. w phys.org  
<http://phys.org/news/2013-08-experimental-interacts-high-energies.html>  
<http://phys.org/news/2013-12-protons-ions-quark-gluon-plasma-liquid.html>  
Brałem aktywny udział w przygotowaniu powyższych artykułów.
2. 2007/2008, Uniwersytet Alberta, 15 godzin. Ćwiczenia z fizyki statystycznej z modelowaniem procesów fizycznych z grafiką 3D w Visual Python (VPython).
3. 2003 – 2006, Uniwersytet Jagielloński, trzy lata po 90 godzin: podstawy fizyki dla matematyków, podstawy fizyki dla biologów, pracownia fizyczna dla biologów, podstawy fizyki dla chemików, zjawiska falowe dla informatyków.

## Granty

1. Grant NCN UMO-2013/09/B/ST2/00497 (2014-), Badanie procesu hadronizacji poprzez analize korelacji międzycząstkowych, wykonawca
2. Grant NCN, N202 125437 (2009-2012), Opis i ewolucja materii produkowanej w zderzeniach wysokich energii, wykonawca
3. Grant promotorski, MNiSW, N202 060 31/3199 (2006-2007), Procesy produkcji z podwójną wymianą pomeronu w modelu efektywnym, wykonawca

## Inne

1. Stypendium Fundacji na rzecz Nauki Polskiej, program KOLUMB, 2009
2. Stypendium Fundacji na rzecz Nauki Polskiej, program START, 2006 i 2007.

*Adam Bzdak*

## Literatura

- [1] W. Florkowski, Phenomenology of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions (World Scientific Publishing Company, Singapore, 2010).
- [2] A. Bialas, M. Bleszynski and W. Czyz, Nucl. Phys. B **111**, 461 (1976).
- [3] J. E. Elias *et al.*, Phys. Rev. D **22**, 13 (1980).
- [4] B. B. Back *et al.* [PHOBOS Collaboration], Phys. Rev. C **72**, 031901 (2005).
- [5] A. Bialas and W. Czyz, Acta Phys. Polon. B **36**, 905 (2005).
- [6] B. B. Back *et al.* [PHOBOS Collaboration], Phys. Rev. C **65**, 031901 (2002).
- [7] D. Kharzeev and M. Nardi, Phys. Lett. B **507**, 121 (2001).

- [8] W. Kittel and E. A. De Wolf, *Soft Multihadron Dynamics* (World Scientific, Singapore, 2005).
- [9] A. Dumitru, F. Gelis, L. McLerran and R. Venugopalan, Nucl. Phys. A **810**, 91 (2008).
- [10] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103**, 172301 (2009).
- [11] T. Lappi and L. McLerran, Nucl. Phys. A **832**, 330 (2010).
- [12] A. Olszewski and W. Broniowski, Phys. Rev. C **88**, 044913 (2013) [arXiv:1303.5280 [nucl-th]].
- [13] B. Alver and G. Roland, Phys. Rev. C **81** (2010) 054905; [Erratum-ibid. C **82** (2010) 039903].
- [14] V. Skokov, A. Y. Illarionov and V. Toneev, Int. J. Mod. Phys. A **24**, 5925 (2009).
- [15] A. Bzdak, V. Koch and J. Liao, Lect. Notes Phys. **871**, 503 (2013).
- [16] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **109**, 122302 (2012).
- [17] G. Basar, D. Kharzeev and V. Skokov, Phys. Rev. Lett. **109**, 202303 (2012).
- [18] A. Bzdak, Phys. Rev. C **85**, 044919 (2012).
- [19] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1009**, 091 (2010).
- [20] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **718** (2013) 795.
- [21] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **724**, 213 (2013).
- [22] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], Phys. Lett. B **719**, 29 (2013).
- [23] B. B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], Phys. Lett. B **726**, 164 (2013).
- [24] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, 182302 (2013).
- [25] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **725**, 60 (2013).
- [26] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **111**, 212301 (2013).
- [27] P. Bozek, Phys. Rev. C **85**, 014911 (2012).
- [28] E. Shuryak and I. Zahed, Phys. Rev. C **88**, 044915 (2013).
- [29] A. Bzdak, B. Schenke, P. Tribedy and R. Venugopalan, Phys. Rev. C **87**, no. 6, 064906 (2013).
- [30] P. Bozek and W. Broniowski, Phys. Rev. C **88**, 014903 (2013).
- [31] P. Bozek, W. Broniowski and G. Torrieri, Phys. Rev. Lett. **111**, 172303 (2013).
- [32] G. -Y. Qin and B. Mueller, Phys. Rev. C **89**, 044902 (2014).

- [33] K. Werner, B. Guiot, I. Karpenko and T. Pierog, Phys. Rev. C **89**, 064903 (2014).
- [34] I. Kozlov, M. Luzum, G. Denicol, S. Jeon and C. Gale, arXiv:1405.3976 [nucl-th].
- [35] F. Gelis, E. Iancu, J. Jalilian-Marian and R. Venugopalan, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **60**, 463 (2010).
- [36] K. Dusling and R. Venugopalan, Phys. Rev. D **87**, 094034 (2013).
- [37] Z. -W. Lin, C. M. Ko, B. -A. Li, B. Zhang and S. Pal, Phys. Rev. C **72**, 064901 (2005).
- [38] G. L. Ma and A. Bzdak, Phys. Lett. B **739**, 209 (2014).
- [39] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Eur. Phys. J. C **74**, no. 6, 2847 (2014).
- [40] B. B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], Phys. Lett. B **727**, 371 (2013).
- [41] L. McLerran, M. Praszalowicz and B. Schenke, Nucl. Phys. A **916**, 210 (2013).
- [42] L. Yan and J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. **112**, 082301 (2014).
- [43] V. Skokov, arXiv:1412.5191 [hep-ph].
- [44] CMS Collaboration, CMS Physics Analysis Summary No. CMS-PAS-HIN-14-006, 2014, <http://cds.cern.ch/record/1705485>
- [45] V. Skokov, B. Friman and K. Redlich, Phys. Rev. C **83**, 054904 (2011).
- [46] M. A. Stephanov, Phys. Rev. Lett. **107**, 052301 (2011).
- [47] A. Bzdak and V. Koch, Phys. Rev. C **86**, 044904 (2012).
- [48] A. Bzdak, V. Koch and V. Skokov, Phys. Rev. C **87**, 014901 (2013).
- [49] D. E. Kharzeev, L. D. McLerran and H. J. Warringa, Nucl. Phys. A **803**, 227 (2008).
- [50] A. Bzdak, Phys. Lett. B **615**, 240 (2005).
- [51] A. Bzdak, Acta Phys. Polon. B **35**, 1733 (2004).
- [52] A. Bzdak, L. Motyka, L. Szymanowski and J.-R. Cudell, Phys. Rev. D **75**, 094023 (2007).
- [53] A. Bzdak and M. Praszalowicz, Acta Phys. Polon. B **34**, 3401 (2003).
- [54] A. Bzdak and L. Hadasz, Phys. Lett. B **582**, 113 (2004).
- [55] A. Bzdak and J. Szwed, Europhys. Lett. **69**, 189 (2005).

*Adam J. Bzdak*