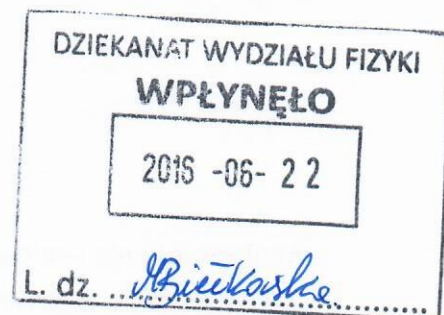


Prof. Michał Przaszałowicz
Instytut Fizyki im. M. Smoluchowskiego
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Uniwersytet Jagielloński



Kraków, 18.06.2016.

Recenzja pracy doktorskiej
pana magistra Arkadiusza P. Trawińskiego
p.t.

Hadron light-front functions based on ADS/CFT duality

Rozprawa doktorska pana magistra Arkadiusza Trawińskiego poświęcona jest, jak pisze sam autor, teoretycznemu opisowi cząstek silnie oddziaływujących – hadronów – w sposób, który uwzględnia substrukturę. Oczywiście jest zadanie bardzo ambitne, bo choć dysponujemy kompletną teorią silnych oddziaływań, tzw. chromodynamiką kwantową (z ang. QCD), to ze względu na trudności techniczne otrzymanie bezpośrednich wyników w obszarach kinematycznych, gdzie nie stosuje się rachunek zaburzeń, możliwe jest jedynie przy użyciu symulacji komputerowych, które mają jednak znaczące ograniczenia, lub przy pomocy mniej lub bardziej rozbudowanych modeli teoretycznych. Propozycja pana Trawińskiego sprowadza się do użycia formalizmu kwantowania na froncie świetlnym, uzupełnionego o równania grupy renormalizacji. Jest to program badawczy zapoczątkowany jeszcze przez Diraka w pracy p.t. *Forms of Relativistic Dynamics*, Rev. of Modern Phys. 21 (1949) 392 i kontynuowany do dzisiaj przez szkołę związaną z profesorem Stanleyem Brodskim. Znaczący wkład w tej dziedzinie wniósł też promotor pana Trawińskiego, profesor Stanisław Głazek.

We wstępie autor krótko podsumowuje współczesny stan wiedzy na temat zastosowań QCD do opisu hadronów i wprowadza w równaniu (1.1) rozkład hadronu (w tym wypadku mezonu) na komponenty w przestrzeni Focka, które zależą od parametru grupy renormalizacji λ . Już w tym miejscu, a także poniżej w równaniu (1.5) pojawiają się pewne niejasności. Czy stan, oznaczony przez autora $|\text{Hadron}\rangle$, zależy od λ czy nie?

Analogicznie nie znajdujemy odpowiedzi na pytanie czy hamiltonian $\hat{H}_{\text{QCD}}$ zależy od λ . Nie są to tylko zastrzeżenia związane z notacją, gdyż – jak zobaczymy później – przy obliczaniu obserwabli fizycznych autor będzie korzystał z faktu, że są one niezależne od λ , więc można je wyliczyć używając wartości λ , które są najwygodniejsze. Hamiltonian $\hat{H}_{\text{QCD}}$ występuje jeszcze w kilku miejscach w pracy: na stronie 10 pod rysunkiem 1.1, na początku paragrafu 2.2, czy po równaniu (2.19), gdzie znajdujemy stwierdzenie, jak otrzymać $\hat{H}_{\text{QCD}}$ przy skali λ . Równanie (3.1) definiuje efektywne równanie na masę hadronu przy pomocy $\hat{H}_{\text{QCD}}$ i znów nie jest dla mnie jasne, czy a priori masa ta będzie zależeć od λ . W standardowych podejściach do QCD operujemy pojęciem masy biegnącej, zresztą autor kilkakrotnie pojęcie to przywołuje w kontekście masy kwarków, z których zbudowany jest stan związany, więc pytanie o zależność masy hadronu od λ jest uzasadnione, tym bardziej, że masa sama w sobie nie jest obserwabłą. Podsumowując tę część uważam, że byłoby wskazane aby autor wyjaśnił jak rozumie $\hat{H}_{\text{QCD}}$ w kontekście dyskutowanych w rozdziale 2 różnych hamiltonianów, które pojawiają się przy dyskusji grupy renormalizacji (podrozdział 2.1).

W tym samym podrozdziale autor definiuje transformację $\mathcal{U}(\hat{a}_\infty, \lambda)$, którą określa jako „obrot”, który łączy operatory anihilacji przy różnych skalach. Szkoda, że autor nie wyjaśnił, jak transformacja ta działa w przestrzeni Focka. Ze wzoru (2.10) można wywnioskować, że operator $\hat{a}_\lambda$ jest nieskończoną sumą potęg operatorów $\hat{a}_\infty$, co by sugerowało, że stan Focka przy skali λ o określonej liczbie kwantów jest nieskończoną sumą stanów przy innej skali. Nie jestem jednak pewien, czy mam tu dobrą intuicję, która wywodzi się z perturbacyjnych równań ewolucji, które sprowadzają się do emisji partonów przy zwiększaniu twardej skali. Swoją drogą, powstaje pytanie, czy transformacja $\mathcal{U}(\hat{a}_\infty, \lambda)$ jest rzeczywiście obrotem, czyli transformacją zmiany bazy w przestrzeni Hilberta, czy też jest odwzorowaniem między *różnymi* przestrzeniami Hilberta. Przyjmując tę drugą interpretację otrzymujemy od razu odpowiedź na postawione na wstępie pytanie o zależność stanu $|\text{Hadron}\rangle$ od skali λ : oczywiście stan ten zależy od λ , gdyż należy do przestrzeni Hilberta przy zadanym λ .

Ostatnia uwaga dotycząca tej części pracy sprowadza się do pytania, czy zapis że operator $\mathcal{U}(\hat{a}_\infty, \lambda)$ zależy tylko od $\hat{a}_\infty$ jest skrótowym zapisem zależności od $\hat{a}_\infty$ i od $\hat{a}_\infty^\dagger$, tak jak jest to w przypadku hamiltonianu $\mathcal{H}_0$ w równaniu (2.6), gdzie pojawiają się zarówno operatory kreacji jak i anihilacji.

W podrozdziale 2.4 autor cytuje wyniki pracy [41], gdzie wyprowadzone są wzory na propagatory i efektywne wierzchołki konstryuentów przy skali λ . Wierzchołki są dane jako funkcje Gaussa różnicy efektywnych mas stanów oddziaływujących. Szerokość tych rozkładów jest dana przez wartość parametru λ . Mam następujące uwagi do tej części. Po pierwsze: czy masy konstryuentów $m_{k,i}$ występujące we wzorze (2.34) zależą od parametru λ i po drugie, jak wygląda w tym podejściu wierzchołek czterogluonowy. Trzecia uwaga ma charakter raczej redakcyjny; wprowadzając oddziaływania i propagatory autor w celu ilustracji używa teorii skalarnej, ignorując tym samym efekty od spinu, w tym np. zakaz Pauliego. Do tego problemu powrócę w dalszej części recenzji.

Rozdział 3 poświęcony jest wyprowadzeniu średniowania oddziaływania *aktywnego* partonu poruszającego się w „chmurze” pozostałych składników hadronu. Ten fragment pracy opiera się na wspólnej z promotorem publikacji [37]. Procedurę uśredniania oddziaływania z partonami „rdzenia” (z ang. core) rozumiem jako próbę ścisłego uzasadnienia przyjmowanej właściwie od początku istnienia modelu kwarków konstryuentnych hipotezy, że stan związany można opisać jako nierelatywistyczny ruch w średnim potencjale. Różnica polega tu na tym, że średni potencjał – np. w przypadku barionu – jest wyliczany z uwzględnieniem wszystkich segmentów przestrzeni Focka. W wyniku uśredniania autor otrzymuje równanie na masę stanu związanego (równania (3.12) i (3.16)) wyrażone poprzez masy efektywne aktywnego partonu i masę rdzenia oraz poprzez efektywny potencjał U_{eff} . Potencjał U_{eff} jest schematycznie zdefiniowany poprzez równanie (3.15). Równanie to jednak nie pozwala na choćby przybliżone określenie formy tego potencjału. W następnym rozdziale autor podejmuje próbę znalezienia U_{eff} posługując się korespondencją AdS/CFT. Moim głównym zastrzeżeniem do tej części pracy jest znowu problem zależności od skali λ uśrednionych wielkości, patrz równanie (3.13). W równaniach (3.14) autor definiuje średnie parametry m_{active}^2 , m_{core}^2 oraz κ^2 i twierdzi, że parametr κ nie może zależeć od skali, gdyż związany jest z wielkością mierzalną, mianowicie czynnikiem kształtu hadronu, który wylicza w następnym podrozdziale. Jeśli chodzi o zależność od λ parametrów m_{active}^2 i m_{core}^2 autor nie jest już tak stanowczy. W następującym po równaniu (3.14) paragrafie nie znalazłem jednoznacznego stwierdzenia, nie mówiąc już o dowodzie, że m_{active}^2 oraz m_{core}^2 nie zależą od skali. Inna uwaga dotycząca średniowania po tzw „spektatorach” dotyczy uwzględnienia zakazu Pauliego. Dyskusja średniowania dotyczy w zasadzie modelu skalarnych partonów, ale nie można zaprzeczyć, że uwzględnienie zakazu Pauliego ma kapitalne znaczenie dla zrozumienia spektrum barionów.

W podrozdziale 3.3 autor oblicza elektromagnetyczny czynnik kształtu $F(q^2)$ dla hadronu skalarnego zdefiniowany poprzez równanie (3.17). Jest to jednak definicja uproszczona, gdyż ściśle należałoby funkcję $F(q^2)$ zdefiniować poprzez przekrój czynny wyliczony w teorii rozpraszania. Na ogół w QCD czynnik kształtu jest konwolucją twardego elementu macierzowego z początkową i końcową funkcją falową. Ponieważ twardy element macierzowy obliczany jest w skończonym rzędzie rachunku zaburzeń, więc w naturalny sposób cały wynik na czynnik kształtu zależy od wyboru skali λ . To jak dobrać skalę λ , tak aby otrzymać wiarygodny wynik teoretyczny, jest oddzielnym problemem. Należy się spodziewać, że wzór (3.26) może dać dobry opis $F(Q^2)$ dla małych Q^2 , dla większych wartości przekazu pędu powinien zaniżać czynnik kształtu. Wiąże się to z tym, że partony o dużym względnym pędzie poprzecznym „nie chcą” stworzyć stanu związanego. Te oczekiwania są w pełni potwierdzone w dalszej części pracy, patrz rysunek (5.1).

W omówionych rozdziałach 2. i 3. autor wprowadza dwa podstawowe narzędzia: grupę renormalizacji i średniowanie po tzw. spektatorach sugerując, że oto ma do dyspozycji oprzyrządowanie, które z pierwszych zasad pozwoli na wyliczenie konktetych nieperturbacyjnych charakterystyk stanów związanych. Niestety, aby móc takie obliczenia przeprowadzić autor ucieka się do szergu dodatkowych założeń, które nie wynikają bezpośrednio z używanego przez niego formalizmu. Na stronie 16 – rysunek 2.2 – pokazana jest *możliwa* zależność stałej sprzężenia $g^2(\lambda)$ od parametru grupy renormalizacji λ . Chodzi tu o obcięcie wzrostu g^2 dla małych λ , które jest po prostu zapostulowane. Na stronie 17 autor pisze: „zakładamy, że dla małych wartości λ hadron, parz równanie (2.13), może być skonstruowany z niewielkiej liczby składników”. Jest to założenie, które zapewne wynika z faktu – zilustrowanego na rysunku 2.1 – że siła oddziaływania pomiędzy różnymi składowymi przestrzeni Focka maleje ze zmniejszaniem λ . Jednakże przestrzeń Focka jest nieskończona, więc – formalnie rzecz biorąc – mogłoby się zdarzyć, że słabych oddziaływań między nieskończoną liczbą komponentów nie można zaniedbać. Na stronie 27 autor pisze, nawiązując do stwierdzenia, że samoodziaływanie kwarków jest „małe” dla $\lambda \sim \lambda_c$, że należy się także spodziewać, iż m_{core} jest dwa razy większe niż m_{active} . Jest to znowu założenie jak najbardziej intuicyjne, ale nie znalazłem dowodu, że tak na prawdę jest i nie bardzo widzę, jak wynika ono z małości samoodziaływania kwarków. Na tej samej stronie przed równaniem (3.18) znajdujemy stwierdzenie: „W sposób arbitralny uprościmy teorię, zakładając, że efektywne składniki można uważać za punktowe ...”. Po tych uproszczeniach obliczany w tej części pracy czynnik postaci hadronu sprowadza się

do transformaty Fouriera kwadratu modułu funkcji falowej $\tilde{\psi}$, co jest formułą znaną od wielu lat. Na początku rozdziału 3.4 autor pisze: „Zakładamy, że każdy składnik w każdym segmencie Focka jest związany przez pewne efektywne oddziaływanie przy skali λ z innymi składnikami w tej samej podprzestrzeni Focka”. Na stronie 32 autor precyzuje, że „efektywny potencjał w każdym segmencie Focka jest funkcją kwadratową odległości ...”. Czyli autor ucieka się do najprostszego z możliwych założeń, stosowanego zresztą od lat, rozkładając oddziaływanie na oscylatory harmoniczne. To założenie oczywiście determinuje, że funkcja falowa jest funkcją Gaussa, równanie (3.38), przed którym jest stwierdzenie, że jest to „dokładna postać funkcji falowej”, po czym w następnym akapicie znajdujemy zdanie, że „czynniki $m_n^2/x_i x_n^2$ w równaniu (3.38) został zapostulowany, tak aby transformaty Fouriera ...” miały oczekiwaną postać. Mamy więc znowu do czynienia z przemycanym założeniem.

Podsumowując ten fragment, chcę podkreślić, że wskazane wyżej założenia są w mojej ocenie rozsądne i prowadzą do poprawnego modelu stanu związanego. Moje zastrzeżenia budzi jedynie fakt, że nie wynikają one bezpośrednio z zastosowanego bardzo ambitnego formalizmu, a jeżeli takie wynikanie można wykazać, to autor tego nie zrobił.

Rozdział 4 jest poświęcony próbie znalezienia potencjału U_{eff} pojawiającego się w wprowadzonym uprzednio równaniu na masę hadronu. W tym celu autor odwołuje się do ostatnio bardzo modnej zasady korespondencji AdC/CFT, która pozwala zastąpić kwantową teorię pola, w tym wypadku QCD, w obszarze nieperturbacyjnym, poprzez klasyczną teorię grawitacji w przestrzeni anty - de Sittera w większej liczbie wymiarów. Sugerowany przez korespondencję AdS/CFT potencjał efektywny pomiędzy kwarkiem aktywnym a rdzeniem jest kwadratowy we względnej odległości. Autor konfrontuje ten wynik z oczekiwaniem, że powinien on być Coulombowski na małych odległościach i liniowy na dużych, przytaczając na stronie 43. argumenty na rzecz potencjału kwadratowego. Jest to dobrze umotywowana dyskusja łącznie z dalszą częścią poświęconą powiązaniu parametrów potencjału z kondensatem gluonowym. Tu jednak pojawia się problem związany z faktem, że w podejściu kwantowania na froncie świetlnym próżnia jest trywialna i kondensaty – w przeciwieństwie do podejścia standardowego – mogą pojawiać się jedynie we wnętrzu hadronów. Jest to temat dyskusji, która toczy się w literaturze od lat i której autor jest świadomy, o czym świadczy komentarz pod koniec rozdziału 4.3. Mam jedną uwagę dotyczącą tej części pracy. Potencjał U_{eff} nie zależy od tego czy dany hadron jest barionem czy mezonem (choć wszystkie rozważania ilościowe są przeprowadzone dla mezonu). Jedyna

różnica pojawia się w członie zawierającym m_{core} w równaniu (3.16). Sugerowałoby to jakościowe podobieństwo pomiędzy spektrami barionów i mezonów. Szkoda, że autor nie podjął tego wątku.

W rozdziale 5. autor podejmuje się użyć otrzymanych w poprzednich rozdziałach wyników jakościowych do analizy ilościowej. Koncentruje się tu na funkcji falowej pionu. W podrozdziale 5.1 obliczony jest czynnik kształtu pionu przy pomocy wzoru (3.26), z tym że uwzględniony zostaje fakt, że kwarki aktywne i „rdzeniowe” są punktowymi fermionami (równania (5.3) oraz (5.4)). W tym przybliżeniu, mamy do dyspozycji trzy wolne parametry: masę konstytuentną kwarku, parametr potencjału oddziaływania κ , oraz parametr M , którego znaczenie nie jest dokładnie wyjaśnione. Parametry te są dopasowane tak, aby otrzymać z dobrą dokładnością następujące wielkości fizyczne: promień pionu r_π , stałą rozpadu f_π oraz związek, który autor określa jako regułę Gell-Manna–Okubo, która wiąże element macierzowy prądu aksjalnego z elementem macierzowym operatora γ_5 (oznaczony jako g_π) między stanem z jednym pionem a próżnią. Jest to analog relacji Gell-Manna–Oakesa–Rennera (a nie Okubo, jak pomyłkowo określił ją autor) wyprowadzanej z łamania symetrii chiralnej. Trudno odnieść się do wartości numerycznych tych trzech parametrów, gdyż – jak pisze sam autor – jest to tylko jeden z możliwych wyborów, które dobrze oddają r_π , f_π i g_π . Wartość masy konstytuentnej 331 MeV jest zgodna z intuicyjnymi oczekiwaniami. Obliczony przy pomocy tych parametrów czynnik kształtu jest zgodny z danymi dla małych Q^2 i za mały dla większych wartości Q^2 , o czym już wspominałem wcześniej.

W dalszej części tego rozdziału, autor zdecydował się opisać dane z eksperymentu E791 przeprowadzonego w laboratorium Fermilab, w którym zmierzono dysocjację pionu na dwa strumienie cząstek (z ang. jets). Jedną z interpretacji tego eksperymentu jest taka, że tarcza jądrowa „uwalnia” kwarki walencyjne z pionu, które tworzą wyżej wspomniane strumienie cząstek. Stąd rozkład pędów tych strumieni, powinien pozwolić na niemalże bezpośrednie zmierzenie funkcji falowej pionu. Nie wszyscy jednak podzielają ten punkt widzenia. Na przykład autorzy referencji [177,178] w oparciu o swoje obliczenia argumentują, że mierzone rozkłady są splotem funkcji falowej i skomplikowanego jądra, które zaciera informację o funkcji falowej. Podobną opinię prezentuje też V.L. Chernyak w referacie, który można znaleźć w repytorium arXive he-ph/0206144. Jest to więc ciągle problem otwarty i obliczenia zaprezentowane w pracy stanowią odmienne od standardowych obliczeń QCD podejście do tego zagadnienia.

W celu dokonania wyżej wspomnianych obliczeń, autor wyprowadza ogólne wzory na rozpraszanie dwóch hadronów w używanym przez siebie formalizmie. Przedstawione następnie w podrozdziale 5.3 obliczenia dotyczą w zasadzie rozpraszania pionu na gluonach z jądra (w tym wypadku z protonu), które autor parametryzuje bardzo prostą, potęgową zależnością od zmiennej Bjorkena x . Następnie autor dyskutuje używając języka diagramów, jak wykonać obliczenia prowadzące do rozkładu pędów kwarków walencyjnych, uwolnionych z pionu podczas rozpraszania na gluonie z tarczy. Notacja graficzna, którą używa autor nie jest dobrze wyjaśniona. Pojawiają się tu dwa typy linii falistych, z których jedne zapewne odnoszą się do gluonów z tarczy, a drugie do gluonów w pionie. Ponieważ w tej części pracy nie ma żadnego wzoru, trudno ocenić poprawność przeprowadzonych obliczeń. Myślę, że nie potrzebnie autor zmusza tu czytelnika do zgadywania, tymbardziej, że – o ile dobrze zrozumiałem – są tu zawarte ciekawe elementy. Autor startuje z funkcji falowej pionu przy małej skali λ i następnie przy pomocy wprowadzonej wcześniej transformacji $\mathcal{W}$ wykonuje ewolucję do skali $\lambda = 100$ GeV (dlaczego akurat do 100 GeV, a nie do kilku GeV, czyli do charakterystycznej skali fizycznej procesu?), co zmienia rozkłady kwarków w pionie, ale też dodaje nową składową Focka: $|q\bar{q}g\rangle$. Warto jednak zwrócić uwagę na to, że transformacja zmiany skali $\mathcal{W}$ jest rozwijana w potęgę stałej sprzężenia g , a więc na pewno obliczona przez autora wielkość zależy od wyboru skali. Ta zależność nie jest dyskutowana.

Nie jest dla mnie jasne, dlaczego diagram z rysunku 5.4. nie daje wkładu do obliczanej amplitudy. Czytelnikowi pozostaje uwierzyć autorowi na słowo. Obliczenia rozkładów w pędzie podłużnym x dla różnych wartości pędów poprzecznych wykonane zostały przy pomocy pakietu Mathematica, a napisany przez autora kod źródłowy został zamieszczony (moim zdaniem nie potrzebnie) w liczącym 27 stron dodatku. Wyniki numeryczne zostały przedstawione na rysunku 5.9, gdzie pokazano także dane z eksperymentu E791 (z tym, że normalizację teoretyczną dopasowano do danych). Widać zgodność z danymi, które jednak obciążone są dużymi błędami. Szkoda, że – w świetle dyskusji dotyczącej interpretacji eksperymentu E791 – autor nie użył do obliczeń jakiejś innej funkcji falowej pionu, aby zobaczyć na ile wynik jest czuły na ten kształt.

Praca zakończona jest jednostronicowym rozdziałem podsumowującym.

Rozprawa pana magistra Trawińskiego napisana jest w języku angielskim i wg mojej oceny napisana jest dobrą angielszczyzną, choć oczywiście w kilku miejscach są drobne błędy. Imponująca jest bibliografia pracy zawierająca 183 pozycje, w tym 3 prace, któ-

rych współautorem jest doktorant i dwa doniesienia konferencyjne, gdzie pan Trawiński jest jedynym autorem. Warto nadmienić, że autor wiele z cytowanych prac szczegółowo omawia w tekście rozprawy. Dotyczy to zarówno prac teoretycznych, jak to jest na przykład w rozdziale poświęconym korespondencji AdS/CFT, czy doświadczalnych, w części gdzie omawiany jest eksperyment E791. Całkowity dorobek pana Trawińskiego to 9 publikacji w międzynarodowych czasopismach, co jest – jak na tak młodego naukowca – wynikiem grubo ponad przeciętną. Nie ma wątpliwości, że pan Trawiński jest kompetentnym, dobrze wykształconym młodym naukowcem współpracującym ze znanymi w świecie autorytetami, jak np. profesor Stanley Brodski ze Stanford Linear Accelerator Center w USA.

Podsumowując moją recenzję, chcę jeszcze raz podkreślić, że autor wziął na warsztat bardzo ambitny i trudny problem rozwiązania chromodynamiki kwantowej w obszarze nieperturbacyjnym, przy zastosowaniu kwantyzacji na froncie świetlnym. Niestety, aby móc wykonać praktyczne obliczenia, autor musiał wykonać szereg upraszczających założeń, które sprowadzają QCD do konstytuentnego modelu kwarków. Moim podstawowym zarzutem do przedstawionej mi rozprawy, jest jej duża skrótowość, brak wyjaśnienia, dlaczego przyjęte są poszczególne założenia i jak w sposób systematyczny można by je „poluzować”. Szczególnie lakonicznie autor potraktował rozdział dotyczący rozpraszania, który wg mnie zawiera pewną nowość, jaką jest rozpraszanie na zewnętrznym polu wyższej składowej Focka, co jakoś nie zostało uwypuklone. Podoba mi się ogólny zamysł pracy, gdzie startuje się z dość zaawansowanego podejścia teoretycznego, aby dojść do praktycznych obliczeń, które można porównać z danymi.

Konkludując, uważam, że rozprawa doktorska pana magistra Arkadiusza Trawińskiego spełnia wszystkie formalne i zwyczajowe wymogi stawiane pracom doktorskim i wnioskuje o dopuszczenie pana Trawińskiego do dalszych etapów przewodu doktorskiego.

