

Autoreferat

1. Imię i nazwisko: Paweł Piotr Caputa, ur. 07.04.1983 w Żywcu, Polska

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe.

Doktor Nauk Fizycznych (PhD), Specjalność: Fizyka Teoretyczna.

Rok uzyskania 2011 (data: 24.10.2011).

Tytuł rozprawy doktorskiej: „Nieplanarne poprawki do operatora dylatacji w AdS/CFT”.

Nadany przez: Uniwersytet Kopenhaski, Instytut Nielsa Bohra, Kopenhaga, Dania.

Promotor: Prof. Charlotte Floe Kristjansen.

Magister Fizyki, Specjalność: Fizyka Teoretyczna.

Rok uzyskania 2008 (z wyróżnieniem, data: 30.08.2008)

Tytuł pracy magisterskiej: „Amplitudy rozpraszania gluonów: od słabej to silnej stałej sprzężenia i z powrotem”.

Nadany przez: Uniwersytet Amsterdamski, Amsterdam, Holandia.

Promotor: Prof. Jan de Boer.

3. Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu i wizytach naukowych:

Od 01.02.2020, Adiunkt Badawczy, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Lider Grupy: “Quantum Information in Quantum Gravity”.

Program NAWA Polskie Powroty 2019.

Strona grupy: <http://qiqg.fuw.edu.pl>

Od 01.10.2019 do 31.10.2019, Instytut Studiów Zaawansowanych, Princeton, USA.

Wizyta Naukowa u: Prof. Juan Maldacena.

Od 01.09. do 30.10.2017, Uniwersytet Kalifornijski, Santa Barbara, USA.

Wizyta Naukowa u: Prof. Don Marolf.

Od 01.01.2017 do 31.12.2019, Adiunkt (Research Assistant Professor), Instytut Fizyki Teoretycznej im. Yukawy, Uniwersytet w Kioto, Japonia.

Opiekun naukowy: Prof. Tadashi Takayanagi.

Od 01.01.2017 do 31.12.2019, Adiunkt („It from Qubit” Postdok Fundacji Simonsa), Instytut Fizyki Teoretycznej im. Yukawy, Uniwersytet w Kioto, Japonia.

Opiekun naukowy: Prof. Tadashi Takayanagi.

Od 01.11.2014 do 31.12.2016, Adiunkt (NORDITA postdok), NORDITA, Nordycki Instytut Fizyki Teoretycznej, Uniwersytet Sztokholmski, Sztokholm, Szwecja.

Opiekun naukowy: Prof. Konstantin Zarembo.

Od 01.02.2014 do 30.10.2014, Adiunkt (Postdok Japońskiego Towarzystwa Promowania Nauki, JSPS), Instytut Fizyki Teoretycznej im. Yukawy, Uniwersytet w Kioto, Japonia.

Opiekun naukowy: Prof. Tadashi Takayanagi.

01.03.2013-30.06.2013, Instytut Badań Podstawowych TATA (TIFR), Mumbai, Indie

Wizyta Naukowa u: Prof. Gautam Mandal

Od 01.02.2012 do 31.01.2014, Adiunkt (Postdok) Wydział Fizyki, Uniwersytet Witwatersrand, Johannesburg, RPA.

Opiekun naukowy: Prof. Robert de Mello Koch.

Od 9.2010 do 4.2011, Uniwersytet Brown, Providence, USA.

Wizyta Naukowa u: Prof. Anastasia Volovich.

4. Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy.

4.1 Tytuł osiągnięcia: Przedstawione poniżej osiągnięcie naukowe składa się z cyklu publikacji poświęconych **“Dynamice splątania kwantowego i złożoności obliczeniowej w korespondencji AdS/CFT”**.

4.2 Publikacje (W porządku chronologicznym. W mojej dziedzinie autorzy wymieniani są w kolejności alfabetycznej):

[A1] **P. Caputa**, G. Mandal, R. Sinha, “Dynamical entanglement entropy with angular momentum and $U(1)$ charge”, *JHEP* 1311, 052 (2013).

[A2] **P. Caputa**, M. Nozaki, T. Takayanagi, “Entanglement of Local Operators in large N CFTs”, *PTEP*. (2014) 093 B 06.

[A3] **P. Caputa**, A. Stikonas, J. Simon, T. Takayanagi, “Quantum Entanglement of Localized Excited States at Finite Temperature”, *JHEP* 1501, 102 (2015).

[A4] **P. Caputa**, A. Stikonas, J. Simon, T. Takayanagi, K. Watanabe, “Scrambling time from local perturbations of the eternal BTZ black hole”, *JHEP* 1508, 011 (2015).

[A5] **P. Caputa**, T. Numasawa, A. Veliz-Osorio, “Out-of-time-ordered correlators and purity in rational conformal field theories”, *PTEP* (2016) no.11, 113 B 06.

[A6] **P. Caputa**, N. Kundu, M. Miyaji, T. Takayanagi, K. Watanabe, “Anti-de-Sitter space from Optimization of Path-Integrals in CFTs”, *Phys. Rev. Lett.* 119 (2017) no.7, 071602.

[A7] **P. Caputa**, N. Kundu, M. Miyaji, T. Takayanagi, K. Watanabe, “Liouville Action as Path-Integral Complexity: From Continuous Tensor Networks to AdS/CFT ”, *JHEP* 1711 (2017) 097.

[A8] **P. Caputa**, M. Miyaji, T. Takayanagi and K. Umemoto, “Holographic Entanglement of Purification from Conformal Field Theories ”, *Phys. Rev. Lett.* 122, 111601 (2019).

[A9] H. A. Camargo, **P. Caputa**, D. Das, M. P. Heller, R. Jefferson, “Complexity as a novel probe of quantum quenches: universal scalings and purifications”, *Phys. Rev. Lett.* 122 (2019) no.8, 081601.

[A10] **P. Caputa**, J. M. Magan, “Quantum Computation as Gravity”, *Phys. Rev. Lett.* 122, (2019).

4.3 Szczegółowy opis osiągnięcia:

Głównym celem badań, które podsumowuję w niniejszej habilitacji było **zbadanie podstawowych mechanizmów stojących za holografia oraz próba zrozumienia w jaki sposób silnie-oddziałujące systemy kwantowe kodują w sobie informacje o grawitacji**. W tym celu opracowałem dwa ściśle powiązane programy badawcze w kontekście korespondencji AdS/CFT: pierwszy skupiał się na badaniu struktury splątania kwantowego i jego dynamiki w kwantowych teoriach pola, a drugi na opracowaniu miar złożoności obliczeniowej dla stanów kwantowych w konforemnych teoriach pola (w skrócie CFT).

W pierwszych pięciu projektach opisanych poniżej badałem dynamikę splątania w konforemnych teoriach pola w dwóch oraz wyższych wymiarach. Moją główną motywacją było przetestowanie i opracowanie metod charakteryzacji splątania kwantowego w tych kwantowych układach wielu ciał oraz zbadanie różnic w rozprzestrzenianiu się splątania kwantowego i mieszaniu się informacji (z ang. “scrambling”) pomiędzy holograficznymi i nieholograficznymi konforemnymi teoriami pola.

W pracy [A1], opracowaliśmy “entropię splątania z ładunkami” (ang. “charged entanglement entropy”) w dwu-wymiarowych CFT i zbadaliśmy jej ewolucję czasową po globalnym wzbudzeniu (z ang. “quench”) w obecności zachowanych ładunków. W szczególności, przeanalizowaliśmy ewolucję entropii splątania w stanie thermofield-double (TFD) z ładunkiem zachowanym, który w po stronie holograficznej odpowiada wirującej czarnej dziurze w czasoprzestrzeni anty-de Sittera. Nie tylko obliczyliśmy ale i pokazaliśmy zgodność entropii splątania po obu stronach holograficznej korespondencji. Zauważyliśmy też, że entropię wysycają się do wartości zależnej od zachowanego ładunku (zgodnie z hipotezą uogólnionego rozkładu Gibbsa).

W pracach [A2,A3,A4] przeanalizowaliśmy ewolucję entropii Renyiego oraz entropii splątania w klasie stanów kwantowych w CFT wzbudzanych przez działanie operatora lokalnego na stan próżni jak również na stany termalne. Najpierw, w pracy [A2] postawiliśmy ogólny problem w konforemnych teoriach pól w różnych wymiarach i wyprowadziliśmy uniwersalne wyniki dla ewolucji entropii Renyiego. W szczególności, koncentrowaliśmy się na różnicach między nieholograficznymi (racjonalnymi lub całkowalnymi) modelami a konforemnymi teoriami pola z wysoką liczbą stopni swobody N lub dużym ładunkiem centralnym c , które odgrywają ważną rolę w holografii. Opracowaliśmy również rozwiązania grawitacyjne dualne do tych stanów wzbudzonych w postaci masywnych cząstek propagujących w czasoprzestrzeni anty-de Sittera i sprawdziliśmy zgodność naszych wyników w CFT z obliczeniami w holografii przy użyciu formuły HRT (wyjaśniona poniżej).

Następnie, w pracy [A3] uogólniliśmy naszą analizę do przypadków ze skończoną temperaturą i wzbudzeń przy użyciu operatorów lokalnych działających na stany termalne. Wyniki uzyskane dla holograficznych CFT z dużym ładunkiem c zostały sprawdzone z formułą HRT policzoną w geometrii czarnej dziury z uwzględnieniem reakcji zwrotnej (z ang. “back reaction”) od masywnej cząstki, dualnej do wzbudzenia w postaci lokalnego operatora. W końcu, w artykule [A4], użyliśmy naszej konfiguracji do wyprowadzenia czasu mieszania (z ang. “scrambling time”) z ewolucji informacji wzajemnej w lokalnie zaburzonym stanie TFD. W tych trzech pracach nie tylko opracowaliśmy i przetestowaliśmy narzędzia z kwantowej informacji w celu badania CFT (w tym modeli z holograficznymi

odpowiednikami), ale także sformułowaliśmy konieczne warunki odróżniające holograficzne konforemne teorie pola od modeli całkownych. Głównym z nich jest logarytmiczny wzrost entropii splątania z czasem w stanie kwantowym wzbudzonym przez lokalne operatory w holograficznych CFT. Z drugiej strony, w racjonalnych i rozwiązywanych modelach CFT entropia wzrasta tylko o logarytm wymiaru kwantowego operatora wzbudzającego.

W międzyczasie, nowe pomysły dotyczące warunków spełnianych przez holograficzne konforemne teorie pola “dojrzały” i pozwoliły na zdefiniowanie nowych narzędzi do wykrywania chaosu kwantowego w układach wielu ciał w postaci funkcji cztero-punktowych z nieuporządkowanymi w czasie operatorami (tzw. OTOC). W pracy [A5] zbadaliśmy te 4-punktowe korelatory i wyprowadziliśmy uniwersalny wynik dla ich ewolucji w czasie we wszystkich racjonalnych CFT (RCFT) w dwóch wymiarach. Nasz wynik wykazał, że w tych całkownych modelach OTOC zbiegają do pewnej stałej (tzw. „stałej monodromii”) w pełni określonej przez modularną macierz S charakterystyczną dla danego RCFT.

W drugim, równoległym programie badawczym skupiłem się na problemie determinacji geometrii holograficznych prosto ze stanów kwantowych w CFT oraz na określaniu ich złożoności obliczeniowej przy użyciu całki po trajektoriach Feynmana. W pracy [A6] zdefiniowaliśmy pojęcia optymalizacji całek po trajektoriach oraz złożoność obliczeniową całek po trajektoriach. Pokazaliśmy, jak z naszej procedury optymalizacji, po zminimalizowaniu złożoności obliczeniowej całek po trajektoriach (działanie Liouville'a w dwóch wymiarach), można uzyskać geometrie hiperboliczne, które z kolei znajdują interpretacje jako pod-powierzchnie holograficznych czasoprzestrzeni dualnych do stanów CFT.

Praca [A7] była kontynuacją i lepszym zrozumieniem złożoności obliczeniowej całek po trajektoriach w dwu- i wyższowymiarowych CFT. Zbadaliśmy również właściwości naszej definicji złożoności obliczeniowej, optymalne metryki z optymalizacji oraz relacje z holograficznymi propozycjami miar złożoności obliczeniowej. Następnie, artykuł [A8] był bardzo ważnym zastosowaniem naszej optymalizacji do pierwszego obliczenia entropii puryfikacji (EoP, z ang. “entanglement of purification”) w CFT. Po stronie holograficznej, EoP została zaproponowana jako wielkość dualna do powierzchni przekroju poprzecznego “entanglement wedge” i udało nam się to potwierdzić w naszym przykładzie.

W [A9], badając efektywności potencjalnych miar złożoności obliczeniowej w kwantowych teoriach pola, zastosowaliśmy geometryczne podejście do złożoności obliczeniowej w swobodnej, Gaussowskiej teorii pola (dokładnie rozwiązalnej), w nierównowagowym procesie “quench”. Przeanalizowaliśmy tak zwane wolne i szybkie “quenche” i znaleźliśmy uniwersalne skalowanie geometrycznej złożoności obliczeniowej wraz z szybkością procesu. Tym samym potwierdziliśmy, że geometryczna złożoność obliczeniowa jest nowym i bardzo użytecznym narzędziem do badania ewolucji kwantowej komplementarnym do funkcji korelacji lub entropii splątania używanych wcześniej.

Wreszcie w pracy [A10], bazując na intuicji ze złożoności obliczeniowej całek po trajektoriach, zainicjowaliśmy geometryczne podejście do złożoności obliczeniowej w konforemnych teoriach pola. W dwuwymiarowych CFT wprowadziliśmy pojęcie obwodów kwantowych Virasoro (“Virasoro circuits”) i pokazaliśmy, że poprzez odpowiedni dobór funkcji kosztu tych bramek kwantowych, geometryczna złożoność obliczeniowa w podejściu Nielsena staje się działaniem Polyakowa dwuwymiarowej grawitacji (geometrycznym

działaniem na współsprzężonych orbitach grupy Virasoro). Nasz pomysł dostarczył naturalnej definicji złożoności obliczeniowej obwodów kwantowych w oddziałujących, holograficznych CFT i od tego czasu jest owocnie rozwijany do dziś.

Po tym krótkim podsumowaniu prac [A1-A10], przejdę do wprowadzenia do dwóch głównych problemów poruszanych w moich pracach. Następnie omówię główne wyniki każdego artykułu, ich wpływ i konsekwencje na rozwój moich badań. Na koniec podsumuję i wymienię kilka nowych kierunków powstałych z moich prac, które obecnie rozwijam z moją grupą w Warszawie.

Wprowadzenie.

Istnieje kilka powodów, dla których korespondencja AdS/CFT jest ważna i przyciąga tak wiele uwagi. Po pierwsze, jednym z naszych największych i najtrudniejszych otwartych problemów w fizyce teoretycznej wysokich energii jest połączenie dwóch filarów fizyki XX wieku, mechaniki kwantowej i ogólnej teorii względności w jedną teorię kwantowej grawitacji. Na tym froncie, korespondencja AdS/CFT dostarcza nam precyzyjnego modelu i pierwszej roboczej definicji teorii kwantowej grawitacji w czasoprzestrzeni AdS za pomocą dualnej, silnie oddziałującej konforemnej teorii pola (wciąż bardzo nietrywialny do przeanalizowania, ale bardzo konkretny model kwantowej grawitacji).

Po drugie, w najbardziej rygorystycznej i sprawdzonej wersji, AdS/CFT wiąże ze sobą supersymetryczne konforemne teorie pola w d wymiarach z teoriami kwantowej grawitacji (teorie strun) w $d+1$ -wymiarowych czasoprzestrzeniach AdS. Istnieje jednak szerokie przekonanie i dowody na to, że holografia działa bardziej ogólnie (np. w modelach bez supersymetrii) i może nas nauczyć ważnych lekcji na temat notorycznie trudnych do zbadania zjawisk z silnymi oddziaływaniami (obecnych np. w plazmie kwarkowo-gluonowej [4] lub w dziwnych metalach [5]).

Pomimo tego, konwencjonalne podejście do dualności, podobne do „fizyki cząstek”, wydaje się ukrywać zasady działania AdS/CFT. Rzeczywiście, mimo iż korespondencja AdS/CFT ma już ponad 20 lat, nadal nie rozumiemy podstawowej zasady działania, która się za nią kryje i odpowiedzi na kluczowy problem:

W jaki sposób stany silnie-sprzężonych kwantowych teorii pola kodują w sobie geometrię dualnych czasoprzestrzeni?

To pytanie napędza wiele z najnowszych trendów badawczych w fizyce teoretycznej i łączy naukowców z kilku dyscyplin. Dzięki tym wysiłkom udało nam się odkryć kilka ważnych wskazówek do powyższej układanki. Jedną z nich jest hipoteza, że:

Geometria czasoprzestrzeni jest ściśle związana ze strukturą informacji kwantowej i splątaniem kwantowym w stanach holograficznych kwantowych teorii pola.

Rozwijanie tego interesującego pomysłu pozwoliło na odkrycie kilku mocnych dowodów na to, że informacja kwantowa i geometria dualnej czasoprzestrzeni są ze sobą ściśle powiązane.

Większość ostatnich osiągnięć ważnych dla mojej pracy rozpoczęła się od propozycji Ryu i Takayanagiego [6], aby zidentyfikować pole minimalnej powierzchni \mathcal{A} (przy ustalonym czasie) w czasoprzestrzeni Anti-de Sittera z entropią von Neumanna (tzw. entropia splątania) obszaru A na brzegu czasoprzestrzeni, do którego przyczepiona jest ta powierzchnia:

$$S_A = \frac{\mathcal{A}}{4G_N}, \quad (1)$$

gdzie G_N to stała Newtona. Wyrażenie to, w skrócie „formuła RT”, można traktować jako uogólnienie słynnej relacji Bekensteina-Hawkinga dla entropii czarnej dziury w odniesieniu do obszaru jej horyzontu. Więcej pedagogicznych i technicznych szczegółów dotyczących propozycji RT można znaleźć w [7,8].

W szczególnym przypadku trzech wymiarów, propozycja RT zakłada, że długość geodezycznej na płaszczyźnie hiperbolicznej oblicza entropię splątania odcinka A w (1+1)-wymiarowej, silnie-oddziałującej konforemnej teorii pola na brzegu przestrzeni AdS. Ta holograficzna formuła została zweryfikowana przez bezpośrednie porównanie z CFT w [9], a jej ogólne wyprowadzenie w AdS/CFT zostało podane przez Maldacenę i Lewkowycza w pracy [10] (pedagogiczny przegląd tych wyników można znaleźć w [11]).

Dla bardziej ogólnych, zależnych od czasu czasoprzestrzeni, formuła RT została uogólniona przez Hubeny, Rangamaniego i Takayanagiego w [10] na kowariantną formułę (w skrócie HRT), w której entropia splątania w czasie Lorentzowskim obliczana jest przez pole ekstremalnych powierzchni homologicznych do regionu A na brzegu. Podobnie jak jej statyczną wersję, HRT sprawdzano w różnych nietrywialnych obliczeniach w CFT, a zarys jej wyprowadzenia został przedstawiony w [13]. Również w moich pracach, w większości wyników w pierwszych pięciu artykułach dotyczących dynamiki splątania, testowaliśmy głównie receptę HRT i wykorzystaliśmy ją do uzyskania nowych, interesujących rezultatów dla holograficznych konforemnych teorii pola.

Aby sprawdzić poprawność RT i HRT, należy najpierw obliczyć entropie splątania w konforemnych teoriach pola. Generalnie, jest to bardzo nietrywialnym zadaniem, ponieważ, podobnie jak wiele wielkości w kwantowej informacji, nie są one obserwabkami w sensie QFT. Co więcej, trzeba również stawić czoła problemowi nieskończenie wymiarowych przestrzeni Hilberta w QFT. Ten drugi problem można standardowo obejść, wprowadzając obcięcie UV (z ang. “UV cutoff”) co pozwala na wyciągnięcie interesujących informacji z „niezrenormalizowanych wielkości” zależnych od wartości obciążenia UV. Z drugiej strony, problem pierwszy okazuje się być bardzo elegancko rozwiązywalny w dwuwymiarowych CFT [9].

Mianowicie, używając metody repliki, entropię splątania można obliczyć jako granicę $n \rightarrow 1$, entropii Renyiego $S_A^{(n)}$ zdefiniowanych jako:

$$S_A = \lim_{n \rightarrow 1} S_A^{(n)} = \lim_{n \rightarrow 1} \frac{1}{1-n} \text{Tr}(\rho_A^n). \quad (2)$$

Z kolei ślad n-tej potęgi zredukowanej macierzy gęstości można policzyć, używając całki po trajektoriach, jako funkcję podziału na n-arkuszowej geometrii Riemanna z cięciami odpowiadającymi przedziałowi A. Cięcia są sklejone w odpowiedni cykliczny sposób, tak aby wykonując całkowanie wokół ich punktów końcowych przechodzić z (n-1)-tego arkusza do n-tego arkusza (i potem z n-tego do pierwszego). Dodatkowo, ślad macierzy gęstości jest znormalizowany, dlatego musimy podzielić funkcję podziału przez n-tą potęgę funkcji podziału na pojedynczej kopii co w końcu prowadzi do wyniku:

$$\text{Tr}(\rho_A^n) = a_n \frac{Z_n}{(Z_1)^n}, \quad (3)$$

gdzie a_n to (nieuniwersalna) stała zależna od poszczególnej teorii. W serii ważnych i zarazem bardzo eleganckich prac, Cardy i Calabrese [7,14-18] wykazali, że stosunek (3) można równoważnie opisać dwupunktową funkcją korelacji operatorów “twist” w punktach końcowych obszaru A. Operatory twist mają uniwersalny wymiar konforemny wyrażony jedynie przez ładunek centralny c poszczególnej teorii konforemnej oraz numer repliki n jako:

$$h = \bar{h} = \frac{c}{24}(n - 1/n). \quad (4)$$

Ponieważ funkcje dwupunktowe są uniwersalnie ustalone w dwuwymiarowych CFT, wynik ten pozwolił na uzyskanie wielu ważnych rezultatów dla entropii pojedynczego odcinka, w tym dla CFT na okręgu oraz w skończonej temperaturze. W rzeczywistości były to pierwsze wyniki odtworzone przez holograficzną formułę RT. Ponadto dalsze badania wykazały, że w holograficznych CFT o dużym c i z rzadkim widmem operatorów niskoenergetycznych [19], korelatory wyższego rzędu operatorów twist powinny być zdominowane przez próżniowe bloki konforemne [20,21]. Pozwoliło to następnie na porównanie entropii splątania dla wielu odcinków z obliczeniami w holografii [22]. W pracach [A1-A4] zbadaliśmy ten analityczny układ dwuwymiarowych, holograficznych CFT i zdołaliśmy odtworzyć nasze entropie splątania używając HRT. Ponadto w pracy [A2] wykorzystaliśmy metodę repliki do obliczenia wzrostu entropii w racjonalnych CFT, gdzie wykorzystaliśmy znane wyniki dla funkcji korelacji operatorów “primary”.

Jak już wspomniałem, obecnie uważa się, że holograficzne CFT są wyjątkowe wśród tych, które opisują punkty krytyczne układów wielu ciał. Co ciekawe, wiele z ich uniwersalnych właściwości wynika z faktu, że ich stany kwantowe są dualne do geometrii AdS zawierających czarne dziury. W rzeczy samej, już od początku AdS/CFT wiadomo było, że stan termalny w CFT opisuje holograficzną geometrię czarnej dziury. Jednak dopiero „rewolucja” informacji kwantowej w AdS/CFT pozwoliła na zrozumienie tej relacji na tyle głęboko, że trzeba było opracować nowe narzędzia, które z kolei umożliwiły lepsze poznanie samych czarnych dziur. Poniżej opiszę dokładniej o jakie narzędzia i wyniki mi chodzi.

Po pierwsze, już w początkach holografii Maldacena zauważył związek pomiędzy szczególnym stanem splątaniem dwóch konforemnych teorii pola w skończonej temperaturze (tzw. Stan Thermofield-Double lub z skrócie TFD) a “wieczną” czarną dziurą [23], tzn. maksymalnym rozszerzeniem geometrii czarnej dziury, które składa się z dwóch asymptotycznych czasoprzestrzeni z metryką czarnej dziury połączonych tunelem czasoprzestrzennym (most Einsteina-Rosena; ER). W nowym świetle kwantowej informacji ta dwoistość uświadomiła nam, że w rzeczywistości to czyste splątanie kwantowe w stanach CFT odpowiada połączeniom pomiędzy rozłącznymi regionami czasoprzestrzeni AdS [24]. Ta obserwacja została nawet podniesiona do rangi hipotezy, że kwanty splątania w CFT zawsze prowadzą do powstania tuneli czasoprzestrzennych w holograficznych geometriach (nazwanej słynną hipotezą ER=EPR) [25].

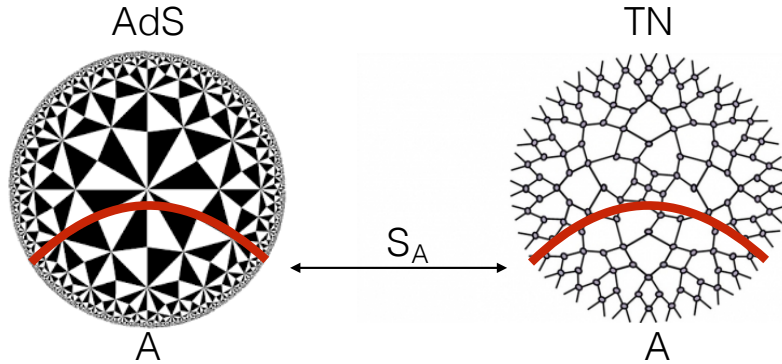
Na bardziej ilościowym poziomie, uniwersalne właściwości czarnych dziur w AdS, takie jak rozpraszanie wysokoenergetyczne w pobliżu ich horyzontów, dały początek nowym narzędziom w CFT, które posłużyły do wyraźnego rozróżnienia modeli holograficznych od bardziej pospolitych racjonalnych CFT. W [26-28] zaproponowano tak zwane termiczne korelatory z nieuporządkowanymi w czasie operatorami (OTOC) generalnych operatorów lokalnych W i V w CFT:

$$C_{\beta}(t) = \frac{\langle W(t)V W(t)V \rangle_{\beta}}{\langle VV \rangle_{\beta} \langle W(t)W(t) \rangle_{\beta}}, \quad (5)$$

jako nowe miary chaosu kwantowego teoriach pola. Ponadto dowiedziono, że w stanach termalnych modeli holograficznych dualnych do czarnych dziur w grawitacji Einsteina korelator ten powinien zanikać eksponencjalnie z czasem z maksymalnym współczynnikiem Lyapunowa równym $\lambda = 2\pi/\beta$. W pracy [A5] przeanalizowaliśmy te miary kwantowego chaosu z bardziej ogólnej perspektywy dwuwymiarowych CFT i uzyskaliśmy uniwersalny wynik dla ich zachowania dla późnych czasów wyrażony całkowicie przez modułarną macierz S danego CFT (wynik opisany poniżej).

Druga linia badań, którą aktywnie rozwijam, koncentruje się na pytaniu, w jaki sposób stany CFT mają w sobie zakodowaną holograficzną geometrię. Moim zdaniem najbardziej obiecującym krokiem w kierunku zrozumienia tego pytania jest tak zwana korespondencja AdS/Tensor Networks (w skrócie AdS/TN), którą teraz pokrótce opiszę.

Konkretne sieci tensorowe, które zapoczątkowały AdS/TN, zostały opracowane przez Vidala w pracy [29]. Mając na celu symulację wielociałowych systemów kwantowych, zaproponował on użyteczny algorytm aproksymacji stanów kwantowych krytycznych hamiltonianów (odpowiadających CFT w granicy ciągłej) przez sieć tensorową o nazwie MERA. Sieć ta zbudowana jest z podstawowego zestawu obiektów zwanych tensorami i jest optyimizowana (np. przez minimizację energii; wariacyjny ansatz) z uwzględnieniem struktury splątania kwantowego w danym stanie (dlatego też często nazywana jest “renormalizacją splątania”).



Rys. 1. **Sieci Tensorowe a holografia.**

Korespondencja między sieciami tensorowymi a przestrzenią Anti-de Sitter może być kluczem do zrozumienia mechanizmów stojących za hologafią i sposobu, w jaki stany kwantowe kodują geometrie holograficzne. W obu podejściach entropia splątania S_A podzbioru A fizycznych stopni swobody jest obliczana przez “geodezyjną”.

Po optyimizacji stan kwantowy jest reprezentowany przez geometryczną (dyskretną) sieć tensorów (MERA). Zaskakujące jest to, że ta optymalna sieć przypomina dyskretny wycinek czasoprzestrzeni Anti-de-Sitter, która jest holograficznie “dualna” do przybliżonego przez sieć tensorową stanu kwantowego (patrz Rysunek 1, po prawej).

Następna kluczowa obserwacja pochodzi z pracy Swingla [30], który zaproponował, że sama MERA może reprezentować wycinek czasowy czasoprzestrzeni Anti-de Sittera i może być traktowana jako „dyskretna wersja holografii” (ważniejsze wyniki to np. [31-36] i aktualne

przeeglądy dziedziny to np. [37,38]). Jednym z mocnych argumentów wspierających tezę Swingla było to, że dyskretna formuła RT czyli najkrótsza dyskretna linia w efektywnej geometrii sieci, rzeczywiście wyznacza górną granicę dla wartości entropii splątania podzbioru stopni swobody na brzegu. Ten interesujący pomysł i rozszerzenie go do holograficznych, silnie oddziałujących CFT było główną motywacją do moich prac nad optymalizacją całek po trajektoriach [A6-A7], które opiszę poniżej.

Wreszcie ostatnią wielkością, która odgrywa ważną rolę w moich pracach, jest złożoność obliczeniowa. W holografii, złożoność obliczeniowa pojawiła się również w związku z rozwojem AdS/TN, kiedy Hartman i Maldacena [39] przeanalizowali geometrię dualną do globalnego “quenczu”, wykorzystując stan TFD i jego ewolucję czasową. Podobnie jak w standardowych quenczach globalnych [17], entropia splątania wysyca się po pewnym czasie ewolucji proporcjonalnym do wielkości interwału, co z resztą zostało elegancko odtworzone z recepty HRT (patrz także [40,41] dla wcześniejszych badań dotyczących holograficznej termalizacji).

Niemniej jednak Susskind [42] zauważył, że nawet po czasie nasycenia most Einsteina-Rosena w geometrii dualnej nadal rośnie w czasie i wywnioskował iż znajomość samej entropia splątania może nie wystarczyć do pełnego określenia geometrii holograficznej. Zaproponował też, że wzrost ER powinien być związany ze złożonością obliczeniową stanu TFD (oszacowaną przez rozmiar sieci tensorów reprezentujących stan TFD w czasie t). Następnie wraz ze współpracownikami [43,44] zasugerował, jak można oszacować złożoność obliczeniową za pomocą konstrukcji grawitacyjnych, takich jak maksymalna objętość lub działanie grawitacyjne na części czasoprzestrzeni zwanej “Wheeler-DeWitt patch”. Oba pomysły wydawały się poprawne z punktu widzenia grawitacji, jednak pojęcie „złożoności obliczeniowej” w konforemnych teoriach pola było zupełnie niezbadane.

Jak omówię poniżej, na tym froncie zaproponowaliśmy pojęcie złożoności obliczeniowej całki po trajektoriach Feynmana jako ciągłej miary rozmiaru sieci tensorowej, która przygotowuje dany stan w CFT. Stało się to jednym z głównych kandydatów do miar złożoności obliczeniowej w CFT. Później geometryczne podejście Nielsena [45,46] do złożoności obwodu zostało zaadaptowane do rozwiązywalnego modelu swobodnego bozonu [47, 48] (sprężone oscylatory harmoniczne). W tej konstrukcji, po ustaleniu zestawu bramek kwantowych i wyboru kosztu ich zastosowania, interesują nas obwody kwantowe, które przygotowują stan docelowy (zwykle próżnię jakiegoś interesującego hamiltonianu lub innego stanu splątanego) zaczynając od prostego stanu odniesienia. Zbiór unitarnych operacji z bramkami, które mamy do dyspozycji, można traktować geometrycznie jako rozmaitość, na której różne ścieżki reprezentują różne obwody kwantowe. Następnie musimy zdecydować o fizycznym sposobie powiązania kosztu z każdym obwodem (tzn. Wybrać metrykę na tej rozmaitości transformacji unitarnych), abyśmy mogli oszacować złożoność stanu jako długość minimalnej geodezyjnej między stanem odniesienia a stanem docelowym.

Każdy z powyższych kroków jest raczej nietrywialny i wiąże się z niejednoznacznością, która wymaga fizycznego umotywowania, szczególnie w przypadku ciągłych kwantowych teorii pola. Niemniej jednak dla swobodnych systemów (tzw. Gaussowskich) istnieją pewne „naturalne” wybory dla tej konstrukcji (np. wybór operatorów położenia i pędu jako bramek lub reprezentacja obwodów kwantowych jako operacji na macierzy kowariancji) i program liczenia złożoności obliczeniowej stanów kwantowych jest możliwy do zrealizowania oraz

daje nietrywialne wyniki [47, 48]. Poniżej opiszę jak można np. użyć tych narzędzi do wyciągnięcia ciekawych informacji o uniwersalnym skalowaniu w quenczach kwantowych.

Ponadto istnieje też inny, naturalny dobór bramek w kwantowych teoriach pola bazujący na algebrze symetrii teorii [49]. W dwuwymiarowych CFT symetria ta jest to szczególnie duża i ograniczająca, ponieważ składa się z dwóch kopii nieskończenie-wymiarowej algebry Virasoro. Poniżej opiszę, w jaki sposób w pracy [A10] uogólniliśmy podejście Nielsena do CFT w dwóch wymiarach i rozważyliśmy możliwe wybory rozwiązania tych niejednoznaczności, które wskazały na dalsze powiązania złożoności z grawitacją.

Po tym krótkim wprowadzeniu omówię teraz bardziej szczegółowo każdą z tych dziesięciu prac.

Bardziej szczegółowy opis prac [A1-A10].

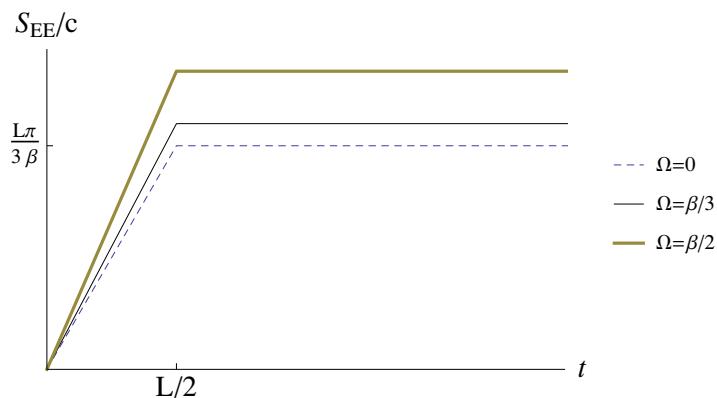
1. Praca: “Dynamical entanglement entropy with angular momentum and $U(1)$ charge”.

Tą pracą rozpocząłem analizę dynamiki kwantowej informacji w procesach kwantowych quency w CFT i holografii. W szczególności, w [A1] byliśmy zainteresowani termalizacją układu kwantowego w obecności dodatkowych globalnych lub lokalnych ładunków zachowanych. Ogólny paradygmat w tych procesach jest taki, że w obecności zachowanych ładunków stan równowagi końcowej jest reprezentowany przez naładowaną macierz gęstości zgodnie z tzw. uogólnionym rozkładem Gibbsa (patrz np. [50]). Różne przykłady tego zjawiska odkryto wcześniej analizując modele na sieci przy pomocy funkcji korelacji (patrz np. przegląd [51]), jednak nasza praca była pierwszą w CFT, która potwierdziła je za pomocą narzędzi z kwantowej informacji, takich jak entropia splątania.

Do otrzymania naszych wyników najpierw wprowadziliśmy pojęcie “entropii splątania z ładunkami” w CFT. Następnie przeanalizowaliśmy tą wielkość w stanie termicznym z temperaturą i momentem pędu, a także jego puryfikacji, czyli stanie TFD z ładunkiem zwracając szczególną uwagę na ewolucję w czasie. Po stronie grawitacji takie stany odpowiadają wirującej czasoprzestrzeni czarnej dziury BTZ i jej dwustronnemu rozszerzeniu, które rozwiązuje równania Einsteina z ujemną stałą kosmologiczną. W tej konfiguracji, używając map konforemnych, obliczyliśmy entropię splątania pojedynczego przedziału w dwuwymiarowych CFT oraz zależną od czasu entropię splątania między dwoma przedziałami w każdej kopii CFT w naładowanym stanie TFD. Odpowiednio, wyprowadziliśmy holograficzne entropie splątania przy użyciu recepty HRT i znaleźliśmy idealną zgodność pomiędzy tymi wynikami. Co ciekawe, szybkość produkcji splątania kwantowego, jak również plateau, do którego entropia się wysycala w protokole globalnego quency zależą od ładunku (patrz rys. 2).

Ponadto, aby lepiej zrozumieć entropię z ładunkiem, zbadaliśmy: holograficzną entropię splątania z ładunkiem $U(1)$ opisanym w grawitacji przez pole cechowania Cherna-Simonsa z grupą $U(1)$, układ QFT naładowanego masywnego pola skalarnego przy użyciu podejścia macierzy kowariancji [52,53] oraz pierwsze prawo entropii splątania [54] w obecności zachowanych ładunków. Wszystkie te oryginalne obliczenia ugruntowały nasze interesujące i nowe narzędzie, wrażliwe na symetrie systemu. Co więcej, w tamtym czasie motywacją do wprowadzenia entropii splątania z ładunkami wydawała się raczej czysto teoretyczna, ale z

czasem nasz pomysł nabrał rozpędu i pojawiły się kolejne ważne prace w holografii na ten temat [55-57]. Niedawno idea splątania kwantowego w obecności dodatkowych symetrii stała się również bardzo popularna w pracach w materii skondensowanej [58] a obliczenia uogólniające nasze wstępne wyniki znajdują coraz większe zastosowanie również w tym kontekście [59].



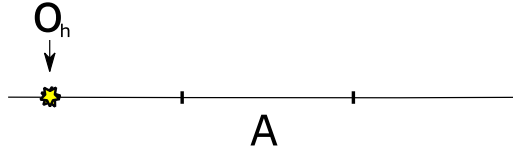
Rysunek 2. **Ewolucja entropii splątania z zachowanym ładunkiem w CFT i holografii.**

Rysunek przedstawia ewolucję entropii splątania dla przedziału wielkości L obliczoną w naładowanym stanie TFD z potencjałem chemicznym Ω w CFT z dużym c oraz w holografii. W obecności zachowanego ładunku entropia splątania rośnie szybciej i wysyca się do wartości termalnej zgodnie z uogólnionym rozkładem Gibbsa (Generalized Gibbs Ensemble).

Z perspektywy czasu, dzięki tej pracy zainteresowałem się informacją kwantową w kwantowych teoriach pola i AdS/CFT. Pomogła mi też w sformułowaniu precyzyjnego programu testowania teorii pola z perspektywy kwantowej informacji i rozprzestrzeniania się splątania kwantowego, nad którym pracowałem przez ostatnie lata. W szczególności po [A1] zacząłem się specjalizować w tematyce kwantowych quency w teoriach pola oraz informacji kwantowej w stanach wzbudzonych przy użyciu narzędzi z AdS/CFT.

2. Praca: “Entanglement of Local Operators in large N CFTs”.

Następną ważną konfiguracją do badania dynamiki informacji kwantowej w kwantowych teoriach pola i holografii są stany wzbudzone przez operatory lokalne. Jest to szczególnie przypadek tak zwanego lokalnego kwantowego quency [60], w którym zwykle interesuje nas dynamika kwantowej informacji mierzona przez entropię splątania w czasie rzeczywistym t . Dokładniej mówiąc, skupiając się na CFT, w pewnym początkowym momencie zaczynamy od dowolnego stanu kwantowego, a następnie działamy lokalnym operatorem w pewnej odległości przestrzennej od przedziału A , którego zredukowaną macierzą gęstości jesteśmy zainteresowani (patrz rys. 3). Ponieważ operator łamie symetrię translacji, ewolucja czasowa prowadzi do nietrywialnej zmiany struktury splątania pomiędzy A a jego dopełnieniem. Generalnie można się spodziewać, że wraz z upływem czasu energia lokalnego wzbudzenia rozchodzi się po układzie i zmienia entropię dopiero po dotarciu do przedziału A . Następnie, w zależności od właściwości hamiltonianu oraz struktury splątania stanu, we wzroście entropii możemy zauważyć różne charakterystyczne zachowania. Taki układ był po raz pierwszy rozważany w [61-63].



Rysunek 3. **Konfiguracja do obliczania entropii Renyiego stanów wzbudzonych przez operatory lokalne.** Operator O_h wzbudza stan w pewnej odległości od przedziału A. Następnie wykonujemy ewolucję w czasie i obliczamy ewolucję wzrostu entropii Renyiego odcinka A w czasie t .

W [A2] opracowaliśmy i zbadaliśmy tę konfigurację, koncentrując się na różnicach między ewolucją entropii Renyiego a entropiami splątania w holograficznych i nieholograficznych CFT w różnych wymiarach. Z technicznego punktu widzenia w CFT można obliczyć entropie Renyiego n -tego rzędu za pomocą metody repliki, używając funkcji podziału na geometriach n -arkuszowych lub jako korelator operatorów twist [14], ale teraz w obecności $2n$ operatorów wzbudzających nasz stan. W zależności od teorii konforemnej, korelatory te można obliczyć bezpośrednio (np. w swobodnych teoriach) lub uzyskać je w granicy dużych c za pomocą uniwersalnych bloków konforemnych. Z kolei po stronie grawitacyjnej, potrzebna jest konstrukcja rozwiązań zależnych od czasu, odpowiadających tym stanom wzbudzonym, i tych geometriach można potem obliczyć entropie splątania przy użyciu recepty HRT.

Przed naszą pracą badając powyższe konfiguracje stwierdzono, że w dwuwymiarowych racjonalnych CFT (RCFT) entropia wzrasta o stałą wartość równą logarytmowi wymiaru kwantowego operatora lokalnego [63]. Z drugiej strony, używając bloków konforemnych i argumentów z metody “bootstrap” odkryliśmy, że w przypadku silnie oddziałujących modeli holograficznych, produkcja splątania jest większa i entropia rośnie logarytmicznie z czasem. Co więcej, skonstruowaliśmy dualną geometrię w AdS/CFT, która reprezentuje nasz stan wzbudzony, biorąc pod uwagę reakcję wsteczną masywnej cząstki na czasoprzestrzeń AdS (patrz również [64] dla podobnej geometrii dla lokalnego quencza). Następnie, korzystając z recepty HRT, pokazaliśmy, że nasz wynik idealnie zgadza się z analizą dla CFT z dużym ładunkiem c . Ponadto wykonaliśmy nowatorskie obliczenia holograficzne $2n$ -punktowych korelatorów na replikowanej geometrii przy użyciu aproksymacji geodezyjnej w tle hiperbolicznej czarnej dziury z temperaturą związaną z indeksem repliki n . Obliczenia te potwierdziły również logarytmiczny wzrost entropii w reżimie holograficznym.

Wreszcie, udało nam się również powtórzyć nasz rachunek w swobodnej teorii $N=4$ SYM z grupą cechowania $SU(N)$ gdzie znaleźliśmy zupełnie inne zachowanie entropii Renyiego (z indeksem $n \geq 2$) i entropii splątania. Mianowicie, wzbudzenie stanu za pomocą operatora $\text{Tr}(Z^J)$, zbudowanego z macierzy $SU(N)$ Z , okazało się być postrzegane przez entropie Renyiego jako wzbudzenie stanu przez J splątanych par EPR, podczas gdy wzrost entropii splątania ($n = 1$) dał wynik zależny od N sugerując iż jest ona wrażliwa na wewnętrzne stopnie swobody wzbudzenia. Nasze wyniki były jednymi z pierwszych prac, które rozpoczęły badanie dynamiki lokalnie wzbudzonych stanów CFT z perspektywy informacji kwantowej, a następnie zostały rozszerzone na różne zmodyfikowane konfiguracje i rodziny wzbudzeń lub obliczenia z użyciem innych narzędzi informacji kwantowej. Dodatkowe uniwersalne wyniki uzyskano również w [65] i importując nowe odkrycia z metody bootstrap w CFT [66], argumentowano, że dla operatora ciężkiego (operatora o dużym wymiarze

konforemny) w holograficznych CFT można również znaleźć wysycanie entropii splątania zgodnie z hipotezą termalizacji stanu własnego (ETH) [67].

3. Praca: “Quantum Entanglement of Localized Excited States at Finite Temperature”.

W pracy [A3] uogólniliśmy nasze wyniki na lokalne i globalne stany wzbudzone w skończonej temperaturze w dwuwymiarowych CFT (patrz także praca równoległa [65]) i uzyskaliśmy nowe rezultaty dla ewolucji splątania w stanach termalnych wzbudzonych przez lokalne operatory pierwotne. Korzystając z transformacji konforemnych, byliśmy w stanie ponownie obliczyć entropie Renyiego i splątania, a także wzajemne informacje dla CFT z dużym c . W szczególności dla stanów wzbudzonych lokalnie potwierdziliśmy początkowy logarytmiczny wzrost entropii, jednak teraz, po czasach rzędu odwrotności temperatury, zaobserwowaliśmy uniwersalne wysycanie do logarytmu wartości gęstości entropii termodynamicznej.

Następnie przeanalizowaliśmy entropię splątania pojedynczego przedziału w stanach własnych Hamiltonianu przygotowanych przez całki po trajektoriach na dysku z operatorem pierwotnym po środku. Co ciekawe, dla ciężkich operatorów mogliśmy uzyskać bardzo ogólny wynik dla dowolnych CFT o dużym ładunku c i rzadkim widmem lekkich operatorów, w którym blok próżniowy daje dominujący wkład do funkcji 4-punktowych. W tym przypadku entropia splątania, obliczona przez 4-punktowe korelatory z dwoma silnymi wzbudzeniami i dwoma lekkimi operatorami twist [68] (w granicy $n \rightarrow 1$) formalnie przyjmuje postać standardowej entropii w skończonej temperaturze:

$$S_L = \frac{c}{6} \log \left(\frac{\beta_h}{\pi} \sinh \left(\frac{\pi L}{\beta_h} \right) \right), \quad T_h = \beta_h^{-1} = \sqrt{\frac{24h}{c} - 1}, \quad (6)$$

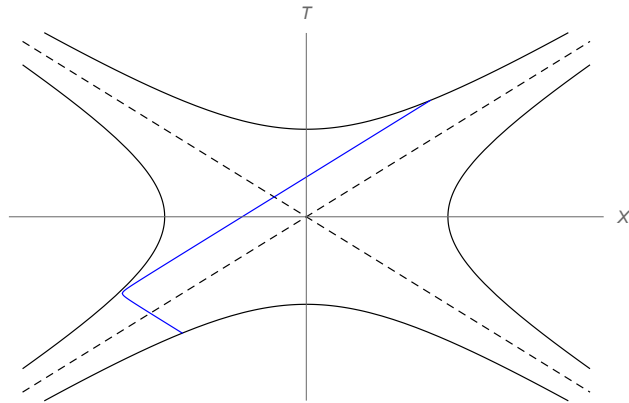
jednak z efektywną temperaturą T_h wyrażoną przez wymiar ciężkiego operatora h . Ten ważny wynik dobrze zgadza się z oczekiwaniami, że holograficzne CFT powinny generalnie odpowiadać chaotycznym Hamiltonianom, dla których spełniona jest hipoteza ETH [67]. Zwykle ETH jest formułowana w kategoriach korelatorów i innych lokalnych obserwabli, jednak nasz wynik podkreśla również fakt, że można ją równie dobrze definiować za pomocą narzędzi kwantowo informacyjnych.

Również z perspektywy holografii, lokalnie wzbudzone stany termiczne są niezwykle interesujące, ponieważ dualny obraz odpowiada masywnej cząstce w tle czarnej dziury w AdS. Cząstka wysyłana jest z brzegu w czasie $t=0$ w kierunku czarnej dziury a po czasie rzędu β dociera do obszaru horyzontu. W naszej pracy skonstruowaliśmy dokładnie taką geometrię, biorąc pod uwagę reakcję wsteczną od cząstki punktowej na metrykę BTZ. Ta nowa geometria pozwoliła nam obliczyć długość ekstremalnych geodezyjnych w czasie t i zweryfikować wynik z obliczeń CFT. Nasze rozwiązania grawitacyjne można modelować w różnych granicach za pomocą metryk fal uderzeniowych, jednak są ono bardziej ogólne i równie ważne dla przypadku wzbudzenia przez operatory w dowolnym miejscu i czasie. Z czasem nasza praca została uogólniona na interesujące konfiguracje w AdS3/CFT2 [69-71] i nadal jest często wykorzystywana w ostatnich rezultatach dotyczących nisko wymiarowej holografii z modelem SYK, jak również w obliczeniach tzw. “wysp” [72,73].

4. Praca: “Scrambling time from local perturbations of the eternal BTZ black hole”.

Praca [A4] była ostatecznym zastosowaniem technik, które opracowaliśmy w [A2,A3] do obliczenia ewolucji informacji wzajemnej po wzbudzeniu lokalnym. Dokładniej, Shenker i Stanford [74] argumentowali, że ze względu na swój chaotyczny charakter czarne dziury mieszają informacje w najszybszy możliwy sposób w przyrodzie. Za pomocą holografii wykazali, że kiedy zaburzamy wieczną czarną dziurę przez lokalne wzbudzenie, wówczas wzajemna informacja między dwoma przedziałami A i B po każdej stronie zniknie po tak zwanym czasie mieszania proporcjonalnym do logarytmu entropii czarnej dziury (tj. przykład efektu motyla). Ich analiza została wykonana przy użyciu holografii i wsparta chaotycznym modelem qubitowym, dlatego bardzo ważne było zweryfikowanie, w jakim stopniu ich twierdzenie jest prawdziwe w holograficznych CFT. Na szczęście narzędzia, które opracowaliśmy do badania wzbudzeń lokalnych operatorów, zarówno w CFT, jak i grawitacji, okazały się doskonale dostosowane do wykonywania takich właśnie obliczeń.

W CFT w dwóch wymiarach rozważyliśmy ewolucję w czasie stanu TDF, odpowiadającego maksymalnie splątanemu stanowi dwóch CFT, wzbudzonego przez lokalnego operatora pierwotnego w pewnym czasie t_ω w przeszłości działającego tylko w jednym z CFT. Stan TFD jest holograficznie dualny do czarnej czarnej dziury BTZ (z dwoma asymptotycznymi granicami), a wzbudzenie odpowiada masywnej cząstce punktowej wysłanej z brzegu (po lewej na Rys. 4). Geometrię dualną do stanu wzbudzonego uzyskuje się, biorąc pod uwagę reakcję wsteczną od cząstki czyli rozwiązując równania Einsteina ze źródłem punktowym zlokalizowanym na trajektorii cząstki (podobne rozwiązania znaleziono w [75] i zastosowano w [63]).



Rysunek 4. **Geometria użyta do wyliczenia czasu mieszania z AdS/CFT .**

Dualna metryka stanu TDF lokalnie wzbudzonego przez operatora pierwotnego w czasie t_ω w lewej kopii CFT. Właściwą metrykę uzyskuje się, biorąc pod uwagę reakcję wsteczną od cząstki (na niebiesko) na metrykę Kruskala. W AdS3 można to zrobić analitycznie używając odpowiednich map konforemnych.

Głównym przedmiotem naszych zainteresowań była w tej pracy wzajemna informacja między dwoma przedziałami przestrzennymi A i B odpowiednio na lewym i prawym brzegu tej metryki, obliczona w tym lokalnie wzbudzonym stanie. W CFT to obliczenie wymaga znajomości 6-punktowego korelatora 4 (lekkich) operatorów twist i 2 ciężkich operatorów pierwotnych. W granicy dużego c i zakładając dominację bloku konforemnego próżni oszacowaliśmy tenże korelator i obliczyliśmy zależności wzajemnej informacji jako funkcji t_ω . Rzeczywiście potwierdziliśmy, że znika ona dla wartości „czasu mieszania” podawanego ogólnie przez:

$$t_\omega^* = f(L, \beta) + \frac{\beta}{2\pi} \log \left(\frac{\pi S}{4E} \right), \quad (7)$$

gdzie funkcja f zawiera szczegóły geometryczne przedziałów A i B (L to długość interwału), β jest odwrotną temperaturą stanu, E jest energią wzbudzenia, a wreszcie S reprezentuje gęstość entropii pierwotnego układu proporcjonalną do c/β .

Z kolei po stronie grawitacyjnej, udało nam się rozwiązać równania Einsteina analitycznie i jednoznacznie znaleźć długości geodezyjnych potrzebne do obliczenia entropii splątania i informacji wzajemnych w sposób holograficzny przy użyciu recepty HRT. Nasze wyniki wykazały doskonałą zgodność z obliczeniem czasu mieszania w CFT przy dużym c . Było to bardzo ważne i skomplikowane sprawdzenie nie tylko holograficznej recepty HRT, ale także argumentów stojących za chaotyczną naturą i mieszaniem czarnych dziur z perspektywy dualnych konforemnych teorii pola. Nasze prace były również częścią ważnych osiągnięć, które doprowadziły do odkrycia nowych holograficznych miar chaosu kwantowego w CFT, które teraz opiszę.

5. Praca: “Out-of-time-ordered correlators and purity in rational conformal field theories.”

Badania czarnych dziur, w tym ich czasu mieszania i efektu motyla, a także ewolucja wzajemnej informacji doprowadziły do paradygmatu, że czarne dziury mogą być najszybszymi obiektami w przyrodzie jeśli chodzi o przetwarzanie kwantowej informacji [76]. Mówiąc dokładniej, holograficzne CFT, które je opisują, powinny wykazywać silne właściwości kwantowo chaotyczne. Dało to podstawę do nowej propozycji diagnozowania chaosu kwantowego w QFT przez funkcje korelacji operatorów nieuporządkowanych w czasie (OTOC) [24-26]. Jak w każdym QFT, korelatory Lorentzowskie można uzyskać z korelatorów Euklidesowych poprzez kontynuację analityczną, która uwzględnia uporządkowanie operatorów w czasie Lorentzowskim. Kolejność, która jest istotna dla OTOC, można interpretować jako obliczenie amplitudy prawdopodobieństwa ewolucji ze stanu termicznego z operatorami wstawionymi w początkowym czasie $t = 0$ i późniejszym czasie t do stanu o odwrotnej kolejności wstawień. To nieuporządkowanie jest bardziej naturalne z punktu widzenia stanu TFD z dwiema parami operatorów w różnym czasie po każdej stronie. Grawitacyjnie takie czteropunktowe funkcje obliczają wysokoenergetyczne rozpraszanie wzbudzeń w pobliżu horyzontu czarnej dziury i na podstawie uniwersalnych wyników dla tego procesu, przypuszczano, że OTOC w stanach CFT dualnych do czarnych dziur zanikają z maksymalnym wykładnikiem Lyapunowa $\lambda=2\pi/\beta$ [28] (patrz także [77]).

W [A5], aby lepiej zrozumieć te narzędzia do wykrywania chaosu kwantowego, chcieliśmy zbadać różnicę w ich ewolucji w modelach chaotycznych i całkowalnych oraz do jakich informacji o CFT mają one dostęp. Co ciekawe, uważnie analizując analityczną kontynuację od korelatorów Euklidesowych do Lorentzowskich pokazaliśmy, że OTOC wymuszają zastosowanie transformacji monodromii na blokach konforemnych, w których rozwijane są czteropunktowe korelatory. To pozwoliło nam przedstawić elegancki dowód na wartość OTOC w dowolnych RCFT (nie chaotycznych) w dwóch wymiarach (więcej wyników w można też znaleźć w [78,79]). Okazuje się, że w RCFT korelatory OTOC: $C_{ij}^\beta(t)$ dla dwóch operatorów O_i i O_j zbiegają do stałej wartości zadanej przez macierz modularną S danego modelu (tzw. stała monodromii)

$$C^\beta(t)_{ij} \rightarrow \frac{1}{d_i d_j} \frac{S_{ij}^*}{S_{00}}, \quad (8)$$

gdzie d_i 's są wymiarami kwantowymi dwóch par operatorów używanych w OTOC a S_{ij}^* jest sprzężeniem zespolonym modularnej macierzy S w CFT. Potwierdziliśmy ten ważny wynik za pomocą znanych korelatorów w modelu WZW z grupą $SU(N)$ oraz innych RCFT. Dodatkowo, jednoznaczne obliczenia w teoriach zwartych bozonów również potwierdziły naszą formułę. Co ciekawe, z perspektywy trójwymiarowej teorii Cherna-Simonsa, która jest ściśle związana z dwuwymiarowymi blokami konforemnymi [80], stała (8) opisuje wartość oczekiwaną dla pętli Wilsona na węźle Hopfa obliczającym wielomiany Jones'a [80,81]. Sugeruje to zatem, że nawet w RCFT funkcje OTOC są wrażliwe na bardzo złożone informacje o danym modelu. Pomysły te są obecnie nadal rozwijane w kontekście złożoności obliczeniowej operatorów w CFT. Ponadto porównaliśmy różnice w ewolucji czystości (druga entropia Renyiego) badanej w [A2] i OTOCs. Odkryliśmy, że podczas gdy w niektórych całkowalnych modelach RCFT, w granicy dużego N , czystość rośnie logarytmicznie w czasie, podobnie jak w modelach holograficznych i chaotycznych, OTOCs nadal zbiegają do naszych stałych monodromii potwierdzając, że model pozostaje całkowalny. Ta interesująca obserwacja podkreśla fakt, że aby dokonać wyraźnego rozróżnienia pomiędzy teoriami holograficznymi i nieholograficznymi, tylko jedno narzędzie może nie być wystarczające.

6. Praca: “Anti-de-Sitter space from Optimization of Path-Integrals in CFTs”.

W tej pracy zainicjowaliśmy program wyodrębniania geometrii holograficznych ze stanów CFT za pomocą całek po trajektoriach. Główny pomysł na naszą konstrukcję zrodził się z sieci tensorowych [82,83], w których zaczynamy od określonej reprezentacji stanu kwantowego (funkcja falowa), a następnie poprzez procedurę “course-graining” (tzw. TNR opisany w [83]) otrzymujemy optymalną sieć tensorową w formie dyskretnej geometrii. Oczywiście w przypadku holograficznych, silnie-oddziałujących CFT procedura taka musi być wdrażana bezpośrednio w granicy ciągłej i przy użyciu uniwersalnych narzędzi (patrz np. cMERA [84]).

Naszym punktem wyjścia była reprezentacja stanu kwantowego (np. próżni) w QFT przez całkę po trajektoriach Feynmana na płaszczyźnie Euklidesowej z określonym warunkiem brzegowym. W rzeczywistości w QFT funkcja falowa jest funkcjonałem tego warunku brzegowego. Następnie zaproponowaliśmy “przybliżenie” płaskiej metryki na płaszczyźnie Euklidesowej bardziej ogólną zakrzywioną metryką, zachowującą niezmienny warunek brzegowy. Ten krok przedstawiony na Rys. 5. od lewej do środka. Następnie, aby naśladować procedurę optyimizacji TNR, zdefiniowaliśmy działanie „złożoności obliczeniowej całki po trajektoriach” jako logarytm stosunku dwóch funkcji falowych (zakrzywionej do płaskiej). To działanie jest funkcjonałem metryki tła (np. W 2D CFT jest to słynne działanie Liouville'a) a sama optyimizacja wybiera metrykę jako tę, która minimalizuje naszą złożoność obliczeniową całki po trajektoriach. Przetestowaliśmy tę procedurę na wielu przykładach w CFT i stwierdziliśmy, że nasze optymalne metryki są zawsze hiperboliczne. Dzięki temu procedura optyimizacji całki po trajektoriach stała się ciągłym odpowiednikiem obserwacji AdS/TN dla bardziej generalnych jak również silnie-oddziałujących CFT.

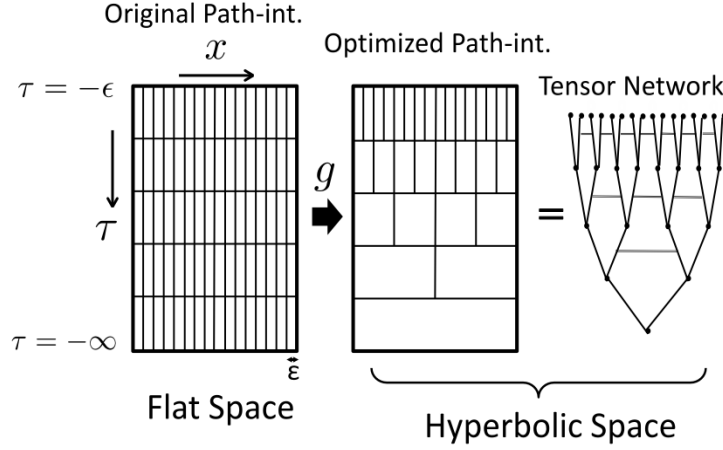


Figure 5. **Optymalizacja całek po trajektoriach dla próżni.**

Oryginalna całka po trajektoriach na płaskiej przestrzeni zostaje zastąpiona całką na zakrzywionej geometrii wybraną przez zminimalizowanie funkcjonału złożoności obliczeniowej całki. Optymalne metryki to hiperboliczne geometrie realizujące ciągłą wersję obserwacji AdS/TN.

Mówiąc dokładniej, w [A6] zaczęliśmy od analizy dwuwymiarowych konforemnych teorii pola, w których wszystkie metryki na płaszczyźnie Euklidesowej można zapisać w postaci konforemnie płaskiej w czynnikiem Weyla ϕ :

$$ds^2 = e^{2\phi(\tau,x)}(d\tau^2 + dx^2). \quad (9)$$

Z definicji działanie CFT jest niezmiennie ze względu na przeskalowania Weyla, jednak miara całki po trajektoriach jest anomalna i transformuje się przez wykładnikiem działania Liouville'a [85], który zatem staje się naszą złożonością obliczeniową całek po trajektoriach w dwuwymiarowych CFT:

$$S_L[\phi] = \frac{c}{24\pi} \int dx \int d\tau ((\partial_\tau \phi)^2 + (\partial_x \phi)^2 + e^{2\phi}) \quad (10)$$

Tak zdefiniowana złożoność obliczeniowa całek po trajektoriach jest uniwersalna dla wszystkich dwuwymiarowych CFT z ładunkiem centralnym c (przed działaniem). Następnie procedura optymalizacji dla stanu próżni odpowiada rozwiązywaniu równania Liouville'a na półpłaszczyźnie z takim warunkiem brzegowym aby odcięcie UV zostało niezmiennie na brzegu $\tau = 0$. Prawidłowe rozwiązanie z odpowiednim warunkiem brzegowym jest podane przez metrykę na płaszczyźnie hiperbolicznej, która ma stałą, ujemną krzywiznę. Stosując naszą procedurę do stanów TFD a także próżni i stanów pierwotnych w CFT na okręgu, stwierdziliśmy, że optymalne metryki dla całek po trajektoriach przygotowujących te stany są zawsze hiperboliczne. Ponadto zinterpretowaliśmy je jako pod-płaszczyzny dualnych geometrii w AdS.

Nasza praca zapoczątkowała wiele ciekawych odkryć i nowych wyników w AdS/CFT (np. [86-92]), a ostatnio zaproponowaliśmy i rozwijamy grawitacyjną procedurę, która dokładnie odtwarza nasze metryki z CFT przy użyciu funkcji falowych Hartle-Hawkinga [93,94].

7. Praca: “Liouville Action as Path-Integral Complexity: From Continuous Tensor Networks to AdS/CFT”.

W tej pracy kontynuowaliśmy badanie działania Liouville jako złożoności obliczeniowej i uogólniliśmy je na wyżej wymiarowe CFT. Po pierwsze, zinterpretowaliśmy minimalną wartość działania Liouville'a na poszczególnych rozwiązaniach jako względną miarę złożoności obliczeniowej (patrz np. przegląd w [95]) sieci tensorowych w postaci całki po trajektoriach. Interpretacja ta wynika to z faktu, że działanie Liouville'a zależy naturalnie od dwóch metryk, referencyjnej (którą przyjęliśmy płaską w równaniu (10)) oraz drugiej powiązanej przez czynnik Weyla (9). Ponadto przesunięcie współczynnika Weyla z jednoczesnym przeskalowaniem metryki odniesienia, jest symetrią dwuwymiarowych geometrii. Jednak działanie Liouville'a nie jest niezmiennicze względem tej procedury. Aby to naprawić należy odjąć objętość metryki odniesienia i tym samym zdefiniować „ulepszone” działanie $I[g_1, g_2]$ względnej złożoności obliczeniowej całek to trajektoriach. Co ciekawe, to ulepszone działanie spełnia tzw. warunki ko-cykliczne:

$$I[g_1, g_2] = -I[g_2, g_1], \quad I[g_1, g_2] + I[g_2, g_3] = I[g_1, g_3]. \quad (11)$$

Z pierwszego równania jasno wynika, że w przeciwieństwie do kwantowych miar złożoności obliczeniowych opartych na odległości, nasze działanie może być ujemne. Ta właściwość jest naturalna z naszej motywowanej przez sieci tensorowe definicji, która zlicza względną liczbę tensorów pomiędzy dwiema ciągłymi sieciami tensorowymi: g_1 i g_2 .

W drugiej części pracy [A7] zaproponowaliśmy uogólnienie naszego działania względnej złożoności obliczeniowej na wyższe wymiary. Kierowaliśmy się między innymi: powyższymi właściwościami (11), faktem iż rozwiązania z optymalizacji powinny odpowiadać podpłaszczyznom o stałej negatywnej krzywiznie w geometriach AdS w wyższych wymiarach, zgodnością a wynikami holograficznymi, takimi jak entropia splątania dla obszarów sferycznych i w końcu redukcja do działania Liouville'a dla $d = 2$. Działanie spełniające wszystkie te ograniczenia, jest zadane przez:

$$I[\phi, \hat{g}] = N \int d^d x \sqrt{\hat{g}} e^{d\phi} \left(e^{-2\phi} \partial_a \phi \partial^a \phi + \frac{\hat{R}}{(d-1)(d-2)} e^{-2\phi} + \mu \right) \quad (12)$$

i oblicza względną złożoność pomiędzy metryką referencyjną \hat{g} a jej przeskalowaną postacią Weyla (9). W wyższych wymiarach jest to tylko podzbiór metryk, niemniej jednak po przeanalizowaniu różnych rozwiązań optymalizacji całek po trajektoriach z tym działaniem z naszym warunkiem brzegowym potwierdziliśmy, że wszystkie mają stałą ujemną krzywiznę (geometrie hiperboliczne). Czynnik przed całką został ustalony i powiązany ze stałą Newtona $N \sim (d-1)/16\pi G$ przez dopasowanie z wynikami dla entropii splątania, a współczynnik potencjału μ , związany z obcięciem UV, może być zaabsorbowany przez stałe przesunięcie pola Liouville. Wreszcie granicę $d \rightarrow 2$ należy wyciągnąć na poziomie różnicy ulepszonych działań $I[\phi, \hat{g}] - I[0, \hat{g}]$ w wyniku czego otrzymujemy $S_L[\phi, \hat{g}] - S_L[0, \hat{g}]$.

Dodatkowo policzyliśmy wartość działania $I[\phi, \hat{g}]$ dla naszych przykładów i znaleźliśmy uniwersalne skalowanie z objętością przestrzenną CFT. W pracy [86], Czech argumentował też, że różne człony naszego działania złożoności mogą być naturalnie zinterpretowane z perspektywy sieci tensorowych typu MERA, gdzie wyraz objętości zlicza liczbę kwantowych bramek (tensorów) unitarnych, a wyraz kinetyczny bramek izometrii. Nasz wynik stał się

pierwszą definicją złożoności obliczeniowej w CFT mającą zastosowanie do również do holograficznych CFT.

Pomimo tych ciekawych właściwości, działanie w wyższych wymiarach (12) do niedawna pozostawało tylko przypuszczeniem, jednak ostatnio [92,93] znaleźliśmy bardzo mocne dowody na poprawność $I[\phi, \hat{g}]$ odtwarzając je w granicy UV z działania grawitacyjnego, które oblicza półklasyczne funkcje falowe Hartle-Hawkinga w przestrzeni AdS.

8. Praca: “Holographic Entanglement of Purification from Conformal Field Theories”

Ta praca była końcowym zastosowaniem naszej optymalizacji do obliczenia entropii splątania puryfikacji w AdS/CFT. W [96] autorzy zaproponowali nową relację pomiędzy minimalną powierzchnią przekroju poprzecznego “entanglement wedge” E_W (patrz także [97,98] dla innych propozycji dotyczących tego przekroju do obliczeń CFT) w AdS a kwantowo-informacyjną miarą splątania dla stanów mieszanych zwaną entropią splątania puryfikacji (w skrócie EoP) [99]:

$$E_W(\rho_{AB}) = \frac{\mathcal{A}(\Sigma_{AB}^{min})}{4G_N} \leftrightarrow E_P(\rho_{AB}) = \min_{|\Psi_{A\bar{A}B\bar{B}}\rangle} [S_{A\bar{A}}]. \quad (13)$$

W powyższym wzorze macierz gęstości ρ_{AB} dwóch obszarów A i B jest obliczana z ogólnej funkcji falowej $\Psi_{A\bar{A}B\bar{B}}$. Splątanie oczyszczenia jest następnie obliczane jako entropia splątania A i jego dopełnienia \bar{A} zminimalizowana po wszystkich możliwych puryfikacjach, które prowadzą do macierzy ρ_{AB} . Natomiast od strony grawitacji macierz gęstości jest opisana przez “entanglement wedge”, którego przekrój poprzeczny Σ_{AB} ma powierzchnię $\mathcal{A}(\Sigma_{AB})$.

Powyższą relację zaproponowano w oparciu o różne nietrywialne własności EoP, które okazały się być spełnione również przez pole powierzchni przekroju poprzecznego E_W entanglement wedge w grawitacji [96]. Jednak przed naszą pracą nie było jednoznacznego wyniku w CFT, który mógłby poprzeć tą interesującą relację. Główna trudność w obliczaniu EoP w CFT wynika z jej matematycznie eleganckiej i formalnej definicji wymagającej minimalizacji po „wszystkich” puryfikacjach. Taki proces oczywiście nie może być poprawnie zdefiniowany w ciągłych i oddziałujących teoriach pól kwantowych. Z drugiej strony, wielkość po stronie grawitacji z powierzchnią minimalnego przekroju entanglement wedge jest dobrze zdefiniowana i łatwa do uzyskania, zapewniając jednoznaczny wynik do testowania prawidłowego odpowiednika z CFT.

Naszym nowym pomysłem w tej pracy było skupienie się na klasie “geometrycznych puryfikacji” odpowiadających przeskalowaniu Weyla podstawowej metryki w CFT. Ze względu na konstrukcję te puryfikacje mają minimalną złożoność obliczeniową całki po trajektoriach, a obliczenie EoP sprowadza się do obliczenia entropii splątania w dwuwymiarowej CFT na geometriach hiperbolicznych. Stosując standardowe techniki CFT w przestrzeni hiperbolicznej, obliczyliśmy EoP w tej klasie puryfikacji i sprawdziliśmy, że idealnie pasuje do wyniku z grawitacji. Było to pierwsze obliczenie EoP w kwantowej teorii pola, a nasz wynik został niedawno odtworzony z obliczeń numerycznych w swobodnym układzie Gaussowskim sprzężonych oscylatorów harmonicznym [100,101] (swobodne pole bozonowe, które w granicy bezmasowej odtwarza naszą odpowiedź z CFT). Praca ta była również jednym z pierwszych ważnych zastosowań optymalizacji całek po trajektoriach i ugruntowała jej status użytecznego narzędzia do badania układów wielu ciał.

9. Praca: “Complexity as a novel probe of quantum quenches: universal scalings and purifications”.

Podobnie jak w historii rozwoju entropii splątania w układach wielu-ciał [102,103], w badaniach nad złożonością obliczeniową naturalnym było rozpoczęcie od dokładnie rozwiązywalnych, swobodnych układów Gaussowskich [47]. Nawet w tych prostych modelach istnieje wiele możliwych podejść do złożoności obliczeniowej. Niemniej jednak, jak już wspomniałem we wstępie, geometryczna definicja złożoności obwodów opracowana przez Nielsena z użyciem długości geodezyjnej w rozmaitości transformacji unitarnych wyróżnia się jako potencjalnie przydatne narzędzie w ciągłych teoriach pola [45,46]. Rzeczywiście, wstępne wyniki [47,48], które zastosowały ją do obliczenia złożoności stanu próżni, wykazały rozsądne zachowanie i uniwersalne skalowanie wraz z objętością systemu. W pracy [A9] postanowiliśmy zastosować to nowe narzędzie w kontekście kwantowych quenczy i sprawdzić, czy jest ono wrażliwe na fizykę tych procesów nierównowagowych, wcześniej badaną jedynie za pomocą funkcji korelacji [104] i miar splątania [105].

Układ, który rozważaliśmy w [A9], jest określony przez łańcuch harmoniczny z masą zależną od czasu w następujący sposób:

$$H(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N (\Pi_n^2 + (\phi_{n+1} - \phi_n)^2 + m^2(t)\phi_n^2). \quad (14)$$

Funkcja masy została dobrana w taki sposób, że we wczesnych czasach ($t \rightarrow -\infty$) jest stała, następnie przechodzi przez bezmasowy “punkt krytyczny” w $t = 0$ z parametrem prędkości δt (tzw. „szybkość kwantowego quenczu”) i powraca do swojej wartości początkowej w późnych czasach ($t \rightarrow \infty$). Ogólny wybór profilu opisanego powyżej, który zastosowaliśmy, jest wyrażony przez funkcje hiperboliczne (patrz np. równanie (5) w [A9]). Najbardziej interesującymi pytaniami w procesie quenczu są: jak wielkości fizyczne ewoluują w czasie podczas tego procesu i jak zależą od szybkości δt . Często, w zależności od prędkości, udaje się opisać fizykę tej ewolucji nierównowagowej za pomocą argumentów skalowania z najsłynniejszym przykładem Kibbla-Żurka [106,107] dla „powolnego quenczu”, a także dla niedawno-odkrytych skalowań uniwersalnych w szybkich quenczach [108].

W naszej pracy interesowała nas złożoność obliczeniowa obwodu pomiędzy stanem odniesienia odpowiadającym stanowi podstawowemu wczesnego Hamiltonianu a stanem docelowym opisanym funkcją falową Hamiltonianu w czasie t . Podobnie jak w poprzednich pracach, obwody definiowaliśmy używając bramek położenia i pędu lub, równoważnie, opisywaliśmy je w kategoriach przekształceń macierzy kowariancji dla tego układu Gaussowskiego. Okazało się, że algebra wystarczającego zbioru naszych bramek unitarnych odpowiada geometrii Nielsena w postaci przestrzeni hiperbolicznej \mathbb{H}_2 , oddzielnie dla każdego modu pędu, a naszym zadaniem było znalezienie minimalnej geodezyjnej w tej geometrii w czasie t . Po rozwiązaniu tego problemu zastosowaliśmy funkcję kosztu podaną przez normę L_2 , zsumowaliśmy (i uregulowaliśmy) wkłady z każdego modu do złożoności obliczeniowej i zbadaliśmy jej zależność od szybkości δt .

Następnie przeanalizowaliśmy złożoność z punktu widzenia jej uniwersalności i potwierdziliśmy, że jest ona również wrażliwa na te skalowania, tj. wykazuje poszczególne skalowania w zależności od szybkości quencza, a zatem może być używana jako nowatorskie narzędzie w badaniu kwantowych quenczy. Na przykład sprawdziliśmy, że w punkcie

krytycznym skaluje się liniowo wraz z parametrem szybkości quencza (patrz Rys. 6). Podobne wyniki potwierdzono w [109,110], a złożoność obliczeniowa jest obecnie często wykorzystywana jako interesujący parametr w fizyce nierównowagowej [111].

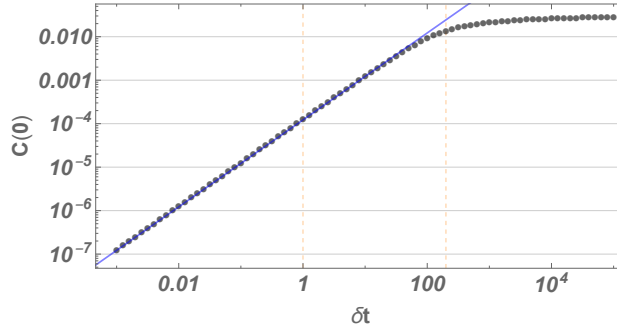


Figure 6. **Skalowanie złożoności obliczeniowej z szybkością quencza.**

Rysunek przedstawia logarytmiczny wykres złożoności obliczeniowej modelu (14) w (1+1)d, w punkcie krytycznym $t=0$ w funkcji szybkości. Linia prosta przedstawia skalowanie liniowe dla szybkiego quencza.

10. Praca: “Quantum Computation as Gravity”.

Na koniec podsumuję [A10], gdzie, opierając się na intuicji ze złożoności obliczeniowej dla całek po trajektoriach, a także geometrycznego podejścia do złożoności Nielsena, zaproponowaliśmy, jak sformułować i obliczyć złożoność obwodów kwantowych w konformnych teoriach pola. Zaczęliśmy od CFT w dwóch wymiarach, które cieszą się dużym, uniwersalnym „sektorem symetrii” zarządzanym przez dwie kopie nieskończonej wymiarowej algebry Virasoro generowanej przez mody składowych chiralnych i antychiralnych tensora energii-pędu: T i \bar{T} . W tej konfiguracji zdefiniowaliśmy „obwody Virasoro” zbudowane z tensora energii-pędu. Dokładniej, nasze obwody symetrii mają postać [A10]

$$U(\tau) = P \exp \left(\int_0^\tau d\tau' (Q(\tau') + \bar{Q}(\tau')) \right), \quad Q(\tau) = \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{2\pi} \epsilon(\tau, \sigma) T(\sigma), \quad (15)$$

gdzie P oznacza uporządkowanie operatorów, T to tensor energii-pędu dwuwymiarowych CFT wyrażony przez generatory algebry Virasoro L_n i podobnie dla \bar{T} . Obwody te przenoszą nas z pewnego zadanego stanu odniesienia (np. próżni lub innego stanu własnego Hamiltonianu) do dowolnych potomków (z ang. “descendants”) Virasoro. Podejście geometryczne Nielsena dla tych obwodów zostaje naturalnie wdrożone poprzez zdefiniowanie złożoności obwodu jako długość minimalnej geodezyjnej na grupie Virasoro (nieskończonej wymiarowej). Na początku może się wydawać, że ta konfiguracja jest zbyt prosta, ale w rzeczywistości w holograficznych modelach punkty na tych „orbitach” można przedstawić przez dualne geometrie (metryki Banadosa [112]), które są ustalane przez wartości oczekiwane operatorów T i \bar{T} . Oczywiście ten uniwersalny sektor symetrii można naturalnie rozszerzyć tak, aby obejmował (nie uniwersalne) operatory pierwotne w brankach Q zamiast T .

To nie jedyne połączenie z grawitacją, jakie zaobserwowaliśmy w naszej konfiguracji. Mianowicie, w ujęciu Nielsena, długość geodezyjnej wyraźnie zależy od funkcji kosztu (od

metryki na przestrzeni operacji unitarnych). W [49] Magan argumentował, że w CFT naturalne jest definiowanie ich używając funkcji korelacji bramek chwilowych Q . Co ciekawe, pokazaliśmy, że w granicy dużego c te różne normy są równoważne z dokładnością do poprawek $1/c$ i działanie, które wyłania się z definicji złożoności geometrycznej, jest podane przez słynne działanie dwuwymiarowej grawitacji Polyakowa [85] lub, bardziej matematycznie, działanie geometryczne na współsprzężonych orbitach grupy Virasoro [113]. Ta obserwacja stoi za tytułem i naszym głównym twierdzeniem, że w CFT istnieją funkcje kosztów, które w naturalny sposób prowadzą do działań grawitacyjnych charakteryzujących złożoność obliczeniową obwodów kwantowych. Jak się okazało, ta własność jest uniwersalna w wielu uogólnieniach naszej analizy, w tym przy rozszerzonych symetriach w dwóch wymiarach [114] jak też i w obwodach złożonych z generatorów globalnych symetrii konforemnych w wyżej-wymiarowych CFT [115].

Ponadto zbadaliśmy alternatywne możliwości definiowania funkcji złożoności w naszej konfiguracji w dwu-wymiarowych CFT, włączając funkcje kosztu z funkcjami 2-punktowymi (np. metryka Fubini-Study), a także bardziej matematyczne podejścia oparte na równaniach Eulera-Arnolda dla grupy Virasoro. Opierając się na skalowaniu z dużym ładunkiem c , a także ewolucji czasowej, argumentowaliśmy, iż niektóre funkcje kosztów są mniej naturalne (np. podwiodące w rzędzie $1/c$) z punktu widzenia holografii, ale mimo to same w sobie są bardzo interesujące w tym całkowicie nowym kierunku badań. Ponieważ nasza praca tylko zapoczątkowała ten nowy, ekscytujący dział, ostateczne zasady gry dla holograficznych CFT czy dokładny grawitacyjny opis naszej konstrukcji wciąż pozostają do ustalenia i jest to obecnie bardzo aktywnie badane (patrz np. [116]).

Wnioski

Podsumowując, pomysły i narzędzia z informacji kwantowej i obliczeń kwantowych okazały się niezwykle owocne w badaniu korespondencji AdS/CFT. Obecnie wciąż jesteśmy w fazie eksploracyjnej i ta „nieracjonalna skuteczność” informacji kwantowej w grawitacji pozostaje tajemnicą. Moje prace na ten temat, omówione w niniejszej habilitacji, dotyczyły aspektów dynamiki informacji kwantowej oraz determinacji geometrii i złożoności obliczeniowej stanów kwantowych w konforemnych teoriach pola. W szczególności opracowałem narzędzia analityczne do badania kwantowych quency w CFT i ich dualnych geometrii grawitacyjnych. Moje prace [A1-A5] dotyczące entropii splątania w obecności ładunków zachowanych, quency operatorów lokalnych i geometrii z cząstkami punktowymi w AdS stanowią jedne z ważniejszych prac w mojej dziedzinie. Z drugiej strony optymalizacja całek po trajektoriach w CFT [A6-A8], którą opracowałem z moimi współpracownikami, nie tylko rzuca nowe światło na możliwy mechanizm stojący za holograficzną korespondencją AdS/CFT (wyodrębnianie geometrii ze stanów CFT), ale także pozostaje jednym z wiodących podejść do złożoności obliczeniowej w teorii pola. Chociaż złożoność obliczeniowa w QFT jest dopiero na początku rozwoju, nowe aplikacje, takie jak [A9] i nowe pomysły oparte na symetrii i uniwersalności, takie jak obwody kwantowe Virasoro [A10], popychają ten rozwój do przodu. Jestem pewien, że dalsze badania czarnych dziur w AdS/CFT, jak również w bardziej realistycznych czasoprzestrzeniach przyniosą w przyszłości więcej fascynujących niespodzianek i pozwolą nam lepiej zrozumieć przyczynę holograficznej natury grawitacji.

Bibliografia:

- [1] J.M. Maldacena, *Adv.Theor.Math.Phys.* 2 (1998) 231-252
- [2] S.S. Gubser, I.R. Klebanov and A.M. Polyakov, *Phys.Lett.* B428 (1998) 105-114
- [3] E. Witten, *Adv.Theor.Math.Phys.* 2 (1998) 253-291
- [4] E. Shuryak, *Rev.Mod.Phys.* 89 (2017) 035001
- [5] S.A. Hartnoll, A. Lucas and S. Sachdev, “Holographic quantum matter”, The MIT Press (March 9, 2018)
- [6] S.Ryu and T.Takayanagi, *Phys. Rev. Lett.* 96, 181602 (2006)
- [7] T. Nishioka, S. Ryu, T. Takayanagi, *J. Phys. A* 42 (2009), 504008
- [8] T. Nishioka, *Rev. Mod. Phys.* 90 (2018) no.3, 035007
- [9] P. Calabrese and J. Cardy, *J.Stat.Mech.* 0406 (2004) P06002
- [10] A. Lewkowycz, J. Maldacena, *JHEP* 08 (2013), 090
- [11] M. Rangamani and T. Takayanagi, *Lect.Notes Phys.* 931 (2017) pp.1-246
- [12] V.E. Hubeny, M. Rangamani, T. Takayanagi, *JHEP* 07 (2007), 062
- [13] X. Dong, A. Lewkowycz and M. Rangamani, *JHEP* 11 (2016), 028
- [14] P. Calabrese and J.L. Cardy, *J. Stat. Mech.* 0504 (2005), P04010
- [15] P. Calabrese and J.L. Cardy, *Int. J. Quant. Inf.* 4 (2006) 429
- [16] P. Calabrese and J.L. Cardy, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), 136801
- [17] P. Calabrese and J.L. Cardy, *J. Stat. Mech.* 0706 (2007), P06008
- [18] P. Calabrese and J.L. Cardy, *J. Phys. A* 42 (2009) 504005
- [19] T. Hartman, C. A. Keller, B. Stoica, *JHEP* 09 (2014), 118
- [20] M. Headrick, *Phys. Rev. D*, 82 (2010), 126010
- [21] T. Hartman, arXiv:1303.6955 [hep-th]
- [22] T. Faulkner, arXiv:1303.7221 [hep-th]
- [23] J.M. Maldacena, *JHEP* 04 (2003), 021
- [24] M. Van Raamsdonk, *Gen. Rel. Grav.* 42 (2010), 2323-2329
- [25] J. Maldacena, L. Susskind, *Fortsch. Phys.* 61 (2013), 781-811
- [26] S.H. Shenker, D. Stanford, *JHEP* 12 (2014), 046
- [27] A. Kitaev, Hidden correlations in the Hawking radiation and thermal noise, talk given at Fundamental Physics Symposium, Stanford U.S.A
- [28] J. Maldacena, S.H. Shenker, D. Stanford, *JHEP* 08 (2016), 106
- [29] G. Vidal, *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008) 110501
- [30] B. Swingle, *Phys. Rev. D*86 (2012) 065007
- [31] M. Nozaki, S. Ryu, T. Takayanagi, *JHEP* 1210 (2012) 193
- [32] F. Pastawski, B. Yoshida, D. Harlow, J. Preskill, *JHEP* 1506 (2015) 149
- [33] P. Hayden, S. Nezami, X-L. Qi, N. Thomas, M. Walter, Z. Yang, *JHEP* 1611 (2016) 009
- [34] G. Evenbly, arXiv:1704.04229 [quant-ph]
- [35] B. Czech, L. Lamprou, S. McCandlish, J. Sully, *JHEP* 1607 (2016) 100
- [36] J. Haegeman, et al., *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 100402, [1102.5524]
- [37] R. Orús “Tensor networks for complex quantum systems”, *Nature Reviews Physics.*
- [38] A. Jahn, J. Eisert, arXiv:2102.02619 [quant-ph]
- [39] T. Hartman and J. Maldacena, *JHEP*, 05 (2013), 014
- [40] V. Balasubramanian, A. Bernamonti, J. deBoer, N. Copland, B. Craps, E. Keski-Vakkuri, B. Muller, A. Schafer, M. Shigemori, W. Staessens, *Phys. Rev. D* 84 (2011), 026010
- [41] H. Liu, S. J. Suh, *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014), 011601
- [42] L. Susskind, *Fortsch. Phys.* 64 (2016) 24-43
- [43] L. Susskind and D. Stanford, *Phys.Rev. D*90 (2014) no.12, 126007
- [44] A. R. Brown, et al., *Phys. Rev. Lett.* 116 no. 19, (2016) 191301.
- [45] M.A. Nielsen, arXiv:quant-ph/0502070
- [46] M. A. Nielsen et al., *Science* 311, 1133 (2006)
- [47] R. Jefferson, R.C.Myers, *JHEP* 1710 (2017) 107
- [48] S. Chapman, M.P. Heller, H. Marrochio, F. Pastawski, *Phys. Rev. Lett.* 120 (2018) no.12, 121602
- [49] J. M. Magan, *JHEP* 09 (2018), 043
- [50] A. Polkovnikov, K. Sengupta, A. Silva, M.Vengalattore, *Rev. Mod. Phys.* 83 (2011), 863
- [51] L. Vidmar, M. Rigol, *J. Stat. Mech.* (2016) 064007
- [52] I. Peschel 2003 *J. Phys. A: Math. Gen.* **36** L205

- [53] H.Casini, M. Huerta, J. Phys. A 42 (2009), 504007
- [54] J. Bhattacharya et al., Phys.Rev.Lett. 110 (2013) no.9, 091602
- [55] A.Belin, L.Y.Hung, A.Maloney, S.Matsuura, R.C. Myers, T.Sierens, JHEP 12 (2013), 059
- [56] P. Caputa, V. Jejjala, H. Soltanpanahi, Phys.Rev.D.89 (2014) 4, 046006
- [57] P. Caputa, M. Nozaki, T. Numasawa, Phys. Rev. D 93 (2016) no.10, 105032
- [58] M. Goldstein, E. Sela, Phys. Rev. Lett. 120 (2018) no.20, 200602
- [59] S. Murciano, G. DiGiulio, P. Calabrese, JHEP 08 (2020), 073
- [60] P. Calabrese and J. Cardy, J.Stat.Mech. 1606 (2016) no.6, 064003
- [61] M. Nozaki, T. Numasawa, T. Takayanagi, Phys. Rev. Lett. 112 (2014), 111602
- [62] M. Nozaki, JHEP 10 (2014), 147
- [63] S. He, T. Numasawa, T.Takayanagi, K.Watanabe, Phys. Rev. D 90 (2014) no.4, 041701
- [64] M. Nozaki, T. Numasawa, T. Takayanagi, JHEP 05 (2013), 080
- [65] C.T. Asplund, A. Bernamonti, F. Galli and T. Hartman, JHEP 02 (2015), 171
- [66] Y. Kusuki, M. Miyaji, JHEP 08 (2019), 063
- [67] M. Srednicki, Phys Rev E 50 (1994) 888
- [68] A.L. Fitzpatrick, J.Kaplan, M.T. Walters, JHEP 08 (2014), 145
- [69] J. R. David, S. Khetrapal, S.P. Kumar, JHEP 10 (2017), 156
- [70] I.Y. Aref'eva, M.A. Khramtsov, M.D. Tikhonovskaya, JHEP 09 (2017), 115
- [71] A. Sivaramakrishnan, Annals Phys. 381 (2017), 41-67
- [72] T.J. Hollowood, S.P. Kumar, JHEP 08 (2020), 094
- [73] A. Miyata, T. Ugajin, arXiv:2104.00183 [hep-th]
- [74] S.H. Shenker, D. Stanford, JHEP 03 (2014), 067
- [75] G.T. Horowitz, N. Itzhaki, JHEP 02 (1999), 010
- [76] N. Lashkari, D. Stanford, M. Hastings, T. Osborne, P. Hayden, JHEP 04 (2013), 022
- [77] C. Murthy, M. Srednicki, Phys. Rev. Lett. 123 (2019) no.23, 230606
- [78] D.A. Roberts, D. Stanford, Phys. Rev. Lett. 115 (2015) no.13, 131603
- [79] E. Perlmutter, JHEP 10 (2016), 069
- [80] E. Witten, Commun. Math. Phys. 121 (1989), 351-399
- [81] V.F.R. Jones, Bull. Am. Math. Soc. 12 (1985), 103-111
- [82] G. Evenbly, G. Vidal, Phys.Rev.Lett. 115 (2015) 180405
- [83] G. Evenbly, G. Vidal Phys. Rev. Lett. 115, 200401 (2015)
- [84] J.Haegeman, T.J. Osborne, H.Verschelde, F.Verstraete, Phys. Rev. Lett. 110 (2013) no.10, 100402
- [85] A.M. Polyakov, Mod. Phys. Lett. A 2 (1987), 893
- [86] B. Czech, Phys.Rev.Lett. 120 (2018) no.3, 031601.
- [87] A. Milsted and G. Vidal, arXiv:1805.12524 [cond-mat.str-el]
- [88] A. Milsted and G. Vidal, arXiv:1807.02501 [cond-mat.str-el]
- [89] A.Tilloy and J.I. Cirac , arXiv:1808.00976 [cond-mat.str-el]
- [90] H.A.Camargo, M.P. Heller, R.Jefferson, J.Knaute, Phys.Rev.Lett. 123(2019)no.1, 1601
- [91] A.Bhattacharya, et al., JHEP 1807 (2018) 086
- [92] R.A. Janik, JHEP, 1901, 225 (2019)
- [93] J.Boruch, P. Caputa, T. Takayanagi, Phys. Rev. D 103 (2021) no.4, 046017
- [94] J. Boruch, P. Caputa, D.Ge, T. Takayanagi, arXiv:2104.00010 [hep-th].
- [95] J. Watrous, in Encyclopedia of complexity, pp. 7174–7201. Springer, 2009.
- [96] T. Takayanagi, K. Umemoto, Nature Phys. 14 (2018) no.6, 573-577
- [97] S. Dutta, T. Faulkner, JHEP 03 (2021), 178
- [98] K. Tamaoka, Phys. Rev. Lett. 122 (2019) no.14, 141601
- [99] B M. Terhal et al., Journal of Mathematical Physics 2002, 43:9, 4286-4298
- [100] A. Bhattacharyya, T. Takayanagi, K. Umemoto, JHEP 04 (2018), 132
- [101] H.A. Camargo, L. Hackl, M.P. Heller, A. Jahn, T. Takayanagi, B. Windt, Phys. Rev. Res. 3 (2021) no.1, 013248
- [102] L. Bombelli, R.K. Koul, J. Lee, R.D. Sorkin, Phys. Rev. D 34 (1986), 373-383
- [103] M. Srednicki, Phys. Rev. Lett. 71 (1993), 666-669
- [104] D.Das, S.R. Das, D.A. Galante, R.C. Myers, K. Sengupta, JHEP 11 (2017), 157
- [105] P. Caputa, S.R. Das, M. Nozaki, A. Tomiya, Phys. Lett. B 772 (2017), 53-57
- [106] T W B Kibble 1976 J. Phys. A: Math. Gen. 9 1387
- [107] W. Zurek *Nature*. 317 (6037): 505–508
- [108] S.R. Das, D.A. Galante, R.C. Myers, JHEP 02 (2015), 167

- [109] D. W. F. Alves, G. Camilo, JHEP 06 (2018), 029
[110] S. Liu, JHEP 07 (2019), 104
[111] G. Di Giulio, E. Tonni, JHEP 05 (2021), 022
[112] M. Banados, AIP Conf. Proc. 484 (1999) no.1, 147-169
[113] A. Alekseev and S. L. Shatashvili, Commun. Math. Phys. 128, 197 (1990).
[114] J. Erdmenger, M. Gerbershagen, A.L. Weigel, JHEP 11 (2020), 003
[115] N. Chagnet, S. Chapman, J. de Boer, C. Zukowski, arXiv:2103.06920 [hep-th].
[116] M. Flory, M.P. Heller, Phys. Rev. Res. 2 (2020) no.4, 043438

POZOSTAŁE OSIĄGNIĘCIA:

Przyznane i realizowane granty:

1. **NCN Sonata Bis 9 (2020/06/01-2025/05/31), UW, Warszawa.**

Kierownik grantu,

Tytuł: "Quantum Information in Quantum Field Theories and Holography: Dynamics and Complexity."

Numer grantu: **UMO-2019/34/E/ST2/00123.**

Środki: 2 185 000 PLN.

2. **NAWA Polskie Powroty 2019 (01.02.2020 - 31.01.2024), UW, Warszawa.**

Kierownik grantu,

Tytuł: "Holographic Geometry and Quantum Information".

Numer grantu: **PPN/PPO/2019/1/00010/U/0001.**

Środki: 2 010 000 PLN.

3. **KAKENHI Starting Grant z JSPS (2017-2019), Kioto, Japonia**

Kierownik grantu,

Tytuł: "From Einstein equations to Tensor Networks",

Numer grantu: **17H06787.**

Środki: 3 miliony jenów (~24k Euro) na 2 lata pomiędzy 2017-2019.

Stypendia i nagrody:

1. **Stypendium Simonsa "It from Qubit" (2017/01/01-2019/12/30)**

Prestiżowe stypendium fundacji Simonsa w kolaboracji "It from Qubit".

Grant ok 180 k USD na 3 lata w instytucie Yukawy w Kioto.

Kierownik Grantu: Prof. Tadashi Takayangi.

2. **Stypendium krótkoterminowe JSPS (9 miesięcy w 2014 r.)**

Japońskie stypendium na rzecz promocji nauki na 2014 rok.

Środki: ok 4,5 miliona jenów (~36 tys. Euro) na 9 miesięcy w Instytucie Yukawy w Kioto w Japonii.

3. **Stypendium podoktoranckie Fundacji Claude Leon (2013)**

Stypendium dla naukowców z tytułem doktora na rok 2014/15, Uniwersytet WITS, RPA.

Okolo 34 tys. EUR na 2 lata (zrezygnowałem ze stypendium na rzecz stypendium JSPS).

4. Stypendium doktoranckie w Instytucie Nielsa Bohra (11/2008-10/2011)

Tytuł projektu „Całkowalne teorie cząstek i strun”.

Środki: około 80 tysięcy euro na 3 lata.

5. Stypendium HSP Huygens (01/2008-08/2008)

Stypendium dla studentów na prowadzenie badań magisterskich w Holandii.

Przyznane przez holenderskiego Ministra Edukacji, Kultury i Nauki.

Środki: około 1400 EUR/miesiąc.

6. Nagroda: Shell Theoretical Physics Award (2008)

Coroczna nagroda 2000 EUR dla najlepszych studentów studiów magisterskich w Holandii.

7. Stypendium za wybitne wyniki w nauce (w latach 2004-2007)

Uniwersytet Wrocławski, Polska

Wybrane wykłady i seminaria:

1. "Holographic Path-Integral Optimization", University of Crete, Greece, 2021.
2. "Path Integral Optimization from CFT to AdS", University of Barcelona, Spain, 2021.
3. "Path Integral Optimization from CFT to AdS", Wurzburg University, Germany, 2020.
4. Zaproszony wykład (przegląd mojej dziedziny): "Complexity of Energy-Momentum Circuits in AdS/CFT. Workshop: "Complexity from Quantum Information to Black Holes". Amsterdam University 2020.
5. CERN Theory Colloquium, CERN, Switzerland, 2019
Tytuł: "Quantum Information for Quantum Field Theories: From Black Holes to Complexity".
6. Warsztaty w Simons Center for Geometry and Physics, Stony Brook, USA, 2019
Tytuł: "Sphere Partition Functions and cut-off AdS".
7. Quantum Fields and Strings Seminar at Perimeter Institute, Canada, 2018
Tytuł: "Path Integral Optimization and Complexity in 2d CFTs".
8. Quantum Information in Quantum Gravity 4, Florence, 2018
Tytuł: "From Liouville to Nielsen".
9. The Relativistic Quantum Information North 17, Kyoto 2017
Tytuł: "Out of Time Ordered Correlators and Quantum Chaos".
10. Seminarium w UC Santa Barbara, USA, 2017
Tytuł: "Path Integral Complexity".
11. Seminarium: "Rencontres Theoriciennes" at ENS Paris, 2016
Tytuł: "Entanglement of local operators".
12. Holography Program at Galileo-Galilei Institute, Florence, 2015
Tytuł: "Quantum Entanglement of local excitations".
13. Japanese Strings, YITP, Kyoto, 2014
Tytuł: "Entanglement of local operators in large N CFTs".

14. String Theory Seminar at TIFR, Mumbai, 2013
Tytuł: "On correlators with giant gravitons".

Nauczanie i pomoc studentom:

Opieka nad pracami magisterskimi:

1. Mario Benites, Uniwersytet Sztokholmski, 2015
Tytuł: „Covariant Prescription for Holographic Entanglement Entropy”
Obroniony z najwyższą oceną (obecnie doktorant na Florida State University, USA)
2. Jan Boruch, Uniwersytet Warszawski.
Ukończenie studiów planowane na czerwiec 2021 r.
Temat badań: „Entanglement wedge cross-section in shock wave geometries”.
Student planuje ubiegać się o pozycje doktoranta w mojej grupie.
3. Michal Bączyk, ETH Zurich, Szwajcaria.
Ukończenie studiów planowane na czerwiec 2021 r.
Temat badań: “Petz map in free quantum field theories”.
Student planuje ubiegać się o pozycje doktoranta w mojej grupie.

Opieka nad doktorantami:

1. Dimitrios Patramanis, Uniwersytet Warszawski. Mój doktorant od 01.11.2020.
Temat badań: “Quantum Information in Quantum Gravity”.

Opieka (i współopieka) nad doktorantami w YITP, Kioto, Japonia:

1. Masamichi Miyaji, 2017-2019 (Od 2020 adiunkt na UC Berkeley w USA).
2. Kento Watanabe, 2014-2017 (Obecnie adiunkt na UC Davis w USA).
3. Tokiro Numasawa, 2014-2015 (Obecnie adiunkt fundacji Simonsa na MIT, USA).
4. Masahiro Nozaki, 2014 (Obecnie adiunkt na UC Berkeley, USA).

Opieka (i współopieka) nad doktorantami w WITS, Johannesburg, RPA:

1. Gareth Kemp, 2012-2013 (Obecnie wykładowca na U. of Johannesburg).
2. Badr A.E. Mohammed, 2012-2013 (Obecnie profesor na SUST, Sudan).

Zaproszone wykłady i serie wykładów na szkołach naukowych:

1. “Complexity in Quantum Field Theories”
Trzy wykłady na ”International PhD School in Theoretical Physics”, Pretoria, RPA, 10/2018.
2. “Introduction to Entanglement in CFTs”
Dwa wprowadzające wykłady dla grupy fizyki teoretycznej przy OKC i w NORDITA, Sztokholm, Szwecja, 04/2015.
3. “Introduction to Integrability”
Trzy wykłady z całkowalności na ”International PhD school in Theoretical Physics”, Johannesburg, RPA, 09/2013.

4. "Introduction to String Theory for Mathematicians"
Dwa wprowadzające wykłady (4 godziny) na temat teorii strun dla zakładu topologii na dziale matematyki uniwersytetu w Kopenhadze, Dania, 2010.

Konferencje, których byłem współorganizatorem:

1. "Quantum Information and String Theory 2019" 27.05-28.06, 2019 YITP Kioto.
2. "Holography, Entanglement and Higher Spin Gravity II" 14-16.03.2018 YITP Kioto.
3. "Holography and Quantum Dynamics" 11.11.2017 YITP Kioto.
4. "Fourth Joburg Workshop on String Theory", University of Witwatersrand, Johannesburg, RPA, 09.20.2013.

Pomoc w rozwoju społeczności naukowej:

1. Często recenzuję artykuły w najważniejszych czasopismach z mojej dziedziny takich jak: Physical Review Letters, Physical Review B i D, Entropy Journal, Journal of High Energy Physics (JHEP), Journal of Statistical Physics (JSTAT), European Physical Journal C (EPJC).
2. Moja grupa (wraz z grupą dr. hab Michała Hellera z AEI Golm, Niemcy) organizuje wspólne „wirtualne seminarium GQFI-WST” na temat informacji kwantowej w kwantowych teoriach pola i kwantowej grawitacji. Nasze seminarium okazało się dużym sukcesem w mojej dziedzinie (szczególnie podczas pandemii), a nagrane wykłady dostępne są na kanale YouTube.
3. W tym roku byłem członkiem komisji wybierającej najlepszych kandydatów ze stopniem doktora z całego świata (około 460 w tym roku) do europejskiego systemu postdoków prowadzonego przez KU Leuven w Belgii. Komisja ocenia kandydatów, a następnie w panelu dyskusyjnym wybiera najlepszych, którym zostaną zaoferowane stanowiska w europejskich grupach badawczych zajmujących się teorią strun, korespondencją AdS/CFT i kwantową grawitacją.
4. Od 2014 do 2016 byłem członkiem zarządu JSPS Alumni, Sztokholm, Szwecja.
5. Obecnie, wraz z dr Jakubem Krysiem, zakładamy Polski Klub stypendystów programów JSPS. Klub zapewni platformę interakcji dla byłych i przyszłych uczestników programów JSPS oraz nowe możliwości dla studentów i pracowników takie jak wymiany akademickie czy kulturalne pomiędzy Polską a Japonią.



(podpis wnioskodawcy)