

Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu
ul. Gagarina 11
87-100 Toruń
za pośrednictwem:
Rady Doskonałości Naukowej
pl. Defilad 1
00-901 Warszawa
(Pałac Kultury i Nauki, p. XXIV, pok. 2401)

dr Tomasz Wasak
(imię i nazwisko wnioskodawcy)

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu
(miejsce pracy/jednostka naukowa)

Wniosek

z dnia 14.11.2025

o przeprowadzenie postępowania w sprawie nadania stopnia doktora habilitowanego
w dziedzinie **nauk ścisłych i przyrodniczych** w dyscyplinie **nauki fizyczne**.

Wnoszę – na podstawie art. 221 ust. 10 ustawy z dnia 20 lipca 2018 r. Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce – aby komisja habilitacyjna podejmowała uchwałę w sprawie nadania stopnia doktora habilitowanego w głosowaniu **jawnym**.

Zostałem poinformowany, że:

Administratorem w odniesieniu do danych osobowych pozyskanych w ramach postępowania w sprawie nadania stopnia doktora habilitowanego jest Przewodniczący Rady Doskonałości Naukowej z siedzibą w Warszawie (pl. Defilad 1, XXIV piętro, 00-901 Warszawa).

Kontakt za pośrednictwem e-mail: kancelaria@rdn.gov.pl, tel. 22 656 60 98 lub w siedzibie organu. Dane osobowe będą przetwarzane w oparciu o przesłankę wskazaną w art. 6 ust. 1 lit. c) Rozporządzenia UE 2016/679 z dnia 27 kwietnia 2016 r. w związku z art. 220 - 221 oraz art. 232 – 240 ustawy z dnia 20 lipca 2018 roku - Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce, w celu przeprowadzenia postępowania o nadanie stopnia doktora habilitowanego oraz realizacji praw i obowiązków oraz środków odwoławczych przewidzianych w tym postępowaniu.

Szczegółowa informacja na temat przetwarzania danych osobowych w postępowaniu dostępna jest na stronie www.rdn.gov.pl/klauzula-informacyjna-rodo.html

Dokument podpisany przez
Tomasz Wasak; UMK w
Toruniu
Data: 2025.11.14 09:55:00 CET
.....
(podpis wnioskodawcy)

Załączniki:

1. Dyplom doktorski
2. Autoreferat w języku polskim i angielskim
3. Wykaz opublikowanych prac naukowych
4. Wykaz osiągnięć naukowych albo artystycznych, stanowiących znaczny wkład w rozwój określonej dyscypliny
5. Oświadczenia współautorów publikacji
6. Kopie wybranych publikacji
7. Dane kontaktowe

Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu
ul. Gagarina 11
87-100 Toruń
through:
The Council of Scientific Excellence
pl. Defilad 1
00-901 Warsaw
(Palace of Science and Culture, 24th floor,
room 2401)

dr Tomasz Wasak
(name of applicant)

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu
(name of employer/academic institution unit)

Application

dated 14.11.2025

regarding the commencement of the procedure for the conferment of the post-doctoral degree of doctor habilitated in the field of **natural sciences** in the following discipline: **physical sciences**

Pursuant to art. 221 para 10 of the Higher Education and Science Act dated 20 July 2018, I hereby kindly request that the habilitation commission pass a resolution on the conferment of the post-doctoral degree of doctor habilitated in **open** voting.

I was advised of the following:

The President of the Scientific Council of Excellence with its registered office in Warsaw (pl. Defilad 1, 24th floor, 00-901 Warsaw) is the Administrator of personal data collected under the procedure for the conferment of the post-doctoral degree of doctor habilitated.

Contact us via e-mail: kancelaria@rdn.gov.pl, phone 22 656 60 98 or personally at our office. Personal data shall be processed pursuant to art. 6 para 1 letter c) Regulation (EU) 2016/679 dated 27 April 2016 in connection with art. 220-221 and art. 232-240 of the Higher Education and Science Act dated 20 July 2018, for the purposes of the procedure for the conferment of the post-doctoral degree of doctor habilitated and in order to exercise the rights and obligations as well as the right to appeal in this procedure.

For detailed information on processing personal data in the procedure see www.rdn.gov.pl/klauzula-informacyjna-rodo.html

Dokument podpisany przez
Tomasz Wasak; UMK w
Toruniu


.....
(Applicant's signature)

Data: 2025.11.14 09:53:57
CET

Attachments:

1. Doctoral diploma
2. Summary of Professional Accomplishments (in Polish and English)
3. List of published scientific papers
4. List of scientific or artistic achievements constituting a significant contribution to the development of a specific discipline
5. Statements of co-authors of publications
6. Copies of selected publications
7. Contact details

Załącznik nr 2. Autoreferat

dr Tomasz Wasak

Toruń, 14 listopada 2025

Spis treści

1	Imię i nazwisko	2
2	Posiadane dyplomy, stopnie naukowe lub artystyczne – z podaniem podmiotu nadającego stopień, roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej	2
3	Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych lub artystycznych	2
4	Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 ustawy z dnia 20 lipca 2018 r. Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce (Dz. U. z 2021 r. poz. 478 z późn. zm.)	3
4.1	Tytuł osiągnięcia naukowego	3
4.2	Lista publikacji wchodzących w skład osiągnięcia	3
4.3	Opis osiągnięcia naukowego	4
5	Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową albo artystyczną realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej lub instytucji kultury, w szczególności zagranicznej	39
5.1	Pozostałe osiągnięcia badawcze	41
5.2	Opis pozostałych osiągnięć badawczych	43
6	Informacja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę lub sztukę	47
7	Inne informacje zawodowe	49
	Bibliografia	51

1 Imię i nazwisko

Tomasz Wasak

2 Posiadane dyplomy, stopnie naukowe lub artystyczne – z podaniem podmiotu nadającego stopień, roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej

- 2015.09.28** **Stopień doktora nauk fizycznych**, praca doktorska wyróżniona przez Radę Naukową Wydziału Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Polska;
Tytuł rozprawy doktorskiej: “Collisional properties and many body effects in ultracold systems. Quantum interferometry.”
Promotor: prof. dr hab. Marek Trippenbach; *Promotor pomocniczy:* dr Jan Chwedeńczuk.
- 2011–2015** Studia doktoranckie w ramach programu “Międzynarodowe studia doktoranckie na Wydziale Fizyki” współfinansowanego przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej oraz Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego, Uniwersytet Warszawski.
- 2010–2015** Studia doktoranckie w Instytucie Fizyki Teoretycznej, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Polska.
- 2010.09.06** **Tytuł magistra (z wyróżnieniem)** w zakresie fizyki teoretycznej, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Polska. *Promotor:* dr hab. Zbigniew Idziaszek.
- 2005–2010** Stacjonarne studia magisterskie na kierunku fizyka, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski.

3 Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych lub artystycznych

- 01.09.2024–teraz** **Profesor uczelni**, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, Polska.
- 01.09.2022–31.08.2024** **Adiunkt naukowy**, stypendium w ramach programu Polonez Bis-1 NCN, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, Polska.
- 18.06.2018–30.08.2022** **Postdoc**, Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Drezno, Niemcy; grupa Dr. Francesco Piazza: “Strongly correlated light–matter systems”.
- 01.11.2015–24.05.2018** **Adiunkt naukowy**, grupa dr. hab. Zbigniewa Idziaszka, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Polska.
- 08.09.2015–31.10.2015** **Badacz** w projekcie NCN Harmonia kierowanym przez dr. hab. Zbigniewa Idziaszka, Instytut Fizyki Teoretycznej, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski.
- 2011–2015** **Doktorant** w ramach programu FNP “Międzynarodowe studia doktoranckie na Wydziale Fizyki”, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski.
- 2010–2015** **Doktorant**, Instytut Fizyki Teoretycznej, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Polska.

4 Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 ustawy z dnia 20 lipca 2018 r. Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce (Dz. U. z 2021 r. poz. 478 z późn. zm.)

4.1 Tytuł osiągnięcia naukowego

Osiągnięciem naukowym jest cykl publikacji pt.:

Rola oddziaływań oraz dynamiki układu w wytwarzaniu kwantowych korelacji na potrzeby metrologii oraz nowych stanów materii

4.2 Lista publikacji wchodzących w skład osiągnięcia

- [H1] Sankalp Sharma, Jan Chwedeńczuk, Tomasz Wasak, „Engineering interactions by collective coupling of atom pairs to cavity photons for entanglement generation”, Phys. Rev. Research 7, L012038 (2025)
- [H2] Tomasz Wasak, Matteo Sighinolfi, Johannes Lang, Francesco Piazza, Alessio Recati, „Decoherence and momentum relaxation in Fermi-polaron Rabi dynamics: a kinetic equation approach”, Phys. Rev. Lett. 132, 183001 (2024)
- [H3] Carlos L. Benavides-Riveros, Tomasz Wasak, Alessio Recati, „Extracting Many-Body Quantum Resources within One-Body Reduced Density Matrix Functional Theory”, Phys. Rev. Research 6, L012052 Letter (2024)
- [H4] Tomasz Wasak, Richard Schmidt, Francesco Piazza, „Quantum-Zeno Fermi polaron in the strong dissipation limit”, Phys. Rev. Research 3, 013086 (2021)
- [H5] D. K. Shin, B. M. Henson, S. S. Hodgman, T. Wasak, J. Chwedeńczuk, A. G. Truscott, „Bell correlations between spatially separated pairs of atoms”, Nature Communications 10, 4447 (2019)
- [H6] Tomasz Wasak, Jan Chwedeńczuk, „Bell inequality, Einstein-Podolsky-Rosen steering and quantum metrology with spinor Bose-Einstein condensates”, Phys. Rev. Lett. 120, 140406 (2018)
- [H7] Karol Gietka, Jan Chwedeńczuk, Tomasz Wasak, Francesco Piazza, „Multipartite-Entanglement Dynamics in Regular-to-Ergodic Transition: a Quantum-Fisher-Information approach”, Phys. Rev. B 99, 064303 (2019)
- [H8] Krzysztof Jachymski, Tomasz Wasak, Zbigniew Idziaszek, Paul S. Julienne, Antonio Negretti, Tommaso Calarco, „Single-atom transistor as a precise magnetic field sensor”, Phys. Rev. Lett. 120, 013401 (2018)
- [H9] Tomasz Wasak, Krzysztof Jachymski, Tommaso Calarco, Antonio Negretti, „Magnetic-field gradiometer based on ultracold collisions”, Phys. Rev. A 97, 052701 (2018)

Szczegółowe informacje dotyczące mojego indywidualnego wkładu do powyższych prac zamieszczono w Załączniku nr 4 - „Wykaz osiągnięć naukowych albo artystycznych, stanowiących znaczny wkład w rozwój określonej dyscypliny”.

4.3 Opis osiągnięcia naukowego

4.3.1 Omówienie głównego celu naukowego prac

Głównym celem badań stanowiących podstawę przedstawionego osiągnięcia naukowego jest zrozumienie efektów oddziaływań w układach wielociałowych z ultrazimnymi, zdegenerowanymi gazami kwantowymi. W części prac badania te zostały rozszerzone o analizę konsekwencji wynikających z nierównowagowego charakteru układu, co stanowi kolejny kluczowy aspekt prezentowanych wyników. Zarówno oddziaływania, jak i dynamiczny charakter układów kwantowych mogą prowadzić do powstawania korelacji kwantowych, które można ilościowo opisać za pomocą miar takich jak splątanie czy nielokalne korelacje Bella, a także do formowania nowych stanów materii, czego przykładem jest pojawianie się kwazi-cząstek, takich jak polaron. Korelacje kwantowe mogą znaleźć zastosowanie w kwantowych technologiach, na przykład w kwantowej metrologii, natomiast badania nad kwazi-cząstkami dostarczają nowego zrozumienia mechanizmów, dzięki którym oddziaływania prowadzą do powstawania kolektywnych wzbudzeń w układach wielociałowych.

Główne cele oraz wyniki badań z prac [H1]–[H9] zostały podsumowane poniżej. Bardziej szczegółowe omówienie znajduje się w sekcji 4.3. n ($3 \leq n \leq 11$). Sekcja 4.3.12 zawiera ogólne podsumowanie osiągnięć naukowych, natomiast sekcja 4.3.2 przedstawia zwięzłe wprowadzenie do kwantowej informacji Fishera, która odgrywa kluczową rolę w kilku z omawianych prac.

W pracy [H1] zaproponowano metodę modyfikacji oddziaływań atom-atom poprzez sprzężenie par atomowych z fotonami wnęki optycznej za pośrednictwem stanu molekularnego w granicy dyspersyjnej, co prowadzi do powstania potencjału zależnego od pola fotonowego. Wykorzystując kwantową informację Fishera wykazano, że oddziaływania indukowane przez fotony mogą skutecznie generować odporne na zakłócenia splątanie wielociałowe w ultrazimnych gazach bozonowych. Zaproponowany schemat umożliwia szybkie przygotowanie silnie splątanych stanów odpornych na straty fotonów. Wskazano optymalne strategie pomiarowe pozwalające osiągnąć kwantową granicę wyznaczoną przez nierówność Cramera-Rao.

Praca [H2] przedstawia kwantową teorię kinetyczną opisującą nieliniową dynamikę polaronów Fermiego, ich dekoherencję oraz relaksację. Teoria ta odtwarza obserwowane doświadczalnie oscylacje Rabiego pomiędzy stanami oddziałującymi i nieoddziałującymi, bez potrzeby stosowania jakichkolwiek dopasowujących parametrów swobodnych. Teoria ta umożliwia rozróżnienie pomiędzy dekoherencją a relaksacją pędów, wskazując na ich odmienne zależności od rozpraszania oraz właściwości kwazi-cząstek. Opracowana teoria dostarcza ilościowego i mikroskopowego opisu dynamiki polaronów w silnie oddziałujących, silnie niezbilansowanych gazach Fermiego.

Praca [H3] wprowadza funkcjonalny formalizm obliczania kwantowej informacji Fishera dla stanów podstawowych układów wielociałowych, uniezależniając problem od znajomości pełnej funkcji falowej. Wykorzystując formalizm “constrained-search”, wykazano, że wszystkie elementy macierzy kwantowej informacji Fishera można w sposób uniwersalny wyrazić za pomocą jednociałowej zredukowanej macierzy gęstości. Praca pokazuje, że funkcjonały kwantowej informacji Fishera można wyliczyć z pochodnych uniwersalnego funkcjonału względem stałych sprzężenia, ustanawiając tym samym fundamentalne powiązanie między teorią funkcjonału zredukowanej macierzy gęstości a metrologią kwantową. Zastosowanie proponowanego podejścia zilustrowano na przykładzie modelu Bosego–Hubbarda.

Praca [H4] odkrywa nową kwazicząstkę, polaron Fermiego indukowany kwantowym efektem Zenona, powstającą w wyniku współdziałania silnej dysypacji z oddziaływaniami między domieszką (ang. impurity) a fermionami w silnie niezbilansowanej mieszaninie bozonowo-

fermionowej w układzie nierównowagowym. Łącząc koncepcje kwantowego efektu Zenona z fizyką polaronów, wykazano, że umiarkowane straty prowadzą do zaniku istnienia kwazi-cząstki w układzie, natomiast w silnie dysypacyjnym układzie ponownie pojawia się długożyjące wzbudzenie polaronowe. Efekt ten wynika z oddziaływania pomiędzy powierzchnią Fermiego a obszarem pędu ograniczonym przez rzutowanie w ramach efektu Zenona. Zjawisko to może być zrealizowane w układach z domieszkami polarytonowymi w półprzewodnikach lub z atomami w stanach ubranych w ultrazimnych gazach, dostarczając nowego wglądu w naturę materii kwantowej indukowanej pomiarem.

Praca [H5] przedstawia obserwację korelacji Bella pomiędzy swobodnie poruszającymi się cząstkami masywnymi, uzyskanymi w wyniku zderzenia dwóch kondensatów Bosego-Einsteina, które generują spinowo splątane pary ultrazimnych atomów helu. Poprzez pomiar korelacji spinowych wzdłuż jednorodnie obróconych baz doświadczenie wykazało zgodność z teoretycznym stanem trypletowym Bella oraz zademonstrowało występowanie nielokalnych korelacji z istotnością statystyczną 6σ . Wyniki te ustanawiają nową platformę do badania nielokalności kwantowej z wykorzystaniem cząstek masywnych oraz do badań wzajemnych relacji między mechaniką kwantową a grawitacją.

W pracy teoretycznej [H6] zaproponowano doświadczenie mające na celu wykazanie złamania nierówności Bella w dynamicznym układzie wielociałowym cząstek masywnych, wykorzystującym spinorowy kondensat Bosego-Einsteina o spinie $F = 1$ umieszczony w sieci optycznej. Przedstawiono w pracy pełny protokół testu Bella (obejmujący operacje lokalne, pomiary oraz odpowiednią postać nierówności Bella) oraz wykazano, w jaki sposób stopień złamania nierówności Bella zależy od korelacji dwuciałowych i liczby rozproszonych par atomów. Zaproponowany schemat umożliwia również obserwację paradoksu Einsteina-Podolsky'ego-Rosena i stanowi potencjalną platformę dla metrologii o kwantowo zwiększonej precyzji. Praca ta proponuje ogólne podejście do badania nielokalności oraz do wykorzystania kwantowej informacji w układach wielomodowych ze zderzeniami zmieniającymi spin.

Praca [H7] wprowadza kwantową informację Fishera jako narzędzie do opisu dynamiki splątania wielocząstkowego w kwantowych układach wielociałowych. Bazując na modelu Dicke, wykazano, że informacja Fishera wykazuje wyraźnie odmienne zachowanie dynamiczne w różnych obszarach przejścia od regularnego do ergodycznego. Zarówno asymptotyczna wartość informacji Fishera, jak i charakterystyczne skale czasowe jej dynamiki odzwierciedlają to przejście — poprzez zależność od siły oddziaływania oraz skalowanie z rozmiarem układu. Ponadto praca wskazuje na związek między dynamiką ergodyczną a szybszym tworzeniem stanów splątanych przydatnych w kwantowej metrologii.

W pracy [H8] zaproponowano metrologiczne wykorzystanie rezonansów Feshbacha jako precyzyjnych układów pomiarowych pól magnetycznych w ultrazimnych gazach atomowych. Dzięki optymalizacji parametrów rozpraszania w pobliżu rezonansu Feshbacha pojedyncza para atomów może osiągnąć czułość pomiaru pola magnetycznego na poziomie nanotesli. Zaproponowany układ zderzeniowy umożliwia osiągnięcie kwantowej granicy precyzji przy użyciu prostego protokołu pomiarowego. Wyniki te pokazują, w jaki sposób kontrola oddziaływań w gazach kwantowych może zostać wykorzystana do realizacji magnetometrii o wysokiej precyzji.

W pracy [H9] przedstawiono analizę wykorzystania zderzeń ultrazimnych atomów jako narzędzia do detekcji zewnętrznych pól magnetycznych oraz ich gradientów przestrzennych. Nawiązując do wcześniej zaproponowanego schematu z pracy [H8], zbadano w jaki sposób rezonanse Feshbacha zależne od pola magnetycznego, występujące przy rozpraszaniu atom-domieszka (impurity) w quasi-jednowymiarowych falowodach, mogą pełnić rolę wysoce czułych urządzeń pomiarowych. Podejście to zilustrowano konkretnymi przykładami uwzględniając realistyczne

warunki doświadczalne. Uzyskane wyniki potwierdzają, że sensory oparte na zderzeniach w ultrazimnych gazach stanowią obiecującą platformę do precyzyjnych pomiarów pól magnetycznych oraz ich gradientów.

4.3.2 Wprowadzenie do kwantowej informacji Fishera

W części prac [H1]–[H9] badane są korelacje kwantowe. Spośród różnych miar opisujących te korelacje szczególne znaczenie ma kwantowa informacja Fishera (ang. quantum Fisher information, QFI) [1, 2], która nie tylko nadaje operacyjne znaczenie splątaniu wielocząstkowemu w kontekście metrologii kwantowej opartej na spinach [3], bozonach [4–6] i fermionach [7], lecz może być również wykorzystywana do badania kwantowych zjawisk krytycznych [8, 9], nielokalności [10–12] oraz geometrii kwantowej [13].

Rozważmy macierz gęstości $\hat{\rho}(\phi)$, zależną od wektora parametrów ϕ , opisującą stan układu kwantowego. Odległość między dwoma bliskimi macierzami gęstości (oraz odpowiedź stanu kwantowego na zaburzenia) można ilościowo opisać za pomocą kwantowej informacji Fishera. W szczególności, dla odpowiedzi określonej jako $\partial\hat{\rho}(\phi)/\partial\phi_a \equiv (\hat{\rho}\hat{L}_a + \hat{L}_a\hat{\rho})/2$, gdzie $\hat{L}_a$ jest to symetryczna pochodna logarytmiczna (ang. symmetric logarithmic derivative, SLD), a ϕ_a oznacza a -ty parametr wektora ϕ , macierz kwantowej informacji Fishera (ang. quantum Fisher information matrix, QFIM) ma postać $M_{ab} \equiv \text{Tr}[\hat{\rho}\hat{L}_a\hat{L}_b]$.

Jako, że duża wartość QFI oznacza wysoką czułość stanu na zaburzenie, pierwotnie QFI zostało wprowadzone w kontekście metrologii kwantowej i detekcji za pomocą kwantowej nierówności Cramera–Rao, która określa osiągalne ograniczenie precyzji w protokołach estymacji [14–16]. Dla pojedynczego parametru, jeśli $\hat{\rho}(\phi_1) = e^{i\hat{h}\phi_1}\hat{\rho}_0e^{-i\hat{h}\phi_1}$, gdzie $\hat{h}$ jest pewnym hermitowskim generatorem transformacji, a ρ_0 jest stanem czystym, QFI jest dane przez wariancję generatora, tj. $F_Q \equiv M_{11} = 4(\langle\hat{h}^2\rangle - \langle\hat{h}\rangle^2)$, gdzie wartości średnie są obliczane względem stanu $\hat{\rho}_0$. Dla stanów mieszanych należy odwołać się do technicznego, lecz ogólnego wzoru podanego na przykład w pracy [14], który opiera się na rozkładzie spektralnym macierzy gęstości układu.

Co istotne, QFI pełni rolę miary splątania [4, 5]. Za pomocą QFI można wykrywać splątanie poprzez złamanie ograniczenia na maksymalną wartości osiągalnej dla stanów separowalnych. Dla kwantowego układu bozonów lub spinów można zdefiniować pojęcie głębokości splątania [17], a podobne podejścia zaproponowano również dla układów fermionowych [7]. Jeśli nierówność na QFI nie jest złamana, obecność splątania nie może zostać potwierdzona. W pracach stanowiących osiągnięcie naukowe opisane w tym wniosku, te ogólne idee zostały zastosowane do scharakteryzowania kwantowych korelacji w układach wielocząstkowych.

Finally, focusing on a single parameter case $\theta \equiv \phi_1$, it has to be mentioned that a physical measurement always yields the classical Fisher information (CFI) F , which is $F \leq F_Q$, where $F = \sum_m p_m(\theta)[\partial_\theta \ln p_m(\theta)]^2$, and the set of measurement operators $\{\hat{\Pi}_m\}$ defines the probabilities $p_m(\theta) = \text{Tr}[\hat{\rho}(\theta)\hat{\Pi}_m]$ [14, 16, 18, 19]. The CFI is, therefore, an important quantity: it can be used to quantify entanglement, to characterize metrological performance via the Cramer-Rao lower bound, and it is also experimentally accessible.

W przypadku jednego parametru $\theta \equiv \phi_1$, należy wspomnieć, że rzeczywisty pomiar fizyczny zawsze dostarcza tzw. klasycznej informacji Fishera (ang. classical Fisher information, CFI) F , dla której zachodzi nierówność $F \leq F_Q$, gdzie $F = \sum_m p_m(\theta)[\partial_\theta \ln p_m(\theta)]^2$, a zbiór operatorów pomiarowych $\hat{\Pi}_m$ definiuje prawdopodobieństwa $p_m(\theta) = \text{Tr}[\hat{\rho}(\theta)\hat{\Pi}_m]$ [14, 16, 18, 19]. CFI jest zatem istotną wielkością: może być użyta do kwantyfikacji splątania, do charakteryzowa-

nia użyteczności metrologicznej poprzez nierówność Cramera-Rao, a ponadto jest dostępna doświadczalnie.

4.3.3 Modyfikacja oddziaływań atom–atom przez sprzężenie pojedynczych fotonów z parami atomów

W tej sekcji opisano główne wyniki z pracy [H1].

W pracy [H1] zbadano, w jaki sposób oddziaływania pomiędzy atomami w ultrazimnym gazie bozonowym mogą być regulowane poprzez sprzężenie ich z fotonami z wnęki optycznej. Podejście to stanowi obiecującą metodę przygotowywania stanów materii wielu ciał o precyzyjnie dostosowanych właściwościach. Takie układy umożliwiają niezależną kontrolę nad składnikami światła i materii, zapewniając dostęp do silnego sprzężenia atom-foton oraz ułatwiając przygotowywanie stanów splątanych o określonych cechach [20]. Co więcej, układy te mają szczególną zaletę, ponieważ mogą być badane w czasie rzeczywistym za pomocą spektroskopii transmisyjnej [21]. Stanowią one również podstawę do opracowywania nowych dynamicznych protokołów kontrolowanych przez dysypację [22], a także umożliwiają symulacje kwantowe Hamiltonianów ciała stałego oraz badania zjawisk nierównowagowych w złożonych układach wykraczających poza typowe przypadki spotykane w fizyce materii skondensowanej [23].

Układy z kwantową elektrodynamiką z wnęką optyczną (ang. cavity-QED), powszechnie stosowane w literaturze, umożliwiają generowanie oddziaływań (generowanych przez wymianę fotonów z wnęki) atom–atom o regulowanym zasięgu [24–29]. Te oddziaływania zostały wykorzystane do tworzenia nowych faz materii — jednym z najbardziej znanych przykładów jest kwantowe przejście fazowe do fazy ultrazimnego gazu z samoorganizacją (ang. self-ordering) [30–35].

Tego rodzaju oddziaływania generowane wymianą fotonów z wnęki mogą być również wykorzystywane do wytwarzania nieklasycznych stanów atomowych. Na przykład wykazano, że kwantowa dynamika samoorganizacji atomów prowadzi do powstawania silnego splątania atom–foton, które jednak jest podatne na utraty fotonów [36, 37]. Niedawno oddziaływania indukowane przez fotony we wnęcie zostały eksperymentalnie wykorzystane do generowania par atomów w gazie bozonowym skorelowanych spinowo i pędowo [38]. Ponadto, rozpraszanie atom-foton w pompowanej wnęcie pierścieniowej, prowadzące do poprzecznej samoorganizacji bozonów, zaowocowało utworzeniem wielocząstkowych stanów splątanych typu Dicke rozkładzie pędu ze ściśnięciem [39].

We wszystkich dotychczasowych badaniach oddziaływanie foton-materia było ograniczone do sprzężenia dipolowego atomu, w którym pojedynczy foton oddziałuje z pojedynczym atomem w układzie wielu cząstek. W niedawnym doświadczeniu przeprowadzonym w grupie Prof. Jeana-Philippe’a Brantut w EPFL, opisanym w pracy [40], zaobserwowano uniwersalne pary polarytonowe w silnie oddziałującym dwuskładnikowym gazie fermionowym. W tym układzie fotony z wnęki optycznej o wysokiej dobroci były bezpośrednio sprzężone z parami atomów poprzez stan molekularny, co stanowi zasadnicze wyjście poza standardowy schemat sprzężenia dipolowego, w którym pojedynczy atom jest wzbudzany przez pojedynczy foton. Mechanizm ten umożliwił w doświadczeniu niedestrukcyjny wykonywany w czasie rzeczywistym pomiar funkcji korelacji par atomów. Praca ta zainicjowała interesujący kierunek rozwoju nowych metod modyfikacji potencjałów oddziaływania atom-atom.

W pracy [H1] wykorzystano ten nowy schemat sprzężenia pojedynczego fotonu z parą atomów do wyprowadzenia efektywnej postaci oddziaływań atomowych indukowanych przez fotony w różnych konfiguracjach wzbudzenia układu. Następnie, to nowe oddziaływanie zastosowano

w układzie ultrazimnych atomów bozonowych umieszczonych w potencjale podwójnej studni, Fig. 1 (lewa strona). Zaproponowano metodę szybkiego generowania stanów splątanych wielu ciał na skali czasowej kontrolowanej przez siłę wzbudzenia. Wyniki pokazują, że stan atomowy jest silnie splątany, zaś badania te otwierają nowe perspektywy w opracowywaniu protokołów i zastosowań w technologiach kwantowych [23, 38, 39, 41, 42].

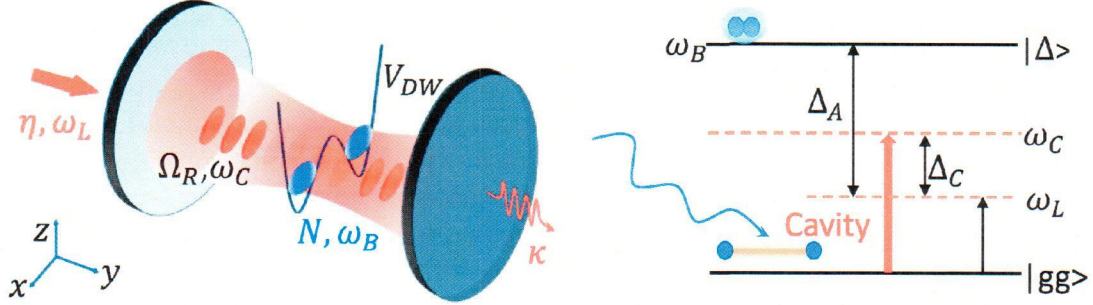


Fig. 1. Lewa strona: Schemat układu rozważanego w pracy [H1]. N ultrazimnych atomów o statystyce bozonowej jest uwięzionych w podwójnej studni potencjału V_{DW} wewnątrz wnęki optycznej. Laser pompujący o sile η i częstotliwości ω_L wprowadzany jest do wnęki przez jedno z jej lusterek. Foton może uciekać z rezonatora optycznego z szybkością strat daną przez κ . Sprężenie pomiędzy gazem atomowym a polem fotonów we wnęce jest określone przez siłę sprężenia Ω_R dla pojedynczego modu. **Prawa strona:** Schemat istotnych poziomów energetycznych par atomów w stanie podstawowym $|gg\rangle$ oraz w stanie molekularnym $|\Delta\rangle$. Symbole Δ_A i Δ_C oznaczają odstrojenia względem stanu molekularnego o energii ω_B oraz energii fotonu wewnątrz ω_C , odpowiednio; przyjęto jednostki dla których $\hbar = 1$.

Punktem wyjścia rozważań jest ogólny układ N atomów o masie m , spulapkowanych w potencjale $V(\mathbf{r})$. Na rysunku Fig. 1 przedstawiono przykład podwójnej studni potencjału, który jest poniżej analizowany w kontekście generowania splątania.

Atomy znajdują się w stanie podstawowym i oddziałują poprzez potencjał kontaktowy o sile $g_0 = 4\pi a/m$, gdzie a jest długością rozpraszania dla fali s (przyjęto w całym tekście $\hbar = 1$). Założono, że pary atomowe mają optycznie dostępny stan molekularny o energii ω_B . Całkowity hamiltonian układu ma zatem postać

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_\Delta + \hat{H}_C + \hat{H}_{CA} + \hat{H}_P,$$

gdzie poszczególne składniki opisują odpowiednio: atomy w stanie podstawowym, molekuly, fotony wnęki, oddziaływanie światło-materia oraz zewnętrzną pompę. Atomy opisane są przez następujący Hamiltonian:

$$\hat{H}_A = \int d^3r \hat{\Psi}^\dagger \left[-\frac{\nabla^2}{2m} + V \right] \hat{\Psi} + \frac{g_0}{2} \int d^3r \hat{\Psi}^\dagger \hat{\Psi}^\dagger \hat{\Psi} \hat{\Psi}, \quad (1)$$

gdzie $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$ jest operatorem pola atomów w stanie podstawowym dla bozonów, a komutator spełnia $[\hat{\Psi}(\mathbf{r}), \hat{\Psi}(\mathbf{r}')] = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, gdzie $\delta(\mathbf{r})$ jest deltą Diraca, zaś $V(\mathbf{r})$ jest potencjałem pułapkującym atomy. Dla stanu molekularnego założono, że cząstki są spulapkowane i mogą być efektywnie opisane przez

$$\hat{H}_\Delta = \int d^3r \hat{\Psi}_\Delta^\dagger(\mathbf{r}) \left[-\frac{\nabla^2}{2M} + V(\mathbf{r}) + \omega_B \right] \hat{\Psi}_\Delta(\mathbf{r}), \quad (2)$$

gdzie $M = 2m$ jest masą molekuly.

The high- Q optical cavity with the axis along y -direction is characterized by the resonant frequency ω_c and the mode of light is governed by the Hamiltonian $\hat{H}_C = \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a}$, where $\hat{a}$ is the annihilation operator of the cavity photon with a position-dependent mode function $f(\mathbf{r})$. The atom-light interaction is given by the Hamiltonian,

Wnęka optyczna o wysokim współczynniku Q , której oś jest zorientowana wzdłuż kierunku y , charakteryzuje się częstotliwością rezonansową ω_c , a mod światła jest opisany Hamiltonianem $\hat{H}_C = \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a}$, gdzie $\hat{a}$ jest operatorem anihilacji fotonu wnęki z funkcją modu $f(\mathbf{r})$. Oddziaływanie atom-światło opisuje Hamiltonian:

$$\hat{H}_{CA} = -i\Omega_R \int d^3r f(\mathbf{r}) [\hat{\Psi}_\Delta^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}^2(\mathbf{r}) \hat{a} - \text{H.c.}], \quad (3)$$

gdzie Ω_R opisuje siłę sprzężenia pojedynczego fotonu z pojedynczą parą atomów; H.c. oznacza sprzężenie hermitowskie. Hamiltonian $\hat{H}_{CA}$ opisuje proces (oraz jego odwrotność), opisany na rysunku Fig. 1 (prawa strona), w którym pojedynczy foton anihiluje parę atomów w stanie podstawowym, prowadząc do utworzenia pojedynczej molekuly. W literaturze taki mechanizm sprzężenia para-molekula [43], choć bez kwantyzacji pola świetlnego, został omówiony w pracy [44] w kontekście złożonych nadciekłych cieczy Fermi-Bose oraz parowania poprzez wymianę par w kondensacie molekularnym. W przypadku bozonów mechanizm ten został wykorzystany do badania kwantowej dynamiki fotoasocjacji molekuł we wnęcie optycznej z jednomodowego kondensatu Bosego-Einsteina [45]. W tych pracach nie analizowano efektywnych oddziaływań atom-atom wynikających z wysładowania stopni swobody molekuł.

Metodę wzbudzenia układu przyjęto w ogólnej postaci. W szczególności, wnęka jest pompowana laserem o częstotliwości ω_L , odstrojonym od częstotliwości wnęki o wartość $\Delta_c = \omega_L - \omega_C$, poprzez jedno z jej luster. Dodatkowo, analogicznie do standardowego przypadku sprzężenia dipolowego pojedynczych fotonów z pojedynczymi atomami [23], zastosowano bezpośrednie poprzeczne pompowanie przejścia molekularnego. W konsekwencji pompowany jednomodowy mod promieniowania wewnątrz wnęki jest opisany przez

$$\hat{H}_P = -i\eta e^{-i\omega_L t} \hat{a}^\dagger - i\Omega_R \int d^3r \hat{\Psi}_\Delta^\dagger \hat{\Psi}^2 \eta_t + \text{H.c.},$$

gdzie η oznacza siłę wzbudzenia poprzez lustra, natomiast $\eta_t(\mathbf{r})$ reprezentuje natężenie poprzecznego modu pompującego.

Jeśli odstrojenie atomowe $\Delta_A = \omega_L - \omega_B$ jest znacznie większe od pozostałych charakterystycznych skal częstotliwości układu, to obsadzenie stanu molekularnego jest małe i adiabaticznie podąża za stanem podstawowym, a zatem stan molekularny może zostać wyeliminowany z rozważań. Wówczas efektywny Hamiltonian układu opisany jest przez $\hat{H}$, w którym składnik $\hat{H}_\Delta + \hat{H}_{CA}$ zostaje zastąpiony oddziaływaniem indukowanym przez fotony:

$$\hat{H}_{AA}^C = U_0 \int d^3r [f^*(\mathbf{r}) \hat{a}^\dagger + \eta_t(\mathbf{r})][f(\mathbf{r}) \hat{a} + \eta_t(\mathbf{r})] \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}), \quad (4)$$

gdzie $U_0 = \Omega_R^2 / \Delta_A$ oznacza siłę oddziaływania atom-atom (w przeliczeniu na foton) indukowanego przez fotony wnęki. Ten efektywny Hamiltonian oddziaływań z równania (4) stanowi główny wynik publikacji [H1].

W przeciwieństwie do konwencjonalnego sprzężenia pojedynczych fotonów z pojedynczymi atomami, w którym fotony wnęki po adiabaticznej eliminacji w reżimie dyspersyjnym pośredniczą w długozasięgowych oddziaływaniach atomowych, oddziaływanie $\hat{H}_{AA}^C$ zachowuje

operatorowy i dynamiczny charakter fotonów wnęki oraz lokalną zależność od położenia poprzez funkcję modu fotonu. Fakt ten umożliwia generowanie silnie splątanych stanów oraz złożonej dynamiki kwantowej, otwierając interesujące perspektywy dla zastosowań na przykład w technologiach kwantowych.

Aby zbadać wpływ oddziaływań atom-atom indukowanych przez wnękę, przeanalizowano korelacje między atomami w najprostszym przypadku, gdy $\eta_t \equiv 0$, tzn. uwzględnia się jedynie bezpośrednie pompowanie wnęki o natężeniu η . W geometrii z podwójną studnią potencjału operator pola $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$ można przybliżyć dwoma modami [46], $\hat{b}_1$ i $\hat{b}_2$, z odpowiadającymi im funkcjami przestrzennymi zlokalizowanymi w pobliżu minimów potencjału podwójnej studni. Wtedy efektywny całkowity Hamiltonian przyjmuje postać złącza Josephsona dla bozonów (ang. bosonic Josephson junction, BJJ):

$$\hat{H}_{\text{eff}} = -\tilde{\Delta}_c \hat{a}^\dagger \hat{a} - J \hat{J}_x + U \hat{J}_z^2 + 2W_0 \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{J}_z^2,$$

gdzie ostatni składnik pochodzi z równania (4), a efektywnym odstrojeniem jest tutaj $\tilde{\Delta}_c = \Delta_c - W_0 N^2/2$. Operatory $\hat{J}_i$ (dla $i = x, y, z$) oznaczają reprezentację bozonów-Schwingera przez operatory $\hat{b}_{1/2}$ [47]. W tym Hamiltonianie J oznacza amplitudę tunelowania, U jest energią na oczko sieci, natomiast W_0 określa siłę oddziaływania atom-atom indukowanego przez fotony. W odróżnieniu od pracy [46], w której częstość tunelowania jest modyfikowana przez procesy indukowane przez wnękę, w pracy [H1] wnęka modyfikuje oddziaływania atom-atom i zachowuje operator anihilacji fotonu $\hat{a}$.

Wykazano w pracy [H1], że efektywny Hamiltonian $\hat{H}_{\text{eff}}$ dynamicznie generuje silne kwantowe splątanie pomiędzy atomami. Początkowy stan układu jest stanem iloczynowym próżni fotonowej oraz stanu atomowego postaci $|\psi(t=0)\rangle \propto (\hat{b}_1^\dagger + \hat{b}_2^\dagger)^N |0\rangle$, gdzie $|0\rangle$ oznacza próżnię atomową. W protokole tym tunelowanie jest efektywnie wzbronione poprzez zwiększanie wysokości bariery między studniami, co prowadzi do przybliżenia $J \approx 0$. Ponieważ Hamiltonian zawiera operator $\hat{J}_z^2$, powoduje on skracanie rozkładu atomowego na sferze Blocha. Ten protokół generowania splątania nosi nazwę *One-Axis Twisting* (OAT). Taka dynamika generuje silnie splątane stany, które były badane teoretycznie i doświadczalnie [47–51].

Dynamika układu została zbadana, a korelacje zostały ilościowo opisane przy pomocy kwantowej informacji Fishera. Zazwyczaj obliczenie QFI jest trudne, zaś dla stanów mieszanych jest szczególnie złożonym zadaniem. W tym przypadku jednak możliwe było znalezienie analitycznego wyrażenia w granicy dużego N , przy założeniu, że $W_0 \bar{n}(t) \gg U$, tzn. gdy można zaniedbać oddziaływania atomowe (bez wnęki), gdzie $\bar{n}(t)$ oznacza średnią liczbę fotonów we wnęcie. Ponadto, założono, że obserwacja następuje dla krótkich czasów, gdy $\sqrt{N}W_0 t \ll 1$, oraz, że liczba fotonów jest znaczna $\bar{n}(t) \gg 1$. Wówczas QFI, dla której generatorem transformacji interferometrycznej jest $\hat{J}_y$, jest dana wzorem

$$F_Q = \frac{N}{2}[1 + f_Q(t)] + \frac{N^2}{2}[1 - f_Q(t)], \quad (5)$$

gdzie $f_Q(t)$ jest dynamiczną funkcją przejścia, łączącą skalowanie dane przez szum śrutowy $\sim N$ ze skalowaniem danym przez granicę Heisenberga $\sim N^2$, tzn. $f_Q(0) = 1$ oraz $\lim_{t \rightarrow \infty} f_Q(t) = 0$. Wraz z upływem czasu od $t = 0$ drugi składnik w równaniu (5) staje się dominujący. W szczególności, obliczenia analityczne wykazały, że

$$f_Q(t) = \exp \left[-2 \left(\frac{t}{\tau_Q} \right)^6 \right], \quad (6)$$

gdzie $\tau_Q = [9/(4NW_0^2\eta^4)]^{1/6}$ jest charakterystyczną skalą czasową wzrostu splątania. Efektywne sprzężenie $\sqrt{NW_0}$, pojawiające się w definicji τ_Q , jest charakterystyczną cechą kolektywnego sprzężenia atomów [23].

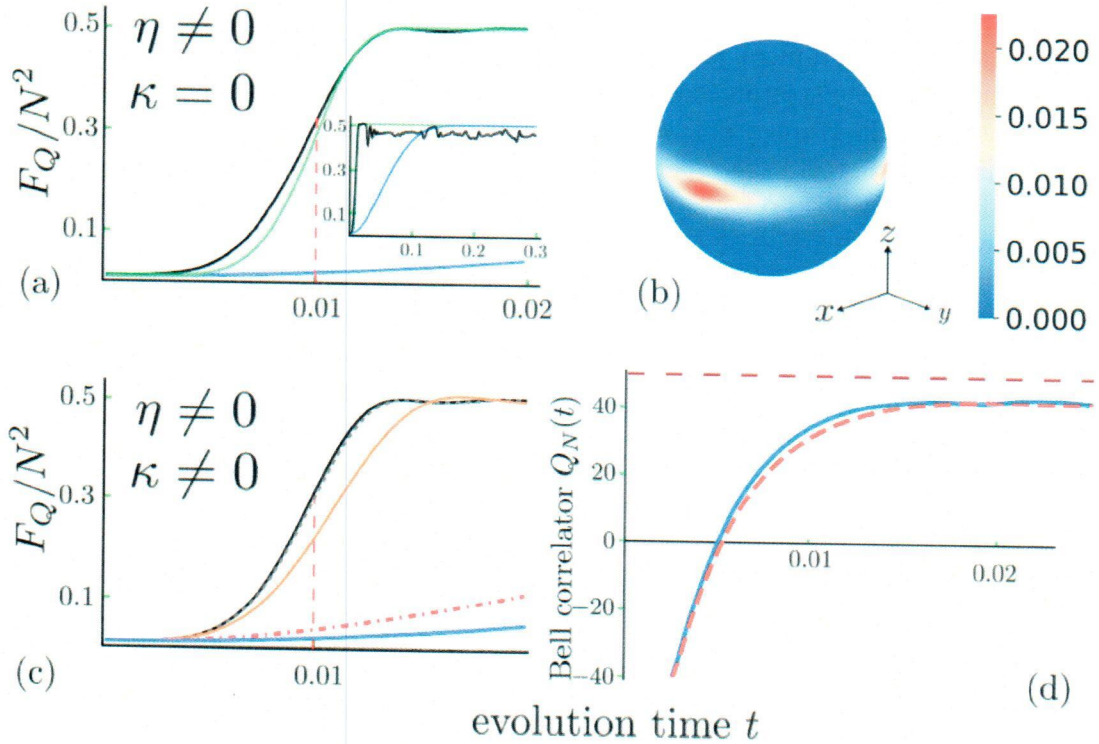


Fig. 2. (a), (c) QFI jako funkcja czasu (w jednostkach $1/U$), bez strat (a) oraz ze stratami (c) fotonów. Czarna linia pokazuje F_Q dla przypadku bez strat $\kappa = 0$, zaś niebieska pokazuje metodę OAT bez wnęki ($W_0 = 0$). Inset pokazuje długoczasowe zachowanie. Na panelu (a), zielona linia to QFI z równania (5). Na panelu (c), QFI pokazane jest dla $\kappa\tau_Q = 0.1$ (przerywana szara linia), 1 (pomarańczowa), and 10 (kropkowano-kreskowana czerwona). Pionowa linia przerywana wyznacza $\tau_Q U = 0.01$. (b) Funkcja Husimiego dla czasu $tU = 1/(4\sqrt{N})$ pokazuje silnie niegaussowski stan atomów, $\kappa = 0$. Na wszystkich panelach parametry wynoszą: $U = W_0 = \Delta_c = 1$, $N = 100$ atomów, natężenie pompy $\eta = 320$. (d) Korelator Bella dla $N = 50$ w przypadku bezstratnej (ciągła linia niebieska) oraz ze znacznymi stratami $\kappa\tau_Q = 1$ (przerywana czerwona linia). Czarna linia pozioma wyznacza maksymalną wartość $Q_N(t)$. Wszystkie wartości $Q_N(t) > 0$ wskazują na występowanie nielokalnych korelacji Bella.

Główne wyniki numeryczne dotyczące dynamicznego generowania splątania przedstawiono na wykresie Fig. 2. Przedstawiono tu przypadki, w których fotony nie są tracone z wnęki (a) oraz przypadki z uwzględnieniem strat (c). Na panelu (b) pokazano rozkład funkcji Husimi dla atomów, który pokazuje, że stan jest silnie niegaussowski. Straty fotonów zostały uwzględnione w standardowy sposób poprzez rozwiązanie równania Lindblada:

$$\partial_t \hat{\rho} = -i[\hat{H}_{\text{eff}}, \hat{\rho}] + \kappa \left(\hat{a} \hat{\rho} \hat{a}^\dagger - \frac{1}{2} [\hat{\rho}, \hat{a}^\dagger \hat{a}] \right), \quad (7)$$

gdzie κ oznacza szybkość strat fotonów. Uzyskane wyniki pokazują, że wynik analityczny z równania (5) bardzo dobrze opisuje dynamikę i oddaje przejście układu do skalowania $F_Q \sim N^2$. Pomimo znacznych strat, kiedy $\kappa\tau_Q \sim 1$, protokół OAT wspomagany przez wnękę jest skuteczny w generowaniu silnego splątania wielociałowego. Ponadto, po wygenerowaniu splątania stan

atomowy może być wykorzystany do celów metrologicznych. Obliczenia wykazały, że dla $\kappa\tau_Q \sim 1$ wartość F_Q pozostaje duża przez długi czas po wyłączeniu pompy w chwili $t \sim 2\tau_Q$, pomimo szybkich strat fotonów we wnętrzu.

W pracy [H1] przedstawiono również analizę optymalnych pomiarów. Rzeczywisty pomiar fizyczny zawsze prowadzi do uzyskania klasycznej informacji Fishera, dla której $F \leq F_Q$, zatem podstawowym pytaniem jest, jaki rodzaj pomiaru należy zastosować, aby wydobyć metrologicznie użyteczne splątanie ze skalowaniem $F_Q \sim N^2$. W pracy znaleziono pojedynczy optymalny pomiar, dla którego $F \approx F_Q$, stosowalny dla wszystkich chwil czasu. Okazało się, że pomiar ten stanowi proste zliczanie liczby cząstek w każdej ze studni, poprzedzone operacją atomowego dzielnika wiązki o kącie $\pi/2$, $e^{i\vartheta\hat{J}_x}$ z $\vartheta \approx \pi/2$. Takie atomowe dzielniki wiązek są dostępne doświadczalnie [51].

Ostatnim kluczowym wynikiem badania jest ilościowe określenie korelacji Bella w układzie wielu cząstek [52]. W tym celu zastosowano nierówność Bella zaproponowaną w pracy [11], mianowicie $Q_N(t) \leq 0$, gdzie $Q_N(t) \equiv \ln[2^N \mathcal{E}_N(t)/(N!)^2]$, z $\mathcal{E}_N(t) \equiv |\text{Tr}[\varrho_A(t)\hat{J}_+^N]|^2$ oraz $\hat{J}_+ = \hat{J}_z + i\hat{J}_y$. Na wykresie Fig. 2d pokazano, że po czasie około $\tau_Q/2$ wielkość $Q_N(t)$ staje się dodatnia nawet w obecności strat, co świadczy o generowaniu nielokalnych korelacji Bella. Ponadto dla $t \gtrsim \tau_Q$ zachodzi $Q_N(t) \sim N$, co wskazuje, że znaczna część atomów, rzędu N , jest skorelowana w sensie łamania nierówności Bella. Wielkość Q_N może być wyznaczona doświadczalnie za pomocą metody “multiple quantum coherences” [12, 53].

Podsumowując, w pracy [H1] wykazano, że sprzężenie pojedynczych fotonów z parami atomów może być wykorzystane do generowania efektywnego oddziaływania atom–atom indukowanego przez fotony z wnęki optycznej. Ta nowa forma oddziaływania uwzględnia kwantowy charakter dynamicznych stopni swobody fotonów. Powstała w ten sposób dynamika atomowa może być zastosowana do protokołów technologii kwantowych, aby generować silnie splątane stany atomowe, nawet w obecności znacznych strat fotonów. Ponadto, jak pokazano w pracy [H1], atomy wykazują silnie nielocalne korelacje Bella w układzie wielu cząstek, co dowodzi, że oddziaływanie indukowane przez fotony może prowadzić do powstawania silnie splątanych stanów, odpowiednich zarówno dla zastosowań w metrologii kwantowej, jak i do fundamentalnych testów mechaniki kwantowej.

4.3.4 Oscylacje Rabiego w wielociałowej dynamice polaronów Fermiego

W tej sekcji opisano główne wyniki z pracy [H2].

W pracy [H2] badane są właściwości nierównowagowe polaronów Fermiego. Problem polaronu stanowi paradygmatyczny model niejednorodności (domieszki, ang. impurity) kwantowej oddziałującej z otaczającym ją układem mobilnych cząstek innego rodzaju. W miarę poruszania się niejednorodności zostaje ona “ubrana” w elementarne wzbudzenia otaczającego ośrodka wskutek oddziaływań z cząstkami z otoczenia. Ponieważ oddziaływania te mogą być silne, własności nieczystości mogą ulec znacznym modyfikacjom, prowadząc do powstania nowej kwazi-cząstki znanej jako polaron.

W zależności od statystyki cząstek z otoczenia mogą pojawiać się różne typy polaronów w układzie. Polaron Fermiego jest kwazi-cząstką powstającą, gdy domieszka zostaje zanurzona w morzu Fermiego cząstek spełniających statystykę Fermiego–Diraca, natomiast polaron Bosego pojawia się, gdy otoczenie składa się z cząstek bozonowych. Różne typy polaronów były badane, zarówno doświadczalnie, jak i teoretycznie, w literaturze. Praca [H2] koncentruje się na dynamice polaronu Fermiego, ponieważ problem ten był ostatnio badany doświadczalnie [54], a cechy dynamiki polaronu zostały zaobserwowane bez satysfakcjonującego wyjaśnienia teoretycznego.

Na przykład teoretyczny opis dynamiki Rabiego dla polaronu Fermiego, oparty na zależnym od czasu podejściu wariacyjnym, wykazał kilka nietrywialnych własności [55], takich jak brak zaniku z gałęzi odpychającej do przyciągającej, co okazało się niezbędne do uzyskania zgodności z danymi doświadczalnymi [56]. Bardziej ogólnie, zamiast opierać się na opisie bazującym na funkcji falowej całego układu, pożądane byłoby opracowanie formalizmu teoretycznego opartego na macierzy gęstości polaronu, który pozwoliłby zidentyfikować różne mechanizmy leżące u podstaw poszczególnych kanałów relaksacji.

W pracy [H2] opracowano kwantową teorię kinetyczną dla wzbudzanych polaronów i zastosowano ją do opisu ostatnich doświadczeń z ultrazimnymi atomami, w których zaobserwowano oscylacje Rabiego pomiędzy stanem polaronu Fermiego a dodatkowym poziomem nieoddziałującym. Otrzymane równania kinetyczne rozdzielają procesy dekoherencji od relaksacji pędów, przy czym odpowiadające im szybkości wykazują odmienną zależność od mikroskopowych procesów rozpraszania i własności kwazi-cząstek. Praca opisuje zarówno stan podstawowy polaronu, jak i wzbudzony stan odpychającego polaronu, a pomiędzy przewidywaniami teoretycznymi i dostępnymi danymi doświadczalnymi uzyskano dobrą ilościową zgodność bez stosowania swobodnych parametrów dopasowujących. Wyniki te wskazują, że doświadczenia realizują sytuację, w której oscylacjom Rabiego podlegają polarony (a zatem kwazi-cząstki, nie zaś atomy, a więc cząstki problemu wyjściowego). Opracowane w publikacji [H2] podejście teoretyczne nie tylko uwzględnia zjawiska zderzeniowe, lecz także może być wykorzystane do badania różnych ról odgrywanych przez dekoherencję i relaksację w silnie oddziałującej oraz silnie niebilansowanej mieszaninie gazów Fermiego.

Punktem wyjścia rozważań jest Hamiltonian

$$H = \sum_{i=1}^3 H_i + H_{\text{int}} + H_{\Omega}, \quad (8)$$

gdzie Hamiltonian cząstki w stanie i ma postać $H_i = \sum_{\mathbf{k}} (\mathbf{k}^2/2m) c_{\mathbf{k},i}^\dagger c_{\mathbf{k},i}$, przy czym $c_{\mathbf{k},i}$ jest operatorem anihilacji cząstki w stanie wewnętrznym $|i\rangle$ o pędzie $\mathbf{k}$, natomiast $H_{\text{int}} = (U_0/V) \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} c_{\mathbf{k}'-\mathbf{q},1}^\dagger c_{\mathbf{k}'+\mathbf{q},3}^\dagger c_{\mathbf{k},3} c_{\mathbf{k},1}$ opisuje potencjał oddziaływania pomiędzy stanami 1 i 3. Tutaj składnik dominujący w stanie $|1\rangle$ tworzy otoczenie kwantowe, a składnik domieszki w

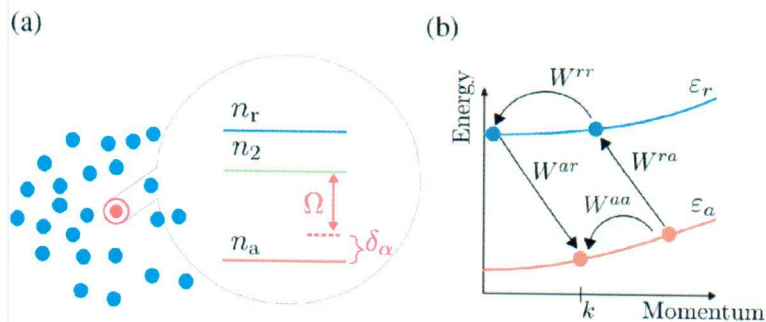


Fig. 3. (a) Silnie niebilansowana mieszanina atomów w stanie $|1\rangle$ (składnik dominujący, niebieski) i $|2\rangle$ (składnik domieszki, czerwona kropka w okręgu) jest utrzymywana w temperaturze T przy zerowym oddziaływaniu pomiędzy różnymi rodzajami atomów. Sprężenie Rabiego Ω wzbudza przejścia między stanami $|2\rangle$ i $|3\rangle$. W tym ostatnim atomy składnika domieszki obsadzają odpychające i przyciągające gałęzie polaronu Fermiego, powstałe wskutek oddziaływania z komponentem dominującym, natomiast δ_α oznacza odstrojenie między stanem nieoddziałującym a poziomami polaronowymi (tutaj pokazano jedynie przypadek $\alpha = a$). Indeks $\alpha = a$ odpowiada kwazi-cząstce przyciągającego polaronu, natomiast $\alpha = r$ – odpychającego polaronu. (b) Zależności dyspersyjne (energia vs pęd) polaronów dla atomów w stanie $|3\rangle$. Oddziaływanie z atomami składnika dominującego indukuje przejścia pomiędzy gałęziami oraz w ramach jednej gałęzi z szybkościami $W^{\alpha\beta}$, gdzie $\alpha, \beta \in \{a, r\}$.

stanie $|2\rangle$ oddziałuje ze stanem $|1\rangle$, co prowadzi do problemu polaronu Fermiego. Dodatkowo stan nieoddziałujący $|2\rangle$ jest wykorzystywany do badania właściwości dynamiki polaronu. Opisany układ fizyczny przedstawiono na rysunku Fig. 3a, natomiast na rysunku Fig. 3b pokazano energie kwazi-cząstek polaronowych $\varepsilon_\alpha(\mathbf{k})$ w funkcji pędu $\mathbf{k}$.

Zależności dyspersyjne polaronów dla małych pędów można w przybliżeniu zapisać jako $\varepsilon_\alpha(\mathbf{k}) = E_\alpha + \mathbf{k}^2/2m_\alpha$, gdzie E_α — przy czym $E_a < 0$ oraz $E_r > 0$ — oraz $m_\alpha > m$ oznaczają, odpowiednio, energię i efektywną masę polaronu. Gałęzie te charakteryzują się ponadto residuum (wagą) kwazi-cząstki (ang. quasi-particle weight, quasi-particle residue) $0 < Z_\alpha(\mathbf{k}) \leq 1$.

Ostatni składnik Hamiltonianu, tj. H_Ω , wzbudza oscylacje Rabiego pomiędzy stanami $|2\rangle$ i $|3\rangle$ i w przybliżeniu fali wirującej można go zapisać w postaci

$$H_\Omega = \sum_{\mathbf{k}} \left[\frac{\Omega}{2} (c_{\mathbf{k},3}^\dagger c_{\mathbf{k},2} + c_{\mathbf{k},2}^\dagger c_{\mathbf{k},3}) + \Delta c_{\mathbf{k},2}^\dagger c_{\mathbf{k},2} \right], \quad (9)$$

gdzie Ω jest częstością Rabiego dla cząstek nieoddziałujących, a Δ — odstrojeniem od przejścia pomiędzy stanami $|2\rangle$ i $|3\rangle$.

W doświadczeniach [54] dla cząstek o równych masach oraz [57] w przypadku dużym niezbalansowaniu mas, a także w pracy [58] dla geometrii kwazi-2D, wykazano możliwość wzbudzania długotrwałych, koherentnych oscylacji Rabiego pomiędzy stanem nieoddziałującym a stanami zarówno odpychającego, jak i przyciągającego polaronu. Energie rezonansowe oraz znormalizowane częstości Rabiego uzyskanych oscylacji okazały się być w dobrej zgodności z analizą opartą na założeniu, że Ω nie wpływa na właściwości polaronu. Z drugiej strony, tempo zaniku tych oscylacji, zwłaszcza dla przypuszczalnie długożyjącego polaronu przyciągającego, nie znalazło dotąd zadowalającego wyjaśnienia.

W pracy [H2], opierając się na formalizmie Keldysza nierównowagowej kwantowej teorii pola w układach otwartych, wyprowadzono zestaw kwantowych równań kinetycznych opisujących dynamikę polaronu w układzie ze sprzężeniem Rabiego. Równania te stanowią główny wynik teoretyczny pracy. W badaniu przedstawiono ponadto szczegółową analizę analityczną i numeryczną konfiguracji doświadczalnej opisanej w pracy [54], przy czym przewidywania teoretyczne porównano bezpośrednio z odpowiadającymi im danymi doświadczalnymi.

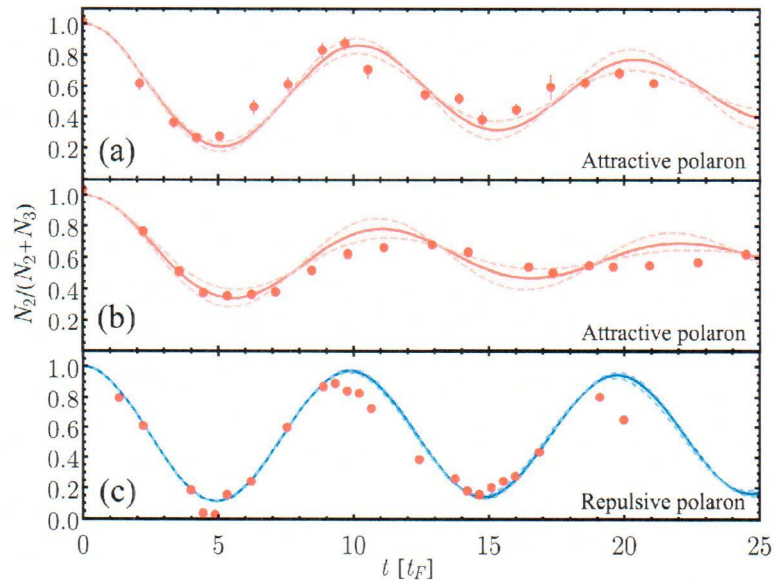


Fig. 4. Oscylacje Rabiego dla polaronów przyciągających dla $1/(k_F a) = 0$ (a) oraz 0.25 (b) jako funkcja czasu t (w jednostkach $t_F = 1/\varepsilon_F$), a także dla polaronu odpychającego przy $1/(k_F a) = 1.27$ (c). Czerwone punkty pochodzą z doświadczenia [54]. Ciągła czerwona linia odpowiada zależności z równania (10). Czerwony zacieniowany obszar przedstawia przedział ufności 20% względnej niepewności temperatury. Parametry: $\Omega = 0.7 \varepsilon_F$, $T = 0.135 \varepsilon_F$.

Główny układ równań dynamicznych ma postać

$$\partial_t n_\alpha - i \frac{Z_\alpha \Omega}{2} (f_{2\alpha} - f_{2\alpha}^*) = I_\alpha \quad (10a)$$

$$\partial_t n_2 + i \frac{\Omega}{2} (f_{2\alpha} - f_{2\alpha}^*) = 0 \quad (10b)$$

$$\partial_t f_{2\alpha} - i \tilde{Z}_\alpha \delta_\alpha f_{2\alpha} + i \frac{\tilde{Z}_\alpha \Omega}{2} (n_2 - n_\alpha) = -\frac{\Gamma_\alpha^{\text{dec}}}{2} f_{2\alpha}, \quad (10c)$$

gdzie wszystkie wielkości, poza Ω , zależą w ogólności od czasu t oraz pędu $\mathbf{k}$, co dla zwięzłości zostało tu pominięte. Wielkość $\tilde{Z}_\alpha = 2/(1 + 1/Z_\alpha)$. Efektywne odstrojenie, które w rezonansie przyjmuje wartość $\delta_\alpha \equiv \varepsilon_\alpha(\mathbf{k}) - \varepsilon_2(\mathbf{k}) - \Delta \approx 0$, określa, która gałąź polaronu, przyciągająca ($\alpha = a$) czy odpychająca ($\alpha = r$), jest wzbudzana w dynamice Rabięgo.

W tej notacji $n_\alpha(\mathbf{k}, t)$ oznacza obsadzenie gałęzi polaronowej α dla pędu $\mathbf{k}$, $n_2(\mathbf{k}, t)$ jest obsadzeniem stanu nieoddziałującego $|2\rangle$, który jest koherentnie sprzężony z gałęzią polaronową α , natomiast $f_{2\alpha}(\mathbf{k}, t)$ opisuje koherencję pomiędzy atomami w stanie $|2\rangle$ a polaronami typu α .

W rezonansie równania kinetyczne przewidują koherentne oscylacje ze zrenormalizowaną częstością Rabięgo $\sqrt{Z_\alpha \Omega + \tilde{Z}_\alpha^2 \delta_\alpha^2}$, która dla $\delta_\alpha = 0$ redukuje się do postaci $\sqrt{Z_\alpha} \Omega$. Zależność ta została już potwierdzona doświadczalnie, m.in. w pracy [54].

Prawa strona równań kinetycznych zawiera całkę zderzeniową $I_\alpha = \sum_\beta I_{\alpha\beta}$, opisującą zderzenia pomiędzy polaronami typu α i β , która w granicy małego stężenia domieszek przyjmuje postać

$$I_{\alpha\beta} = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}'} \left[W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\alpha\beta} n_\beta(\mathbf{k}', t) - W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\beta\alpha} n_\alpha(\mathbf{k}, t) \right], \quad (11)$$

gdzie $W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\alpha\beta}$ są szybkościami przejść z gałęzi α o pędzie $\mathbf{k}$ do gałęzi β o pędzie $\mathbf{k}'$, jak zilustrowano na wykresie Fig. 3. Równania te pokazują, że nierównowaga pomiędzy procesami rozpraszania “in” i “out” danego stanu prowadzi do redystrybucji obsadzeń, natomiast tempo dekoherencji, określone przez

$$\Gamma_\alpha^{\text{dec}} = \frac{2}{1 + Z_\alpha(\mathbf{k})} \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}', \beta} W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\beta\alpha} \quad (12)$$

wynika z możliwych procesów zderzeniowych pomiędzy polaronami. W przypadku równowagi całka zderzeniowa zeruje się dla rozkładu równowagowego Boltzmanna $n_\alpha^{\text{eq}} \sim e^{-\varepsilon_\alpha(\mathbf{k})/T}$, gdzie T jest temperaturą składnika dominującego.

Szybkości przejść $W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\alpha\beta}$ wyrażone są w kategoriach wielociałowej macierzy T rozpraszania oraz złotej reguły Fermiego; odpowiednie wyrażenia podano w pracy [H2] i nie są tu powtarzane ze względu na ich złożoność. Macierz T , w podejściu niesamozgodnym, została również wykorzystana do numerycznego wyznaczania parametrów polaronu, tj. energii E_α , mas m_α oraz wag kwazi-cząstek Z_α . Takie podejście prowadzi do wyników zgodnych z obserwacjami doświadczalnymi oraz obliczeniami metodą kwantowego Monte Carlo dla charakterystyk polaronowych [54, 59].

Główne wyniki numeryczne symulacji układu doświadczalnego badanego w [54] przedstawiono na wykresie Fig. 4. Przewidywania teoretyczne wykazują dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi. Podczas gdy zrenormalizowaną częstość oscylacji $\sqrt{Z_\alpha} \Omega$ można wyjaśnić na podstawie statycznych obliczeń, tempo zaniku uzyskiwane w bardziej standardowych podejściach wariacyjnych okazuje się zazwyczaj zbyt małe [55] lub wymaga przyjęcia arbitralnych założeń [60]. Proponowane podejście nie tylko zostało opracowane tak, by właściwie uwzględniać

zjawiska zderzeniowe, lecz również pozwala rozdzielić role odgrywane przez dekoherencję i przez całość zderzeniową.

W niniejszej pracy zbadano również przebieg dochodzenia układu do stanu równowagi. W odniesieniu do oscylacji Rabiego stwierdzono, że cała zderzeniowa odgrywa jedynie pomijalnie małą rolę, a jej główny wpływ przejawia się w dekoherencji, a tym samym w zaniku oscylacji. Należy podkreślić, że oscylacje Rabiego obserwowane w pomiarze całkowitej liczbie atomów obsadzających określony stan wewnętrzny, tzn. pomiar dotyczy wycałkowanej funkcji rozkładu. Jednak to właśnie szczegółowy kształt rozkładów ujawnia, czy układ znajduje się w stanie równowagi termicznej, czy też nie. Uzyskane wyniki wskazują, że w trakcie dynamiki układ znajduje się daleko od równowagi termodynamicznej.

W celu ilościowego opisu procesu dochodzenia do stanu równowagi termicznej w pracy sformułowano kryterium oparte na łamaniu równowagi szczegółowej. Wprowadzono wielkość

$$B = \frac{1 - n_a(\mathbf{k})}{n_a(\mathbf{k})} \frac{1 - n_1(\mathbf{k}_1)}{n_1(\mathbf{k}_1)} \frac{n_a(\mathbf{k}')}{1 - n_a(\mathbf{k}')} \frac{n_1(\mathbf{k}'_1)}{1 - n_1(\mathbf{k}'_1)}, \quad (13)$$

gdzie pary pędów $(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1) \Rightarrow (\mathbf{k}', \mathbf{k}'_1)$ spełniają zasady zachowania energii i pędu, natomiast n_1 oznacza rozkład Fermionów pochodzących z otoczenia. Wartości $B > 1$ ($B < 1$) wskazują, że w równaniu kinetycznym dla $n_a(\mathbf{k})$ tempo procesów *in* jest większe (mniejsze) niż tempo procesów *out* w całej zderzeniowej w danym sektorze pędowym. W stanie równowagi procesy *in* i *out* pozostają w równowadze szczegółowej, a więc $B \equiv 1$ dla wszystkich pędów. Z tego względu stopień łamania równowagi szczegółowej, zdefiniowany jako $\langle [B(\mathbf{k}, \mathbf{k}') - 1]^2 \rangle$, gdzie średnia jest brana po rozkładach pędów polaronów w danym czasie t , ilościowo określa, jak bardzo dany rozkład odbiega od stanu termicznego.

Wyniki przedstawiono na wykresie Fig. 5 na głównym panelu. Wielkość $\langle [B(\mathbf{k}, \mathbf{k}') - 1]^2 \rangle^{1/2}$ wykazuje w czasie tłumione oscylacje z wyraźnymi maksimami w momentach, gdy gęstość polaronów jest mała — w tych chwilach warunek szczegółowej równowagi jest silnie złamany, a układ znajduje się daleko od stanu równowagi.

W celu zbadania dynamiki nierównowagowej wprowadzono drugą miarę. Zastosowano dywergencję Kullbacka–Leiblera do ilościowego opisu odchylenia chwilowego rozkładu $n_a(\mathbf{k}, t)$ od rozkładu termicznego charakteryzowanego przez dowolną temperaturę T^* . Minimalizując tę dywergencję względem swobodnego parametru T^* , wyznaczono optymalną temperaturę T_K , stanowiącą najlepsze chwilowe oszacowanie efektywnej temperatury rozrzedzonego gazu

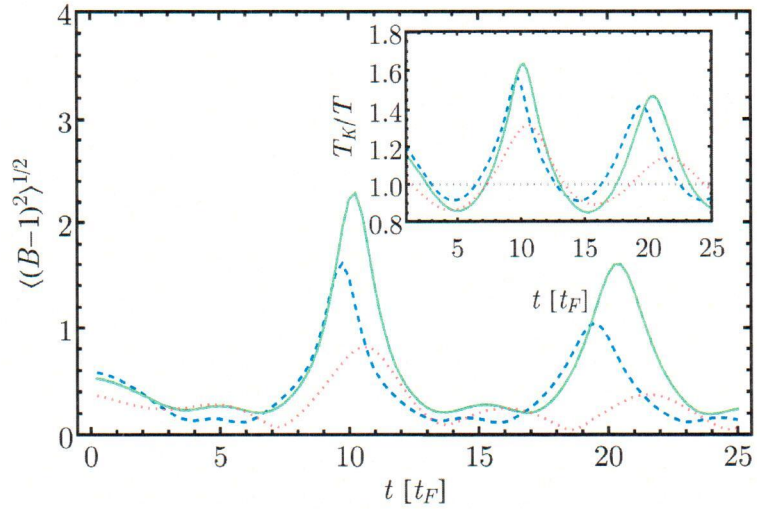


Fig. 5. Termalizacja i łamanie równowagi szczegółowej dla polaronów przyciągających. Główny panel przedstawia stopień łamania równowagi szczegółowej, wyrażony przez $\langle [B(\mathbf{k}, \mathbf{k}') - 1]^2 \rangle^{1/2}$. Inset pokazuje wyznaczoną temperaturę T_K (w jednostkach temperatury otoczenia T) otrzymaną z dywergencji Kullbacka–Leiblera. Zastosowane parametry: $1/(k_F a) = -0.25$ (linia przerywana, niebieska), 0 (linia ciągła, zielona), 0.25 (linia kropkowana, czerwona); $\Omega = 0.7 \varepsilon_F$, $T = 0.135 \varepsilon_F$, $\delta_a(0) = 0$.

polaronów przyciągających. Odpowiadające wyniki przedstawiono w insecie na wykresie Fig. 5, pokazując znaczne odchylenia od rzeczywistej temperatury w reżimie bardzo małej gęstości polaronów. W granicy długich czasów T_K dąży do T , czyli temperatury otoczenia. Ponadto wyznaczono ograniczenie wiążące stopień złamania równowagi szczegółowej z dywergencją Kullbacka–Leiblera dla stanów bliskich równowadze termicznej.

Podsumowując, w pracy [H2] przedstawiono kwantowe równania kinetyczne dla jednocząstkowej macierzy gęstości polaronów Fermiego, koherentnie wzbudzanych pomiędzy dwoma poziomami wewnętrznymi. W granicy małych gęstości domieszek oraz tak długo, jak polarony pozostają dobrze określonymi kwazi-cząstkami, równania kinetyczne przyjmują intuicyjną postać — wielociałową wersję układu dwupoziomowego z “ubranymi” stanami. Istotną cechą tego podejścia jest jawne rozdzielenie mechanizmów dekoherencji od relaksacji pędów; te ostatnie pojawiają się w równaniach w postaci całki zderzeniowej, która redystrybuuje cząstki pomiędzy różnymi stanami pędowymi.

Wyniki numeryczne porównano z dostępnymi danymi doświadczalnymi dla stanu podstawowego (przyciągającego) polaronu, uzyskując dobrą zgodność bez stosowania swobodnych parametrów dopasowujących. Teoria ta ma również zastosowanie do metastabilnej (odpychającej) gałęzi polaronowej, daleko od granicy unitarności (czyli przypadku $1/a = \infty$). Proponowane podejście stanowi uniwersalne narzędzie do badania układów nierównowagowych związanych z fundamentalnym pojęciem kwazi-cząstki w układach kwantowych wielu ciał, takich jak termalizacja niejednorodności (domieszki), generacja kwazi-cząstek w obecności silnego sprzężenia Rabiego czy koherencja pomiędzy polaronami odpychającymi i przyciągającymi.

Niedawno doniesiono o nowym doświadczeniu dotyczącym dynamiki Rabiego [61], które może stanowić test dla omawianej teorii. W doświadczeniu zaobserwowano wyraźne przejście pomiędzy reżimem słabego a silnego wzbudzania Rabiego. To samo podejście, które wykorzystano do wyprowadzenia równań kinetycznych (10), może być zastosowane również w tej sytuacji, pod warunkiem wykorzystania “ubranych” cząstek Rabiego jako stanów wyjściowych formalizmu.

4.3.5 Zasoby kwantowe i teoria funkcjonału jednocząstkowej zredukowanej macierzy gęstości

W tej sekcji opisano główne wyniki z pracy [H3].

Doświadczalnie, wartość kwantowej informacji Fishera (w skrócie QFI), została wyznaczona w postaci dolnego ograniczenia i wykorzystana do potwierdzenia splątania niegaussowskich stanów wielociałowych [18] oraz stanów parowo skorelowanych w bliźniaczych falach materii [62]. Dla stanów termicznych QFI była bezpośrednio powiązana z dynamicznymi podatnościami [9] oraz z dynamiką gwałtownego zaburzenia (ang. quench) w przybliżeniu odpowiedzi liniowej [7]. W pierwszym z tych podejść QFI została zmierzona i użyta do ilościowego opisu splątania w łańcuchu antyferromagnetycznym Heisenberga o spinie $1/2$ [63] oraz w centrach NV w diamencie [64]. Ostatnio zaproponowano metodę określania optymalnego wykorzystania danego stanu splątanego w metrologii kwantowej na podstawie macierzy kwantowej informacji Fishera (QFIM) [65], co potwierdza przydatność tej wielkości w opracowywaniu optymalnych protokołów technologii kwantowych.

W pracy [H3] zaproponowano i rozwinięto formalizm teoretyczny dla QFI oparty na funkcjonałach. Wykazano, że dla stanów podstawowych układów złożonych z identycznych cząstek macierz QFIM może być wyznaczona na podstawie zredukowanej jednocząstkowej macierzy gęstości (ang. 1-body reduced density matrix, 1-RDM) γ , otrzymywanej przez wysładowanie po $N - 1$ cząstkach w N -cząstkowym stanie kwantowym, co pozwala uniknąć obliczania funkcji

falowych określonych w wykładniczo dużych przestrzeniach Hilberta. Wynik ten wskazuje na obiecujące powiązanie teorii kwantowych zasobów z koncepcjami i technikami rozwiniętymi w funkcjonalnej teorii 1-RDM (ang. 1-RDM functional theory, 1-RDMFT), obecnie stosowanej w chemii kwantowej (gdzie opracowano i dotychczas głównie wykorzystywano jej wersję fermionową).

Uzyskane rezultaty ujawniają dwa powiązania pomiędzy 1-RDMFT a teorią QFI funkcjonałów wprowadzoną w pracy [H3]:

- (i) *funkcjonał energii 1-RDM może zostać w pełni odtworzony z funkcjonałów QFI, oraz*
- (ii) *funkcjonały QFI odpowiadają pochodnym funkcjonałów 1-RDM względem stałych sprzężenia, co wskazuje na to, że 1-RDMFT może opisywać korelacje kwantowe.*

W pracy powiązано pojęcie QFI z jednocząstkową macierzą gęstości. Punktem wyjścia jest Hamiltonian typu Hubbarda

$$\hat{H} = \hat{h} + \hat{W}, \quad (14)$$

gdzie

$$\hat{W} = \frac{1}{2} \sum_{ijkl} V_{ijkl} \hat{b}_i^\dagger \hat{b}_j^\dagger \hat{b}_k \hat{b}_l, \quad (15)$$

a operatory $\hat{b}_i$ anihilują cząstkę na oczku i . Dla standardowego modelu Hubbarda z oddziaływaniem lokalnym sprzężenia są niezerowe jedynie wtedy, gdy wszystkie indeksy są równe, $V_{iii} = U$.

Aby powiązać formalizm funkcjonałów z pojęciami informacji kwantowej, wprowadzono hermitowskie operatory momentu pędu zależne od oczka w sieci, tj. $\hat{J}_\alpha^{ij} = \frac{1}{2}(\hat{b}_i^\dagger, \hat{b}_j^\dagger) \sigma_\alpha (\hat{b}_i, \hat{b}_j)^T$, gdzie σ_α z $\alpha = 0, x, y, z$ oznaczają macierze Pauliego. Operator dwuciałowy (15) można przekształcić, z dokładnością do operatora jednocząstkowego, który można włączyć do $\hat{h}$, do postaci

$$\hat{W} = \sum_{\alpha, \beta} \sum_{ijkl} u_{\alpha\beta}^{ijkl} \{ \hat{J}_\alpha^{ij}, \hat{J}_\beta^{kl} \}, \quad (16)$$

gdzie $\{A, B\} = AB + BA$, a $\mathbf{u} = \{u_{\alpha\beta}^{ijkl}\}$ stanowi zbiór rzeczywistych współczynników opisujących stałe sprzężenia.

Jednocząstkowa zredukowana macierz gęstości jest zdefiniowana w następujący sposób. Dla danej N -cząstkowej macierzy gęstości ρ , 1-RDM wyraża się przez

$$\gamma_\alpha^{ij} \equiv \text{Tr}[\rho \hat{J}_\alpha^{ij}]. \quad (17)$$

Problem stanu podstawowego dla układu wielociałowego opisanego Hamiltonianem w postaci (14) można rozwiązać bez odwoływania się do funkcji falowych, wykazując istnienie funkcjonału 1-RDM, $\mathcal{F}[\boldsymbol{\gamma}; \mathbf{u}]$ [66], który opisuje oddziaływania dwuciałowe w zależności od $\boldsymbol{\gamma}$. Dla dowolnego wyboru operatora h , jednocząstkowa macierz gęstości stanu podstawowego wynika z minimalizacji funkcjonału energii $\mathcal{E}[\boldsymbol{\gamma}] = \text{Tr}[h\boldsymbol{\gamma}] + \mathcal{F}[\boldsymbol{\gamma}; \mathbf{u}]$, gdzie pierwszy składnik zależy liniowo od $\boldsymbol{\gamma}$. Ponieważ funkcjonał $\mathcal{F}$ zależy wyłącznie od *ustalonego* operatora oddziaływań W (a nie od Hamiltonianów jednocząstkowych), nazywany jest on *uniwersalnym*. Podejście

constrained-search approach [67] wskazuje metodę obliczania funkcjonału $\mathcal{F}$ poprzez minimalizację wartości oczekiwanej energii oddziaływania po wszystkich stanach $|\psi\rangle$, które prowadzą do tej samej macierzy γ . Symbolicznie,

$$\begin{aligned}\mathcal{F}[\gamma; \mathbf{u}] &= \min_{\psi \rightarrow \gamma} \langle \psi | \hat{W} | \psi \rangle \\ &= \min_{\psi \rightarrow \gamma} \sum_{\alpha, \beta} \sum_{ijkl} u_{\alpha\beta}^{ijkl} \langle \psi | \{ \hat{J}_{\alpha}^{ij}, \hat{J}_{\beta}^{kl} \} | \psi \rangle.\end{aligned}\quad (18)$$

Istotne jest, że operator W w równaniu (16) powoduje, iż funkcjonał (18) zależy jawnie zarówno od 1-RDM, jak i od pełnego zestawu stałych sprzężenia $\mathbf{u}$. Jest to znany fakt w teorii 1-RDMFT, podkreślony przez Ciosłowskiego i współautorów [68, 69] w przypadku funkcjonału wykorzystującego odpychające oddziaływania (15). W pracy [H3] wykazano, w jaki sposób QFI można bezpośrednio wyznaczyć z funkcjonału $\mathcal{F}$, gdy ten ostatni jest traktowany jako funkcjonał generujący zarówno dla oddziaływań odpychających, jak i przyciągających.

Parametryzując operator unitarny za pomocą operatorów momentu pędu, tj. $\hat{U}(\phi) = \exp(i \sum_{\alpha} \sum_{ij} \phi_{\alpha}^{ij} \hat{J}_{\alpha}^{ij})$ dla stanów czystych, rozważanych w pracy [H3], $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$, macierz kwantowej informacji Fishera QFIM można wyznaczyć w postaci macierzy kowariancji

$$M_{\alpha\beta}^{ijkl}[\psi] = 2\langle \psi | \{ \hat{J}_{\alpha}^{ij}, \hat{J}_{\beta}^{kl} \} | \psi \rangle - 4\langle \psi | \hat{J}_{\alpha}^{ij} | \psi \rangle \langle \psi | \hat{J}_{\beta}^{kl} | \psi \rangle. \quad (19)$$

Centralną wielkością w formalizmie teorii funkcjonału jest jednocząstkowa zredukowana macierz gęstości. Odwzorowanie definiujące tę teorię, tj. $\gamma, \mathbf{u} \rightarrow |\psi[\gamma, \mathbf{u}]\rangle$, może zostać wykorzystane do wyznaczenia funkcjonału macierzy kwantowej informacji Fishera QFIM: korzystając z równania (19), QFIM można traktować jako funkcjonały zależne od 1-RDM,

$$\mathcal{M}_{\alpha\beta}^{ijkl}[\gamma, \mathbf{u}] \equiv M_{\alpha\beta}^{ijkl}[\psi[\gamma, \mathbf{u}]]. \quad (20)$$

Funkcjonał ten jest zdefiniowany w przestrzeni, której liczba stopni swobody nie rośnie wraz z liczbą cząstek. Stanowi to kluczowy wynik teoretyczny pracy [H3]. Wskazuje on, że macierz QFIM może być zdefiniowana w przestrzeni 1-RDM i że istotne stopnie swobody tego problemu skalują się z wymiarem jednocząstkowej przestrzeni Hilberta. Nie jest przy tym wymagane żadne bezpośrednie odniesienie do stanu kwantowego $|\psi[\gamma]\rangle$.

Jednym z głównych wyników pracy [H3] jest wykazanie, że uniwersalny funkcjonał oddziaływań $\mathcal{F}[\gamma; \mathbf{u}]$ pełni rolę funkcjonału generującego dla funkcjonału macierzy kwantowej informacji Fishera, $\mathcal{M}$.

Stosując twierdzenie Hellmanna–Feynmana do pochodnej funkcjonału [70], wykazano, że funkcjonały $\mathcal{M}$ mogą być generowane z całkowitego funkcjonału energii $\mathcal{E}$ za pomocą zależności

$$\mathcal{M}_{\alpha\beta}^{ijkl}[\gamma; \mathbf{u}] = 4 \left[\left(\frac{\partial \mathcal{E}[\gamma; \mathbf{u}]}{\partial u_{\alpha\beta}^{ijkl}} \right)_{\gamma} - \gamma_{\alpha}^{ij} \gamma_{\beta}^{kl} \right], \quad (21)$$

gdzie w pochodnej macierz γ jest utrzymywana jako stała, a jawnie zaznaczono, że $\mathcal{M}$ zależy od $\mathbf{u}$. W tym równaniu można również wstawić zamiast $\mathcal{E}$ funkcjonał $\mathcal{F}$, jednak to $\mathcal{E}$ jest wielkością dostępną doświadczalnie.

Ponadto funkcjonał kwantowej informacji Fishera, $\mathcal{M}$, pojawia się bezpośrednio w uniwersalnym funkcjonałe:

$$\mathcal{F}[\gamma; \mathbf{u}] = \sum_{\alpha\beta} \sum_{ijkl} u_{\alpha\beta}^{ijkl} \left(\frac{1}{4} \mathcal{M}_{\alpha\beta}^{ijkl}[\gamma; \mathbf{u}] + \gamma_{\alpha}^{ij} \gamma_{\beta}^{kl} \right). \quad (22)$$

W ten sposób macierz QFIM, wraz z zawartą w niej informacją o zasobach kwantowych użytecznych dla kwantowej informacji, staje się składową uniwersalnego funkcjonału. Uzyskane wyniki pokazują, że znajomość macierzy QFIM umożliwia pełną rekonstrukcję uniwersalnego funkcjonału 1-RDM.

Ogólną teorię przedstawioną w pracy [H3] zastosowano do najprostszego analitycznie rozwiązywalnego przypadku, czyli dwumodowego modelu Bosego–Hubbarda, który często wykorzystuje się w kontekście bozonowych złączy Josephsona. Ogólne rozważania teoretyczne zilustrowano następnie dla konkretnych wartości parametrów. Dla dużej liczby atomów, w stanie kondensatu Bosego–Einsteina, otrzymano również rozwinięcie funkcjonału QFIM wraz z przybliżeniem pola średniego oraz poprawkami poza polem średnim.

Podsumowując, w pracy [H3] połączono idee teorii funkcjonałów oraz informacji kwantowej w celu opracowania funkcjonalnego podejścia do kwantowej informacji Fishera. Uzyskane wyniki pokazują, że funkcjonały 1-RDM mogą służyć do wykrywania splątania wielociałowego w stanach kwantowych wielu cząstek. Ponieważ w funkcjonalnej teorii 1-RDM można swobodnie modyfikować jednocząstkowe Hamiltoniany, poruszając się w przestrzeni funkcjonałów, praca [H3] przedstawia nowy sposób uzyskiwania informacji o zasobach kwantowych w różnych wielociałowych układach oraz może pomóc w określaniu optymalnych protokołów metrologii kwantowej [65].

4.3.6 Polaron Fermiego indukowany kwantowym efektem Zenona w granicy silnej dysypacji

W tej sekcji opisano główne wyniki z pracy [H4].

Kwantowy efekt Zenona [71–73] polega na tym, że częsty pomiar układu kwantowego prowadzi do lokalizacji jego stanu w przestrzeni Hilberta [74]. Przy zwiększaniu częstości pomiarów od zera, dynamika układu początkowo nabiera charakteru nieunitarnego w wyniku utraty informacji na rzecz urządzenia pomiarowego. Jednak powyżej pewnej wartości krytycznej, trend ten ulega odwróceniu — dynamika asymptotycznie zbliża się do granicy unitarnej w przestrzeni Hilberta zmniejszonej o obszar zabroniony przez proces pomiaru.

W ostatnich pracach przewidziano dwa przykłady kolektywnych zjawisk pojawiających się w granicy kwantowego efektu Zenona. Po pierwsze, analizując entropię splątania, wykazano, że wraz ze wzrostem częstości pomiarów w zamkniętym układzie kwantowym wielu ciał może dojść do przejścia fazowego z fazy o splątaniu typu *volume law* do fazy kwantowego Zenona o splątaniu typu *area law* [75, 76]. Po drugie, badanie jednowymiarowych modeli fermionowych ze zlokalizowaną dysypacją ujawniło, że rzutowanie przestrzeni Hilberta w efekcie Zenona jest wzmacniane w pobliżu powierzchni Fermiego ze względu na istnienie modów bez przerwy energetycznej [77].

W pracy [H4] rozważono układ, w którym silna dysypacja działa na pewną podprzestrzeń przestrzeni Hilberta oddziałującego kwantowego układu wielociałowego. Zbadano, w jaki sposób stany wielociałowe ulegają modyfikacji pod wpływem ograniczenia wymuszanego przez dysypację w granicy kwantowego efektu Zenona. Praca koncentruje się na paradygmatycznym modelu mobilnej domieszki kwantowej zanurzonej w otoczeniu wielu cząstek, rozszerzając ten model o nierównowagowe procesy ze stratami i pompowaniem domieszek. Wykazano, że wewnętrzne skale korelacyjne, które determinują dynamikę domieszek, wchodzą w nieliniowe oddziaływanie ze skalą narzuconą przez dysypację, prowadząc do jakościowych zmian w kwantowych stanach wielociałowych.

W pracy opracowano teoretyczne podejście do opisu kwantowej dynamiki domieszki w układach ze wzbudzeniem i dysypacją. Z wykorzystaniem diagramatycznego formalizmu w czasie rzeczywistym w podejściu Keldysha wykazano, że dla pośrednich szybkości strat polaron staje się, zgodnie z oczekiwaniami, krótko żyjący, natomiast w granicy kwantowego efektu Zenona — przy dużych szybkościach strat — ponownie pojawia się długożyjące stany polaronowe. Ten polaron Fermiego w reżimie kwantowego Zenona nie jest prostą kopią oryginalnego polaronu w układzie bez strat; wykazano, że wyłania się on z nieliniowego współdziałania pomiędzy powierzchnią Fermiego a powierzchnią obszaru zabronionego przez rzutowanie w efekcie Zenona, wynikającą z mechanizmu silnych strat. Prowadzi to do jakościowych modyfikacji zarówno dyspersji stanów związanych domieszka–fermion, jak również i do zmian kontinuum rozpraszania.

Hamiltonian rozważanego układu składa się z trzech części, $H = H_c + H_f + H_{\text{int}}$, gdzie $H_c = \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon_c(\mathbf{k}) c_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}}$ jest Hamiltonianem cząstek domieszki, $H_f = \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon_f(\mathbf{k}) f_{\mathbf{k}}^\dagger f_{\mathbf{k}}$ opisuje cząstki otoczenia, natomiast $H_{\text{int}} = U \int d\mathbf{r} c^\dagger(\mathbf{r}) c(\mathbf{r}) f^\dagger(\mathbf{r}) f(\mathbf{r})$ stanowi człon oddziaływania typu gęstość–gęstość (o sile U) pomiędzy składnikami mieszaniny. Operatory $c_{\mathbf{k}}$ oraz $f_{\mathbf{k}}$ są odpowiednio operatorami anihilacji cząstek domieszki i cząstek otoczenia kwantowego o pędzie $\mathbf{k}$.

W celu opisu dysypacji i pompowania wprowadzono model, który uwzględnia oba te procesy za pomocą kwantowego równania Lindblada:

$$\partial_t \varrho = -i[H, \varrho] + \mathcal{L}_d \varrho. \quad (23)$$

Operator Lindblada opisujący dysypację, $\mathcal{L}_d$, dzieli się na dwie części, $\mathcal{L}_d \varrho = \sum_{\mathbf{k}} \{ \gamma(\mathbf{k}) D[c_{\mathbf{k}}] + \Omega(\mathbf{k}) P[c_{\mathbf{k}}] \} \varrho$, które opisują odpowiednio stratę cząstek z szybkością $\gamma(\mathbf{k})$ oraz ich uzupełnianie (pompowanie) z natężeniem $\Omega(\mathbf{k})$. Straty i pompowanie pojedynczych cząstek domieszki są opisywane przez dwa procesy niekoherentne wyrażone za pomocą superoperatorów: $D[c] \varrho \equiv c^\dagger \varrho c - \frac{1}{2} \{ c^\dagger c, \varrho \}$ oraz $P[c] \equiv D[c] + D[c^\dagger]$. Postać Markova kwantowego równania master pozostaje poprawna tak długo, jak długo rezerwuar cząstek domieszki ma czas korelacji znacznie krótszy od wszystkich pozostałych skal czasowych charakteryzujących układ. Siłę dysypacji modeluje się tutaj poprzez profil zależny od pędu, który może wynikać ze sprzężenia domieszki z tłumionym stopniem swobody, na przykład ekscytonów z fotonami mikrowłókni (w układzie 2D, gdzie ekscytony oddziałują z elektronami [78, 79]) lub atomów w stanie podstawowym z krótkotrwałymi stanami wzbudzonymi.

W pracy [H4] opracowano podejście diagramatyczne oparte na nierównowagowych funkcjach Greena (GF), które rozszerza podejście z macierzą T rozpraszania na układy ze wzbudzeniem i dysypacją. Zastosowano formalizm całek po trajektoriach oparty na konturze czasu rzeczywistego Keldysha, co umożliwia bezpośrednie uwzględnienie członów Lindblada z równania master [80, 81]. W ramach tego formalizmu metody diagramatyczne mogą być stosowane w sposób analogiczny do równowagowego formalizmu Matsubary [82].

Funkcja szybkości strat $\gamma(\mathbf{k})$ charakteryzuje się pojedynczą skalą określoną przez pęd graniczny k_γ . Przyjęto, że $\gamma(\mathbf{k}) = \gamma_0$ dla $|\mathbf{k}| < k_\gamma$, natomiast poza tym zakresem $\gamma(\mathbf{k})$ znika. Obszar ten w przestrzeni pędów nazywany jest *podprzestrzenią dysypatywną* (ang. *Dissipative Subspace*, DS).

Funkcja spektralna układu jest zawarta w retardowanej funkcji Greena domieszki, danej wyrażeniem

$$G_c^R(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{\omega - \varepsilon_c(\mathbf{k}) + i \frac{\gamma(\mathbf{k})}{2} - \Sigma_c^R(\mathbf{k}, \omega) + i0^+}, \quad (24)$$

gdzie opóźniona energia własna $\Sigma_c^R(\mathbf{k}, \omega)$ domieszki zawiera informację o jej oddziaływaniu z otaczającym gazem fermionowym; tutaj czterowektor pędu oznaczono jako $p = (\mathbf{k}, \omega)$. Funkcja spektralna, będąca fizycznie obserwowalną wielkością, ma postać $\mathcal{A}_c(\mathbf{k}, \omega) = -2 \text{Im}[G_c^R(\mathbf{k}, \omega)]$. Wykazuje ona rezonansowe maksima odpowiadające wzbudzeniom kwazi-cząstkowym, przy czym ich szerokość jest związana z odwrotnością ich czasu życia. W przypadku braku oddziaływań z fermionami, funkcja spektralna domieszki ma maksimum przy jej nieoddziałującej energii $\omega = \varepsilon_c(\mathbf{k})$, a szerokość rezonansu określona jest przez nieoddziałującą szybkość strat $\gamma(\mathbf{k})$. Obecność oddziaływań modyfikuje zarówno relację dyspersyjną kwazi-cząstki, jak i szerokości rezonansów, co wskazuje na zmianę czasu życia stanów kwazi-cząstkowych.

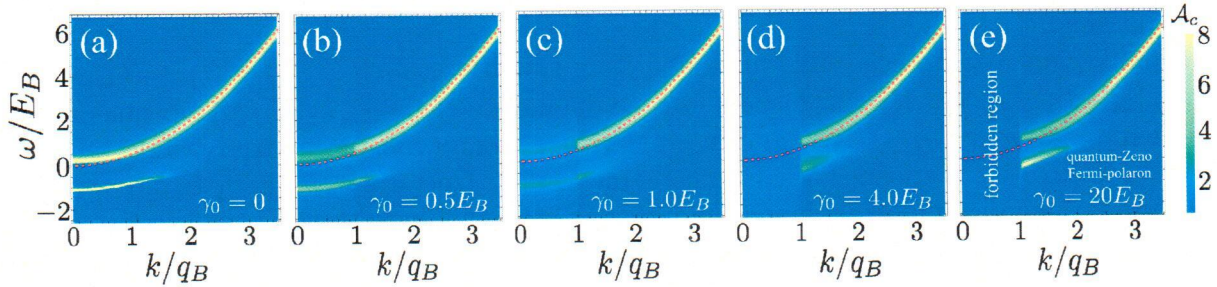


Fig. 6. Funkcja spektralna domieszki $\mathcal{A}_c(\mathbf{k}, \omega)$ dla układu dwuwymiarowego ze zbilansowaniem mas $m_c = m_f$. Na panelach (a)–(e) przedstawiono przypadki o rosnącej szybkości strat: $\gamma_0/E_B = 0, 0.5, 1.0, 4.0, 20$. Energia wyrażona jest w jednostkach energii wiązania domieszka–fermion E_B , która odpowiada biegunowi dwuciałowej macierzy rozpraszania T , natomiast pędy w jednostkach $q_B = \sqrt{m_f E_B}$. Energia Fermiego $\epsilon_F = k_F^2/2m_f$ jest wyznaczona przez wektor falowy Fermiego $k_F = 0.7 q_B$. Pęd graniczny profilu strat $k_F = q_B$. Przerywana czerwona linia przedstawia nieoddziałującą relację dyspersyjną $\omega = \varepsilon_c(\mathbf{k}) = \mathbf{k}^2/2m_c$.

W pracy [H4] obliczono przykład funkcji spektralnej domieszki $\mathcal{A}_c$ dla stopniowo zwiększanej wartości γ_0 . Wynik przedstawiono na wykresie Fig. 6 dla przypadku zbilansowanych mas. Dla małych wartości γ_0 widoczne są dwa rezonanse kwazi-cząstkowe. Niższy energetycznie odpowiada przyciągającemu polaronowi — stanowi, w którym domieszka przyciąga chmurę otaczających fermionów. Polaron przyciągający jest długo żyjący (szerokość tego rezonansu zanika dla $\mathbf{k} \rightarrow 0$) i przestaje istnieć przy dużych pędach, gdy rezonans wchodzi w kontinuum molekula–dziura (ang. molecule-hole continuum). To ostatnie objawia się jako rozmyty obszar pomiędzy dwoma rezonansami polaronowymi. Drugi rezonans, o wyższej energii, odpowiada odpychającemu polaronowi, w którym chmura cząstek z otoczenia jest odpychana przez domieszki. Dla wystarczająco małych strat i niewielkich pędów polaron odpychający ma krótszy czas życia niż polaron przyciągający.

Ponieważ polarony są domieszkami “ubranymi” przez oddziaływania z otaczającymi fermionami i obejmują superpozycję wszystkich dozwolonych stanów pędowych, również stany znajdujące się poza podprzestrzenią dysypatywną DS są podatne na straty. Straty domieszek wpływają na polarony w sposób nieliniowy poprzez sprzężenie pomiędzy domieszką a stanem molekularnym, który jest szczególnie wrażliwy na dysypację. Wpływ strat poza obszarem DS jest najbardziej widoczny na wykresie Fig. 6(c) i (d), gdzie dla $\gamma_0 \sim E_B$ maksimum odpowiadające polaronowi przyciągającemu jest niemal całkowicie rozmyte.

Dla dużych strat, $\gamma_0 \gg E_B$, poniżej odpychającego polaronu pojawia się ponownie rezonans, zlokalizowany tuż poza podprzestrzenią dysypatywną DS, tj. dla $|\mathbf{k}| > k_\gamma$. Szerokość tego rezonansu nie zależy już od szybkości strat γ_0 , lecz jest określona jedynie przez sprzężenie z kontinuum molekula–dziura, tak jak w przypadku układu bez strat. Jednocześnie, żaden rezonans nie pojawia się w obszarze DS — jest on całkowicie zabroniony dla wzbudzeń.

To zjawisko można zrozumieć w ramach idei kwantowego efektu Zenona. Gdy domieszka zajmuje stan o $\mathbf{k} \in \text{DS}$, natychmiast ulega zanikowi, co jest równoważne częstemu pomiarowi wykonywanemu w obrębie DS. W rezultacie dynamika cząstki zostaje ograniczona do przestrzeni ortogonalnej, tj. $\mathbf{k} \notin \text{DS}$. Co ciekawe, dla nieskończonej silnej dysypacji, $\gamma_0 = +\infty$, równanie określające biegun funkcji Greena domieszki można odtworzyć modyfikując ansatz Chewiego [83] dla funkcji falowej w taki sposób, że wyklucza on stany o pędach należących do DS. Układ wtedy jest opisany stanem czystym.

Szybkość strat γ_0 nie pojawia się już jawnie, ponieważ w granicy kwantowego efektu Zenona, $\gamma_0 \gg E_B$, dynamika ponownie staje się unitarna. Natomiast rozmiar podprzestrzeni dysypatywnej DS, określony przez k_γ , pozostaje dodatkową skalą, która, podobnie jak wektor falowy Fermiego k_F , odgrywa kluczową rolę w opisie układu. Jeden z efektów nieliniowego współdziałania tych skal zilustrowano na wykresie Fig. 7, gdzie pokazano, jak dyspersja polaronu zależy od rozmiaru DS. Wraz ze wzrostem k_γ dyspersja przyciągającego polaronu stopniowo zmienia charakter z kwadratowego na liniowy. Ponadto gałąź ta pozostaje dobrze określona do większych wartości pędu w porównaniu z przypadkiem bez strat oraz ulega przesunięciu ku wyższym energiom (na panelu (d) rezonans pojawia się dla $\omega > 0$). Dodatkowo waga spektralna odpychającego polaronu zostaje przeniesiona na gałąź przyciągającą. Wraz ze wzrostem k_γ rezonans odpowiadający polaronowi przyciągającemu staje się szerszy z powodu wejścia w kontinuum molekula-dziura.

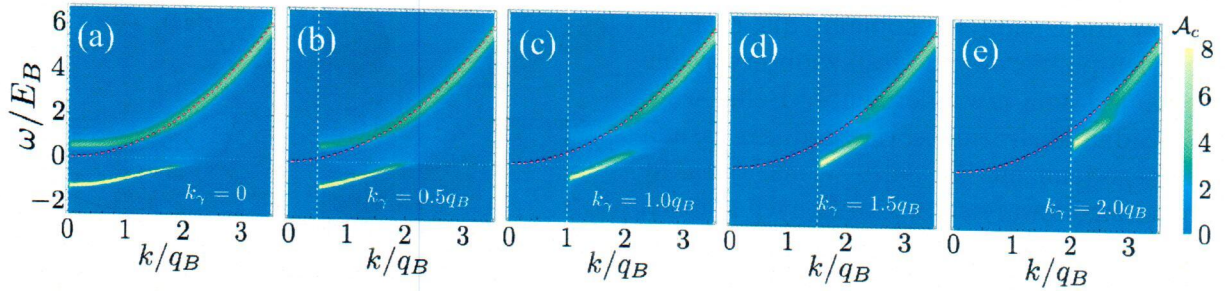


Fig. 7. Funkcja spektralna domieszki $\mathcal{A}_c(\mathbf{k}, \omega)$ (w jednostkach $1/E_B$) w zależności od $|\mathbf{k}|$ i ω (odpowiednio w jednostkach q_B i E_B) dla różnych rozmiarów podprzestrzeni dysypatywnej DS: $k_\gamma/q_B = 0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ [od (a) do (e)]. Energia Fermiego $\epsilon_F = k_F^2/2m_f$ jest ustalona przez $k_F = q_B$, a $\gamma_0 = 20 E_B$. Kropkowana linia pozioma przedstawia $\omega = 0$. Przerywana linia pionowa [na panelach (b)–(e)] oznacza wartość k_γ . Czerwona przerywana parabola przedstawia relację dyspersyjną $\omega = \mathbf{k}^2/2m_c$ dla swobodnej mobilnej domieszki.

W pracy [H4] przedstawiono szczegółowe, bazujące na intuicji (rysunek Fig. 3 w pracy [H4]), jak i analityczne oraz numeryczne badania procesów rozpraszania zachodzących w granicy kwantowego efektu Zenona. Na przykład, obliczono wielociałową macierz rozpraszania T i wykorzystano ją do analizy macierzy rozpraszania S , dla której wykazano, że w granicy silnej dysypacji odzyskuje właściwość unitarności amplitudy rozpraszania (wykres Fig. 4 i 5 w pracy [H4]). Dodatkowo szczegółowo przeanalizowano stany molekularne tłumionej domieszki kwantowej w układzie dysypatywnym, stosując metodę nierównowagowych funkcji Greena. Wykazano, że stan związany molekuly ulega silnym modyfikacjom pod wpływem strat, podczas gdy kontinuum doświadcza znacznie słabszych zmian. Znajduje to odzwierciedlenie w zachowaniu polaronów — jedynie przyciągający polaron jest silnie podatny na działanie strat.

Ponadto w pracy [H4] przeanalizowano możliwe realizacje badanego modelu, zarówno w układach, w których dwuwymiarowe ekscytyny oddziałują z otoczeniem elektronowym, jak i w konfiguracjach z ultrazimnymi atomami.

Podsumowując, koncepcja polaronu odegrała kluczową rolę w zrozumieniu wielu procesów w kwantowej fizyce układów wielociałowych. Analogicznie, badanie polaronów poddanych rzutowaniu w ramach kwantowego efektu Zenona dostarcza nowego wglądu w dynamikę układów wielu cząstek poddanych silnym pomiarom. Wyniki pracy [H4] pokazały, że pojawienie się charakterystycznej skali związanej z obszarem zabronionym przez rzutowanie w efekcie Zenona w oddziaływającym układzie wielociałowym stanowi fundamentalny i uniwersalny mechanizm zdolny do generowania nowych form zachowania kolektywnego.

4.3.7 Korelacje Bellowskie pomiędzy parami atomów

W tej sekcji opisano główne wyniki z pracy [H5].

Korelacje Bella stanowią fundamentalną demonstrację tego, w jaki sposób kwantowe splątanie przeczy klasycznemu pojęciu lokalnego realizmu. Pierwotny pomysł Johna Bella polegał na pomiarze skorelowanych zdarzeń detekcji dla pary cząstek o spinie $1/2$, docierających do przestrzennie rozdzielonych detektorów A i B . Spiny cząstek są następnie niezależnie obracane i mierzone, aby określić korelacje między rozdzielonymi spinami dla różnych ustawień pomiarowych. Jeśli zaobserwowane korelacje łamią tzw. nierówność Bella, wówczas żadna klasyczna teoria zgodna z zasadą lokalnego realizmu [52, 84] — wymagająca, by cząstki znajdowały się w określonych stanach w każdym momencie i nie komunikowały się szybciej niż prędkość światła — nie może poprawnie opisać badanego układu.

Początkowo łamanie nierówności Bella zostało zaobserwowane eksperymentalnie przy użyciu fotonów [85, 86]. Następnie badania te rozszerzono na obiekty masywne. Pierwsze testy Bella z wykorzystaniem cząstek masywnych przeprowadzono poprzez pomiar korelacji spinowych między wysokoenergetycznymi cząstkami pochodzącymi z rozpadu jądrowego [87, 88], natomiast najnowsze eksperymenty dotyczyły spinów elektronów w centrach NV oraz stanów wewnętrznych uwięzionych atomów [89–91].

Co istotne, takie układy testów Bella opierają się na splątaniu stopni swobody wewnętrznych i nie mogą zostać bezpośrednio rozszerzone na wykazanie splątania w stopniach swobody związanych z ruchem. Stanowi to zasadniczą motywację do badania splątania związanego z ruchem w układach masywnych, z myślą o możliwej obserwacji grawitacyjnej dekoherencji, w której fluktuacje pola grawitacyjnego prowadzą do ciągłego spontanicznego kolapsu funkcji falowej z szybkością rosnącą wraz z masą materii kwantowej [92].

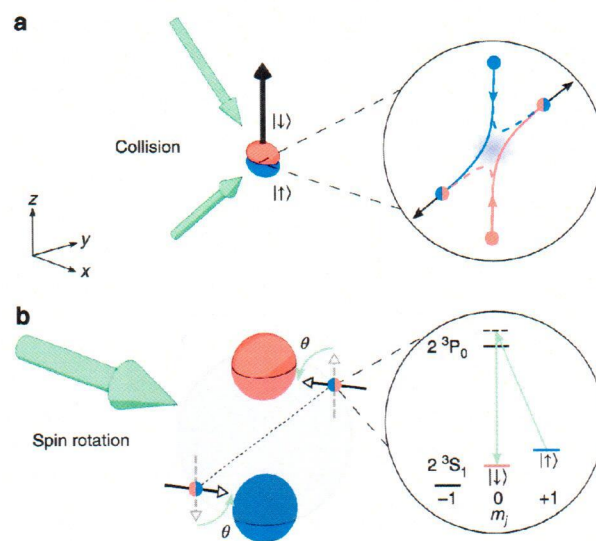


Fig. 8. Schemat doświadczenia generacji i detekcji splątanych par atomów. **(a)** Impuls Ramana (dwie zielone strzałki) inicjuje zderzenie dwóch przeciwnie spolaryzowanych spinowo kondensatów BEC (kolorowe elipsoidy), które rozpraszają pary atomów w przeciwne pędy splątane spinowo (inset po prawej). Stan o spinie $\uparrow$ ($\downarrow$) oznaczono kolorem niebieskim (czerwonym) i odpowiada on stanowi $m_J = 1$ (0) atomu He^* . **(b)** Rozproszone pary tworzą sferyczną powłokę w przestrzeni pędów, zaś kondensaty Bosego-Einsteina znajdują się wzdłuż osi zderzenia na dwóch przeciwnych biegunach. Pary przestrzennie rozdzielają się w czasie, a potem spin każdego atomu (oznaczony pustą strzałką) zostaje obrócony o kąt θ za pomocą współpropagujących wiązek Ramana (zielona strzałka). Schemat poziomów przejścia Ramana przedstawiono po prawej stronie.

W pracy [H5] przeprowadzono badania nad generacją i detekcją świadka korelacji Bella pomiędzy spinami atomów w przestrzennie rozdzielonej parze metastabilnych atomów helu He^* . Doświadczenie opisane w [H5] obejmowało trzy zasadnicze elementy niezbędne do realizacji testu Bella: źródło skorelowanych par atomowych, rotację spinów obu atomów odpowiadającą niezależnie konfigurowalnej bazie pomiarowej oraz detekcję pojedynczych cząstek z rozdzielczością pędu i spinu, umożliwiającą wyznaczenie korelacji pomiędzy parami.

Źródło par składa się z dwóch przeciwnie spinowo spolaryzowanych kondensatów BEC, które zderzając się, wytwarzają pary atomów w wyniku zachowania energii i pędu (ilustracja na rysunku Fig. 8a). Spiny obu atomów w każdej rozproszonej parze są następnie obracane o ten sam kąt, Fig. 8b. Po swobodnym rozszerzeniu się chmury w gradiencie pola magnetycznego dokonywany jest pomiar pędu i spinu atomów. Uzyskane korelacje spinowe, pozostające w doskonałej zgodności z przewidywaniami mechaniki kwantowej, stanowią świadectwo obecności korelacji Bella w układzie. Zademonstrowany świadek korelacji Bella wykazuje znaczną przestrzenną separację pomiędzy splątanymi parami atomów, wynoszącą około 0.1 mm. Zaobserwowane korelacje są zgodne z przewidywaniami dla stanu trypletowego Bella, spełniają kryterium świadka korelacji Bella i pokazują, że pary atomów są odpowiednie do demonstracji kwantowej nielokalności w teście typu CHSH [93].

Początkowym etapem eksperymentu jest przygotowanie magnetycznie uwięzionego kondensatu Bosego–Einsteina z atomów helu-4 w długo żyjącym metastabilnym stanie 2^3S_1 . Podpoziomy atomowe $|J = 1, m_J = 1\rangle =: |\uparrow\rangle$ oraz $|J = 1, m_J = 0\rangle =: |\downarrow\rangle$ tworzą przestrzeń kubitową (zob. także diagram poziomów na rysunku Fig. 8b). Za pomocą wiązek Ramana połowa atomów zostaje przetransportowana ze stanu $|\uparrow\rangle$ do stanu $|\downarrow\rangle$, przy czym jednocześnie nadawany jest pęd chmurze atomów w stanie $|\downarrow\rangle$, tak że obie chmury rozdzielają się z prędkością około ± 60 mm/s. W trakcie rozdzielania, zderzenia pomiędzy kondensatami prowadzą do rozpraszania par atomów o przeciwnych pędach, zob. rysunek Fig. 8a.

Dla pędów każdej pary danych przez $(\mathbf{k}, -\mathbf{k} = A, B)$ stan układu jest symetryczny względem zamiany etykiet określających pęd oraz antyskorelowany spinowo w oryginalnej bazie. Z teorii Bogoliubova wynika, że stan pary ma postać trypletu Bella:

$$|\Psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\uparrow\rangle_A \otimes |\downarrow\rangle_B + |\downarrow\rangle_A \otimes |\uparrow\rangle_B \right). \quad (25)$$

Taki stan jest maksymalnie splątany, co czyni go użytecznym w wielu zadaniach z zakresu informacji kwantowej, a w pracy [H5] zaobserwowano doświadczalnie, że rzeczywiście wykazuje on nielokalne korelacje Bella.

Po zderzeniu rozproszone pary atomowe tworzą powłokę (halo), które swobodnie się rozszerza, aż każda splątana para zajmuje przeciwległe obszary tego halo, z przestrzenną separacją rzędu 0.1 mm. Następnie para współpropagujących wiązek Ramana, pokazana na rysunku Fig. 8b, wprowadza jednorodną rotację opisaną operatorem

$$\hat{R}(\theta) = e^{-i\frac{\theta}{2}\hat{\sigma}_y^{(A)}} \otimes e^{-i\frac{\theta}{2}\hat{\sigma}_y^{(B)}}, \quad (26)$$

gdzie $\hat{\sigma}_y^{(A/B)}$ oznaczają składową y macierzy Pauliego dla spinów w obszarach A/B . Rotacja jest niezależna od pędu i położenia atomów i stosowana do całego układu atomowego, przy czym kąt obrotu θ kontrolowany jest czasem trwania impulsu Ramana. Co istotne, stan $|\Psi^+\rangle$ nie jest niezmienniczy względem jednorodnej rotacji obu atomów w parze o ten sam kąt, co umożliwia badanie jego splątania.

W końcowym etapie, przykładane jest pole magnetyczne z gradientem, a dzięki efektowi Sterna–Gerlacha uzyskuje się detekcję położeń cząstek z rozdzielczością spinową. Położenia pojedynczych atomów są następnie mapowane na ich pędy po pomiarze czasu przelotu, realizowanym za pomocą detektora “microchannel plate–delay-line detector”, co umożliwia pełną trójwymiarową rekonstrukcję całego rozproszonego halo.

W eksperymencie zmierzono dwucząstkowe funkcje korelacji drugiego rzędu $g_{i,j}^{(2)}$, gdzie $i, j = \uparrow, \downarrow$, pomiędzy skorelowanymi atomami znajdującymi się po przeciwnych stronach rozpraszaniowej powłoki. Amplituda $g_{ij}^{(2)}$ generowana w spontanicznym procesie rozpraszania jest określona przez obsadzenie modów, tj. średnią liczbę atomów w danym modzie rozproszonym, przy czym objętość każdego modu odpowiada w przybliżeniu objętości kondensatu źródłowego w przestrzeni pędowej. Dla spontanicznego źródła par amplituda korelacji jest odwrotnie proporcjonalna do obsadzenia modów, co zostało doświadczalnie modyfikowane poprzez zmianę początkowej liczby atomów w kondensacie przed zderzeniem.

Ponadto odwrotna proporcjonalność jest zgodna z przewidywaniami teorii Bogoliubova, opisującej proces rozpraszania par w reżimie niskiego wzmocnienia. W eksperymencie udało się osiągnąć amplitudy funkcji korelacji rzędu 60.

Wielkością istotną doświadczalnie jest korelator dwuciałowy

$$\mathcal{B}(\theta) = \langle \hat{\sigma}_z^{(A)} \hat{\sigma}_z^{(A)} \rangle_\theta = \frac{g_{\uparrow\uparrow}^{(2)} + g_{\downarrow\downarrow}^{(2)} - g_{\uparrow\downarrow}^{(2)} - g_{\downarrow\uparrow}^{(2)}}{g_{\uparrow\uparrow}^{(2)} + g_{\downarrow\downarrow}^{(2)} + g_{\uparrow\downarrow}^{(2)} + g_{\downarrow\uparrow}^{(2)}}, \quad (27)$$

gdzie $\langle \cdot \rangle_\theta$ oznacza, że wartość średnią oblicza się po wykonaniu obrotu o kąt θ wokół osi y zgodnie z równaniem (26). Zmierzony przebieg wraz z wynikami teoretycznymi, określonymi zależnością $\mathcal{B}(\theta) = -\cos 2\theta$, przedstawiono na wykresie Fig. 9, wykazując doskonałą zgodność danych eksperymentalnych z modelem teoretycznym.

Wyniki pracy [H5] wykazały, że zakres wartości korelatora $\mathcal{B}(\theta)$ jest ograniczony jednością dla wszystkich stanów niesplątanych, co wyraża następująca nierówność:

$$\mathcal{S}(\theta, \theta') \equiv |\mathcal{B}(\theta) - \mathcal{B}(\theta')| \leq 1. \quad (28)$$

Doświadczenie pokazało, wykres Fig. 9b, że to ograniczenie zostaje złamane, co dowodzi, iż pary atomów są splątane — jest to warunek konieczny do łamania nierówności Bella w dowolnym układzie kwantowym.

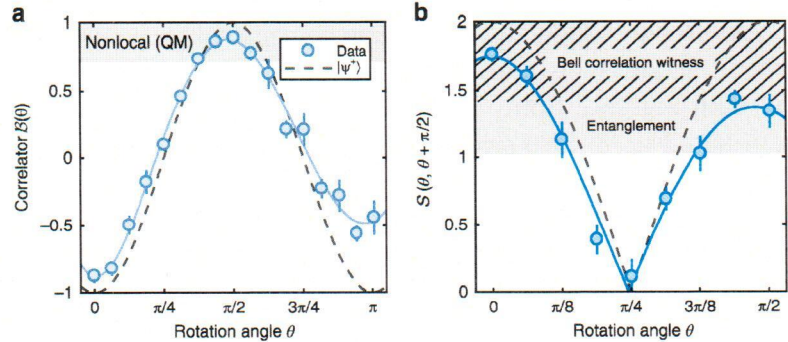


Fig. 9. Korelacje nieklasyczne w rozpraszaniowej powłoce. (a) Silna korelacja $\mathcal{B}$ przekraczająca wartość $1/\sqrt{2}$ (obszar zacieniowany) sygnalizuje możliwość zaobserwowania łamania nierówności Bella na podstawie modelu mechaniki kwantowej (QM). Zgodne z przewidywaniami mechaniki kwantowej łamanie zostało zaobserwowane przy $\mathcal{B}(\pi/2) = 0.90(1)$ z istotnością 18σ w 18000 powtórzeniach doświadczenia, gdy spiny zostały obrócone o kąt $\pi/2$. Linia przerywana przedstawia teoretyczne przewidywanie dla trypletu Bella $|\Psi^+\rangle$, natomiast linia ciągła jest jedynie wsparciem dla oka — na obu panelach. (b) Bezpośrednia obserwacja nieklasyczności w korelacjach par na podstawie kwantowego świadka korelacji Bella $\mathcal{S}$. Korelacje leżące w obszarach zacieniowanym i kreskowanym wskazują odpowiednio na obecność splątania kwantowego oraz nielokalności Bella. Zaobserwowano łamanie nierówności świadka Bella na poziomie 6σ , przy $\mathcal{S}(0, \pi/2) = 1.77(6)$. Wszystkie słupki błędów odpowiadają błędowi standardowemu wyznaczonemu metodą bootstrapu.

Następnie w pracy [H5] wykazano, że łamanie nierówności

$$\mathcal{S}\left(\theta, \theta + \frac{\pi}{2}\right) \leq \sqrt{2}, \quad (29)$$

na podstawie dwóch pomiarów komplementarnych pozwala wykluczyć sytuacje, w których jeden z podukładów daje wyniki binarne, podczas gdy drugi opisany jest wielkością wektorową. Nierówność ta została złamana w eksperymencie, wykres Fig. 9b, ponieważ dla $\theta = 0$ uzyskano wartość $\mathcal{S} = 1.77(6)$.

W pracy [H5] wyprowadzono teorię Bogoliubova w celu opisu procesu generacji rozproszeniowego halo powstającego w wyniku zderzenia spinorowych kondensatów. Uzyskane wyniki porównano z teoretycznymi przewidywaniami dotyczącymi procesu rozpraszania oraz formowania się halo. Z tej teorii wynika zależność $\mathcal{B} = -\cos 2\theta$. Co istotne, teoria Bogoliubova dostarcza teoretycznego warunku koniecznego dla złamania nierówności CHSH w rozważanym układzie, mianowicie $\mathcal{B} > 1/\sqrt{2}$. Oba te wyniki zostały potwierdzone danymi doświadczalnymi przedstawionymi na wykresie Fig. 9a.

Punktem startowym teorii Bogoliubova, zastosowana do opisu procesu rozpraszania, jest Hamiltonian

$$H = \int d\mathbf{r} \left[-\frac{1}{2m} \Psi_\alpha(\mathbf{r})^\dagger \nabla^2 \Psi_\alpha(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}) \Psi_\alpha(\mathbf{r})^\dagger \Psi(\mathbf{r}) \right] \quad (30a)$$

$$+ \frac{c_0}{2} \Psi_\alpha(\mathbf{r})^\dagger \Psi_\beta(\mathbf{r})^\dagger \Psi_\beta(\mathbf{r}) \Psi_\alpha(\mathbf{r}) \quad (30b)$$

$$+ \frac{c_1}{2} \Psi_\alpha(\mathbf{r})^\dagger \Psi_\beta(\mathbf{r})^\dagger \mathbf{F}_{\alpha\alpha'} \cdot \mathbf{F}_{\beta\beta'} \Psi_{\beta'}(\mathbf{r}) \Psi_{\alpha'}(\mathbf{r}), \quad (30c)$$

gdzie współczynniki $c_{0/1}$ są powiązane z długościami rozpraszania $a_{0/2}$ w kanałach oddziaływań o całkowitym momencie pędu $J = 0, 2$ zależnościami $c_0 = 4\pi(a_0 + 2a_2)/(3m)$ oraz $c_1 = 4\pi(a_2 - a_0)/(3m)$, przy czym (dla przypomnienia) $\hbar = 1$. Wektor $\mathbf{F} = (F_x, F_y, F_z)$ stanowi zestaw macierzy spinowych dla spinu 1. Zastosowano tutaj konwencję sumacyjną Einsteina po powtarzających się indeksach opisujących rzut m_J , tzn. $\alpha \in \{+1, 0, -1\}$.

Z tych równań wyprowadza się równania Bogoliubova dla operatora $\hat{\delta}_\alpha$ w standardowym przybliżeniu liniowym pola kwantowego, $\Psi_\alpha(\mathbf{r}, t) = \phi_\alpha(\mathbf{r}, t) + \hat{\delta}_\alpha(\mathbf{r}, t)$, gdzie pole średnie $\phi_\alpha(\mathbf{r}, t)$ opisuje kondensaty, których dynamika podlega równaniu Grossa–Pitaevskiego.

W celu opisu rozproszeniowego halo, które związane jest z polem $\delta_\alpha(\mathbf{r}, t)$, konstruuje się operatory spinowe, przy czym indeks $\alpha \equiv m_J = 0, 1$ oznaczono odpowiednio jako $\downarrow / \uparrow$:

$$S_i^{(V)} = \frac{1}{2} \int_V \frac{d\mathbf{k}}{2\pi} (\delta_\uparrow^\dagger(\mathbf{k}), \delta_\downarrow^\dagger(\mathbf{k})) \cdot \sigma_i \cdot (\delta_\uparrow(\mathbf{k}), \delta_\downarrow(\mathbf{k}))^T, \quad (31)$$

gdzie V oznacza obszar całkowania A lub B , σ_i ($i = 0, x, y, z$) to macierze Pauliego, natomiast σ_0 jest macierzą jednostkową, tak że $S_0^{(V)} = N_V$ odpowiada całkowitej liczbie atomów w obszarze V .

Nierówność Bella może zostać sformułowana w postaci CHSH:

$$|E(\theta, \phi) + E(\theta', \phi') + E(\theta', \phi) - E(\theta, \phi')| \leq 2, \quad (32)$$

gdzie cząstki w obszarze A są obracane o kąty θ lub θ' , a w obszarze B o kąty ϕ lub ϕ' . Korelator występujący w nierówności CHSH wyraża się analitycznie jako $E(\theta, \phi) = \frac{\langle S_z^{(A)} S_z^{(B)} \rangle_{\theta, \phi}}{\langle N_A N_B \rangle_{\theta, \phi}}$. W

ramach teorii Bogoliubova korelator ten przyjmuje postać $E(\theta, \phi) = -\mathcal{E} \cos(\theta + \phi)$, gdzie amplituda $\mathcal{E}$ jest określona w zależności od funkcji korelacji dwuciałowej jako $\mathcal{E} = (g_{\uparrow\downarrow}^{(2)} - 1)(g_{\uparrow\downarrow}^{(2)} + 1)$. Optymalizacja względem kątów obrotów pokazuje, że łamanie CHSH — a tym samym demonstracja nielokalności Bella — wymaga spełnienia warunku $g_{\uparrow\downarrow}^{(2)} \geq 2\sqrt{2} + 3$, lub równoważnie $|\mathcal{B}| \geq 1/\sqrt{2}$. Oba te warunki zostały spełnione w eksperymencie. Dla równych kątów zachodzi $E(\theta, \theta) = \mathcal{B}(\theta)$, co jest bezpośrednio dostępne w pomiarze; ponadto w reżimie spontanicznym zachodzi przybliżenie $\mathcal{E} \approx 1$.

Podsumowując, doświadczenie i teoria przedstawione w pracy [H5] wykazały możliwość tworzenia oraz koherentnego sterowania splątanymi parami atomów He^* , uzyskanymi z rozproseniowej powłoki (halo) powstałego w wyniku zderzenia kondensatów Bosego-Einsteina w dwóch różnych stanach spinowych. Scharakteryzowano korelacje pomiędzy parami i wykazano, że są one wystarczająco silne w porównaniu z korelacjami klasycznymi, aby zmierzyć kwantowego świadka korelacji Bella oraz wykazać nielokalność Bella. W przyszłych rozszerzeniach eksperymentu możliwe byłoby zastosowanie niezależnych obrotów dla każdej splątanej pary poprzez oświetlanie obu półkul rozproseniowego halo oddzielnie kontrolowanymi impulsami odpowiednio ukształtowanych wiązek Ramanowskich. Ponadto taki układ mógłby zostać rozwinęty w kierunku testu hiper-nielokalności dla cząstek masywnych poprzez jednoczesną demonstrację nielokalnych korelacji pędowych w rozproseniowej powłoce. Silny stopień korelacji kwantowych, przejawiający się nielokalnością oraz przeciwnie skierowanym ruchem par atomowych może znaleźć obiecujące zastosowania w różnych zadaniach metrologii kwantowej [94], a także stanowić podstawę do kwantowych testów ogólnej teorii względności [95].

4.3.8 Nierówności Bella, sterowalność EPR oraz kwantowa metrologia ze spinorowym kondensatem Bosego-Einsteina

W tej sekcji opisano główne wyniki z pracy [H6].

W pracy [H6] zaproponowano doświadczenie, w którym nierówność Bella zostaje złamana w układzie wielu cząstek masywnych. Źródłem skorelowanych atomów jest spinorowy kondensat Bosego-Einsteina (BEC) o liczbie spinie $F = 1$, splełkowany w siatce optycznej. W pracy szczegółowo scharakteryzowano całą procedurę, obejmującą operacje lokalne, schemat pomiarowy oraz postać nierówności niezbędnej do przeprowadzenia testu Bella. Wykazano, że stopień złamania nierówności Bella zależy zarówno od siły korelacji dwucząstkowych, jak i od liczby rozproszonych par. Ponadto pokazano, że układ ten może posłużyć do realizacji paradoksu Einsteina-Podolsky’ego-Rosena (EPR). Rozproszone pary stanowią przy tym zasób kwantowy (ang. quantum resource) składający się z wielu cząstek, i może posłużyć do metrologii kwantowej o wysokiej precyzji.

Uzyskane wyniki mają zastosowanie w dowolnych układach wielomodowych, w których zderzenia zmieniające spin prowadzą do rozpraszania w rozłączne obszary przestrzenne. Na ogólnym poziomie, badanie to pokazuje, że taki układ jest wysoce uniwersalny — umożliwia zarówno testy nielokalności, jak i zastosowania w metrologii kwantowej oraz informacji kwantowej.

W pierwszym kroku opracowano ogólne ramy teoretyczne dla układu wielomodowego, w którym pary atomów ulegają rozproszeniu do oddzielnych obszarów w wyniku zderzeń zmieniających spin. Scenariusz ten jest bardzo podobny do sytuacji rozważanej wcześniej w pracy [H5]. Następnie wyniki te zastosowano do kondensatu Bosego-Einsteina w stanie nadsubtelnym $F = 1$, $m_F = 0$, umieszczonego w sieci optycznej. Potencjał ten modyfikuje relację dyspersji pojedynczej cząstki i wywołuje rozpraszanie par atomowych o przeciwnych rzutach momentu

pędu, $m_F = \pm 1$, do dwóch rozdzielonych przestrzennie obszarów. Ponieważ między tymi obszarami nie zachodzi żadna komunikacja — atomy oddziałują jedynie poprzez potencjał kontaktowy — powstający w ten sposób stan splątany doskonale nadaje się do testowania postulatu realizmu lokalnego.

Rozważany układ charakteryzuje się wysokim stopniem kontroli: obecność sieci optycznej wywołuje niestabilność dynamiczną, natomiast liczba atomów może być regulowana poprzez czas trwania działania potencjału sieci optycznej.

W pracy [H6] wyprowadzono istotną doświadczalnie zależność, łączącą stopień łamania nierówności Bella z liczbą rozproszonych par oraz siłą korelacji dwucząstkowych. Wykazano, że nierówność Bella zostaje złamana, jeśli liczba rozproszonych atomów jest rzędu jedności. Wynik ten nakłada bardzo wysokie wymagania na czułość detekcji pojedynczych atomów, jednak taki poziom precyzji został już osiągnięty doświadczalnie [96, 97]. Gdy liczba rozproszonych atomów jest duża, układ nie łamie już nierówności Bella, lecz nadal stanowi cenny zasób dla innych zadań kwantowych, takich jak wykazanie paradoksu EPR czy metrologia kwantowa o wysokiej czułości [98].

Hamiltonian rozważany w pracy [H6] ma taką samą postać jak w równaniu (30), a wyprowadzone równania Bogoliubova oraz zdefiniowane operatory spinorowe są identyczne jak w równaniu (31). Jedyną różnicą w porównaniu z pracą [H5] jest to, że analizowany układ znajduje się w sieci optycznej, a w chwili rozpoczęcia dynamiki istnieje pojedynczy kondensat w stanie $m_F = 0$.

Sieć optyczna wzbudza kondensat BEC, początkowo znajdujący się w stanie $m_F = 0$, wprowadzając go w niestabilność dynamiczną i inicjując rozpraszanie atomów w parach poza kondensat. Proces ten jest energetycznie zabroniony przy braku sieci, dlatego poprzez odpowiednie dostrojenie czasu jej działania można kontrolować liczbę rozproszonych atomów. Analiza teoretyczna koncentruje się na przypadku jednowymiarowym.

Jeśli kondensat spoczywa lub porusza się powoli względem sieci optycznej, prawa zachowania pędu dla pary cząstek przed i po zderzeniu, $E(k_1^{\text{in}}) + E(k_2^{\text{in}}) = E(k_1^{\text{out}}) + E(k_2^{\text{out}})$ oraz $k_1^{\text{in}} + k_2^{\text{in}} = k_1^{\text{out}} + k_2^{\text{out}}$ mogą być spełnione jedynie wtedy, gdy para po zderzeniu pozostaje wewnątrz kondensatu. Powyżej krytycznej wartości pędu kondensatu pary ulegają rozproszeniu poza BEC. Zderzenie dwóch atomów kondensatu może zachować rzut m_F pary końcowej bez zmian

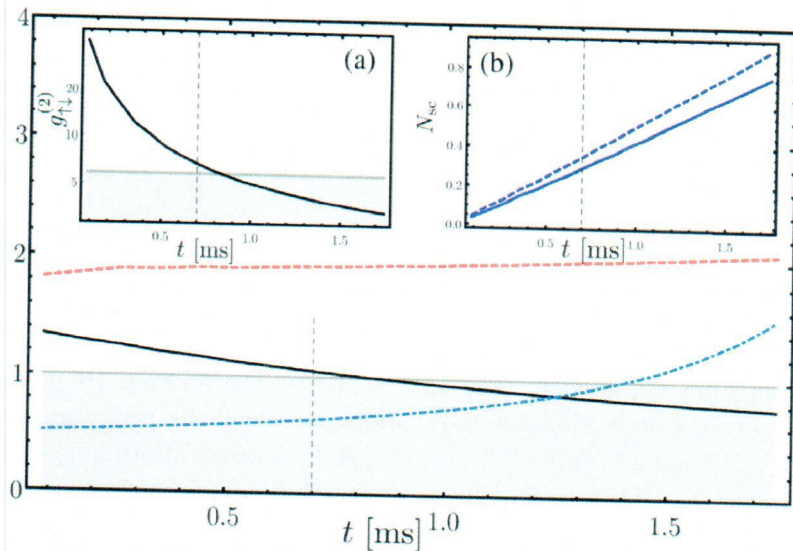


Fig. 10. Korelacje nieklasyczne w rozproszeniowej powłoce (halo). Wykres główny: wyznaczniki nieklasyczności w funkcji czasu. Wartości powyżej zacieniowanego na szaro obszaru wskazują na kwantowy charakter układu. Czarna linia ciągła przedstawia zoptymalizowany współczynnik Bella $B/2$, linia niebieska kreskowano-kropkowana odpowiada odwrotności współczynnika Hillery–Zubairy, tj. $\frac{1}{2} E_{\text{HZ}}^{-1}$, natomiast linia czerwona przerywana przedstawia kwantową informację Fishera znormalizowaną do poziomu szumu śrutowego (ang. shot-noise level). Inset (a) pokazuje wartość funkcji korelacji $g_{\uparrow\downarrow}^{(2)}$, natomiast inset (b) przedstawia średnią liczbę atomów rozproszonych do dwóch odrębnych obszarów: A (linia ciągła) oraz B (linia przerywana).

lub — co ciekawsze — prowadzić do rozpraszania ze zmianą spinu, w wyniku którego powstaje para złożona z atomów o rzucie $m_F = \pm 1$ (oznaczanych, podobnie jak w [H5], symbolami $\uparrow / \downarrow$). Po swobodnej ekspansji para ta rozdziela się przestrzennie na dwa obszary A oraz B .

Następnie do obszarów A i B stosuje się niezależne obroty opisane operatorem

$$\hat{U} = e^{-i\theta\hat{S}_y^{(A)}} e^{-i\phi\hat{S}_y^{(B)}}, \quad (33)$$

gdzie θ i ϕ oznaczają kąty obrotu wokół osi y . Po wykonaniu tych obrotów korelator mierzy się jako $E(\theta, \phi) = \frac{\langle S_z^{(A)} S_z^{(B)} \rangle_{\theta, \phi}}{\langle N_A N_B \rangle_{\theta, \phi}}$ analogicznie jak w pracy [H5]. Następnie testowana jest nierówność Bella z równania (32). Wykazano, że do łamania nierówności Bella konieczne jest spełnienie warunku $g_{\uparrow\downarrow}^{(2)} > 2\sqrt{2} + 3$.

W pracy [H6] podano konkretne wartości parametrów doświadczalnych, które umożliwiają obserwację łamania nierówności CHSH, są to te same parametry, które wykorzystano w pracy [99]. Dla tych parametrów obliczono zoptymalizowany współczynnik Bella $\mathcal{B}$, pokazany na wykresie Fig. 10. Układ łamie nierówność Bella do czasu $t \sim 0.85$ ms. Inset na wykresie pokazuje, że wartość funkcji korelacji krzyżowej spada z początkowej wartości $\gg 1$ do progu $2\sqrt{2} + 3$ dopiero w ostatnich chwilach dynamiki. Liczba rozproszonych par jest niewielka (średnio około 1/2 atomu w każdym z obszarów A i B), co utrzymuje układ głęboko w reżimie kwantowym. Jednak w późniejszych momentach układ nadal zachowuje silne własności kwantowe, co potwierdzają inne kryteria splątania. Jednym z nich jest współczynnik Hillery-Zubairy’ego [100–102]:

$$E_{\text{HZ}} = 1 + \frac{\langle S_+^{(A)} S_-^{(A)} S_+^{(B)} S_-^{(B)} \rangle - |\langle S_+^{(A)} S_-^{(A)} \rangle|^2}{2 \min[\langle S_z^{(A)} S_+^{(B)} S_-^{(B)} \rangle, \langle S_+^{(A)} S_-^{(A)} S_z^{(B)} \rangle]}, \quad (34)$$

gdzie $S_{\pm}^{(V)} = S_x^{(V)} \pm iS_y^{(V)}$, dla $V \in \{A, B\}$. Wartości $E_{\text{HZ}} < 1/2$ wskazują na występowanie splątania typu EPR (tzw. EPR steering). Wykres 10 pokazuje, że tego rodzaju korelacje pojawiają się w układzie w późniejszych chwilach, gdy współczynnik Bella spada poniżej progu.

W tej samej pracy obliczono także kwantową informację Fishera F_Q dla transformacji interferometrycznej, która nadrukowuje fazę θ pomiędzy dwoma składnikami spinowymi w obszarze A oraz $-\theta$ w obszarze B . Generatorem tej transformacji jest operator $\hat{h} = S_z^{(A)} - S_z^{(B)}$. Dla wartości, dla których $F_Q > \langle N_A + N_B \rangle$, układ jest splątany cząstkowo i nadaje się do metrologii kwantowej o precyzji przekraczającej granicę szumu śrutowego. Wykres 10 pokazuje, że F_Q rośnie monotonicznie w czasie, co wskazuje, iż rozproszone pary atomowe stanowią zasób do interferometrii o wysokiej precyzji.

Analizując różne wartości głębokości sieci optycznej oraz warunki początkowe kondensatu, w pracy [H6] wykazano, że efekty kwantowe są cechą ogólną rozważanego układu i słabo zależą od wyboru konkretnych parametrów.

Podsumowując, praca [H6] przedstawiła kompletną procedurę testowania nierówności Bella w układzie wielu cząstek masywnych. Kondensat Bosego–Einsteina o $F = 1$ stanowi doskonałe źródło skorelowanych par atomów rozpraszanych do dwóch rozdzielonych przestrzennie obszarów. Operacje lokalne mieszają rzuty spinów, a końcowy pomiar liczby atomów w każdym składniku stanowi podstawowy element konstrukcyjny nierówności Bella. Wyprowadzono wyrażenie na współczynnik Bella $\mathcal{B}$ i powiązano jego wartość z siłą funkcji korelacji dwucząstkowej, co ma istotne znaczenie doświadczalne. Wykazano również, że układ ten nadaje się do realizacji innych zadań nieklasycznych, takich jak wykazanie paradoksu EPR czy metrologia kwantowa o zwiększonej czułości. Praca ta otwiera nowe perspektywy dla różnych zastosowań kwantowych tego ogólnego układu splątanych par rozproszonych cząstek.

4.3.9 Dynamika splątania wielocząstkowego w przejściu od stanu regularnego do ergodycznego

W tej sekcji opisano główne wyniki z pracy [H7].

W pracy [H7] zaproponowano wykorzystanie kwantowej informacji Fishera QFI jako użytecznej wielkości do badania ewolucji czasowej splątania [4] w układach wielocząstkowych. W porównaniu z entropią splątania [103, 104], QFI ma istotną zaletę, mianowicie, może być bezpośrednio stosowana do stanów mieszanych, a zatem również do dynamiki układów otwartych. Dotychczas QFI była wykorzystywana głównie do wykrywania przejść fazowych w stanach podstawowych lub termicznych [9, 105, 106], natomiast jej zachowanie dynamiczne w pobliżu przejść fazowych pozostawało w dużej mierze niezbadane, w szczególności w układach ergodycznych.

W pracy [H7] wykazano, że QFI dostarcza niezwykle bogatego opisu dynamiki układów wielocząstkowych w pobliżu przejścia pomiędzy reżimem regularnym a ergodycznym. Badaniu poddano model Dicke (DM), w którym oddziaływania między N spinami-1/2 są wymiennie przez mod bozonowy ze stałą sprzężenia g [107, 108]. Jak wykazano w pracach [109, 110], model DM stanowi paradygmatyczny model dynamiki termalizacji kwantowej zawierającym chaos, w którym wszystkie spiny oddziałują ze sobą wzajemnie. W szczególności dynamika półklasyczna w przestrzeni fazowej wykazuje przejście między reżimem regularnym a ergodycznym przy krytycznej sile sprzężenia g_c , co jest zgodne z zachowaniem widma Hamiltonianu opisanego przejściem od statystyki Poissona do statystyki Wignera–Dysona [111].

Wyniki pracy [H7] pokazują, że QFI w modelu Dickego wykazuje dynamiczne zachowanie, które ulega zasadniczej zmianie w pobliżu przejścia między fazą regularną a ergodyczną. Zarówno asymptotyczna wartość QFI, jak i charakterystyczne skale czasowe odzwierciedlają to przejście poprzez swoją zależność od siły oddziaływania g oraz skalowanie z liczbą spinów N .

Hamiltonian w modelu Dicke ma postać

$$H = \omega_0 J_z + \omega a^\dagger a + \frac{2g}{\sqrt{N}}(a + a^\dagger)J_x, \quad (35)$$

gdzie J_z oraz J_x są odpowiednio składowymi z i x całkowitego operatora momentu pędu spinów, natomiast a jest operatorem anihilacji modu bozonowego.

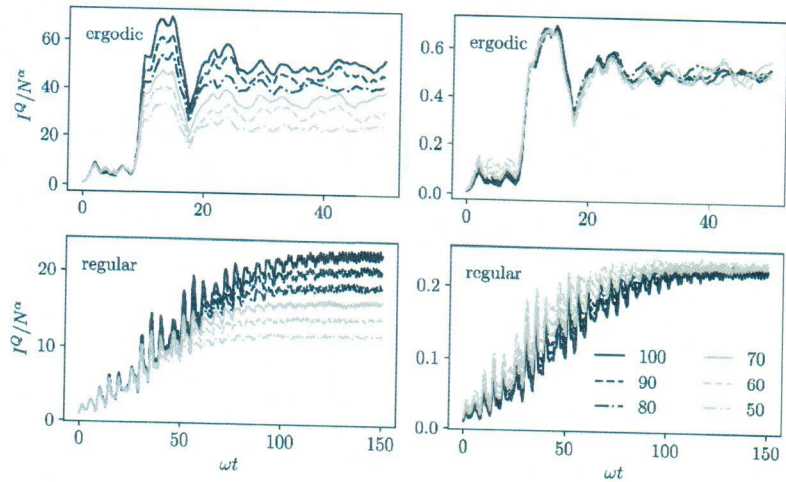


Fig. 11. Dynamika kwantowej informacji Fishera I^Q w fazie ergodycznej (górny rząd) oraz regularnej (dolny rząd). Przedstawiono skalowanie I_Q/N^α dla rozmiarów układu N od 50 do 100 (ze skokiem co 10). Lewa kolumna odpowiada przypadkowi $\alpha = 1$ (skalowanie odpowiadające poziomowi szumu śrutowego, tzw. shot-noise), natomiast prawa kolumna pokazuje $\alpha = 2$ (skalowanie Heisenberga). Energia stanu podstawowego jest ustalona na $(E - E_{gs})/E_{gs} = 0.53$; parametry wynoszą $\omega_0 = 1$, $g = 0.9$ (górny rząd, faza ergodyczna) oraz $g = 0.4$ (dolny rząd, faza regularna).

Aby zaobserwować nietrywialną dynamikę, ewolucję rozpoczyna się od stanu, który nie jest stanem własnym Hamiltonianu Dickego, przy czym średnia wartość energii jest ustalona względem energii stanu podstawowego.

Następnie obliczono ewolucję czasową QFI dla stanu w chwili t , zoptymalizowaną względem wszystkich możliwych jednoatomowych operacji jednostkowych. W fazie regularnej $g < g_c$, jak pokazano w dolnym rzędzie wykresu Fig. 11, QFI wykazuje oscylacje wokół obwiedni, która rośnie w czasie zgodnie z $\text{erf}[(t/t_{\text{asy}})^2]$ i asymptotycznie, dla $t \approx t_{\text{asy}}$, nasycą się do wartości skalującej się zgodnie z granicą Heisenberga, tj. $\propto N^2$. Jest to najsilniejsze możliwe skalowanie dla układu złożonego z N kubitów.

Z kolei w fazie ergodycznej $g > g_c$, przedstawionej w górnym rzędzie wykresu Fig. 11, obwiednia QFI najpierw osiąga pośredni plateau o skalowaniu odpowiadającym poziomowi szumu ($\propto N$) w czasie $t \lesssim t_{\text{pla}}$, gdzie $t_{\text{pla}} < t_{\text{asy}}$. Dla dłuższych czasów $t \gtrsim t_{\text{asy}}$, QFI osiąga końcową wartość asymptotyczną, ponownie wykazującą skalowanie Heisenberga. Dla wyższych energii zanikają dwie odrębne skale czasowe — pozostaje jedna charakterystyczna skala t_{asy} .

Co istotne, wartość asymptotyczna QFI jako funkcja stałej sprzężenia g wykazuje wyraźną zmianę w punkcie krytycznym g_c , powyżej którego rośnie gwałtownie, sygnalizując przejście z reżimu regularnego do ergodycznego. Jednakże zachowanie QFI staje się stopniowo gładkie wraz ze wzrostem energii. Charakterystyczna skala czasowa t_{asy} również odzwierciedla to przejście, ponieważ maleje gwałtownie wraz ze wzrostem g aż do g_c , po czym nasycą się przy stałej wartości.

Zależność skali czasowej t_{asy} od rozmiaru układu jest również odmienna w obu fazach: w fazie regularnej $t_{\text{asy}} \propto \sqrt{N}$, natomiast uzyskane wyniki sugerują, że w fazie ergodycznej skalowanie t_{asy} jest zgodne z $\ln N$. Fakt, że $t_{\text{asy}} \propto \ln(N)$, wskazuje na możliwość interpretacji tej wielkości jako czasu Ehrenfesta, który skaluje się z objętością dostępnej przestrzeni fazowej; ta ostatnia jest proporcjonalna do N w modelu DM [111].

Taka interpretacja znajduje potwierdzenie w analizie funkcji rozkładu Wignera, zgodnie z którą t_{pla} jest związany z formowaniem słabo ściśniętych stanów nieklasycznych, natomiast t_{asy} odpowiada momentowi, w którym rozkład całkowicie pokrywa dostępną stanowi część przestrzeni fazowej i tworzy struktury o małej skali kątowej rzędu $1/N$. Rozmiar obszaru pokrywanego przez rozkład Wignera szybko rośnie wraz ze wzrostem energii początkowej, aż do momentu, gdy zajęta zostaje cała przestrzeń fazowa, co jest zgodne z przewidywaniami pracy [109] dla funkcji Husimiego obrazującymi klasyczny chaos.

Wyniki przedstawione w pracy [H7] pokazują, że kwantowa informacja Fishera stanowi kryterium rozróżnienia pomiędzy fazami ergodyczną i regularną, jak również pomiędzy ich charakterystycznymi skalami czasowymi. QFI odzwierciedla przejście zarówno poprzez swoją zależność od parametru opisującego sprzężenie g , jak i poprzez skalowanie z rozmiarem układu N . Wykazano, że w porównaniu z dynamiką regularną, kwantowa dynamika ergodyczna umożliwia znacznie szybsze generowanie silnie splątanych stanów wielociałowych, które wykazują precyzję metrologiczną skalującą się jak granica Heisenberga. To spostrzeżenie wskazuje, że układy chaotyczne mogą wytwarzać stany materii odpowiednie do zastosowań w kwantowej metrologii na znacznie krótszych skalach czasowych.

4.3.10 Magnetometr pojedynczego atomu oparty na rezonansie Feshbacha

W tej sekcji opisano główne wyniki z pracy [H8]. W tej pracy badany jest potencjał wykorzystania pojedynczego atomu zderzającego się z innym atomem w układzie o zredukowanej liczbie wymiarów do celów magnetometrii.

Najnowocześniejsze techniki detekcji pola magnetycznego opierają się na efektach zależnych od pola w różnych układach fizycznych. Wysoka czułość na sygnały zmiennie w czasie (ac) jest osiągana przy użyciu SQUID-ów, natomiast inne zaawansowane metody wykorzystują centra NV w diamencie, pary atomowe, jony w pułapkach oraz zimne i ultrazimne atomy. Ultrazimne atomy są szczególnie dobrze przystosowane do zastosowań w kwantowych czujnikach, ponieważ umożliwiają precyzyjną kontrolę dużych grup atomów przygotowanych w dobrze zdefiniowanych stanach kwantowych. W temperaturach poniżej μK mogą być one spułapkowane w polach optycznych, a ich oddziaływania można regulować doświadczalnie za pomocą rezonansów Feshbacha, które są czułe na zewnętrzne pole magnetyczne.

Praca [H8] proponuje schemat detekcji pola magnetycznego oparty na zderzeniach atomowych w kwazi-jednowymiarowych falowodach, takich jak te tworzone przez sieci optyczne. W pobliżu rezonansu Feshbacha przesunięcie fazowe w wyniku zderzenia, będące kluczową cechą fizyczną kwantowo-mechanicznego opisu zderzenia, staje się niezwykle czułe na pole magnetyczne, co umożliwia wyznaczenie jego natężenia na podstawie transmisji atomów przez falowody po zderzeniu. Osiągalna precyzja tej metody jest określona przez kwantową nierówność Cramera–Rao [14], która definiuje fundamentalne ograniczenie niepewności w estymacji pola magnetycznego.

Główna idea czujnika została zilustrowana na rysunku Fig. 12. Grupa N nieoddziałujących ze sobą atomów jest wprowadzany do układu kwazi-jednowymiarowych falowodów utworzonych przy użyciu głębokiej trójwymiarowej sieci optycznej. W centrum każdego falowodu znajduje się silnie spułapkowany atom domieszkowy, znajdujący się w innym stanie nadsubtelnym lub należący do innego rodzaju atomów. Po przeciętna szerokość falowodów d jest dobrana tak, aby prawdopodobieństwo transmisji zderzającego się atomu przez atom domieszkowy silnie zależało od wartości pola magnetycznego poprzez trójwymiarową długość rozpraszania dwuciałowego $a(B)$ w fali s . Atom, który ulega transmisji, jest następnie zliczany, a statystyka liczby zliczeń wykorzystywana jest do wyznaczenia wartości pola magnetycznego B . Przestrzenne rozdzielanie falowodów, typowo rzędu 500 nm, w naturalny sposób zapewnia wysoką rozdzielczość przestrzenną czujnika.

W obecności silnego spułapkowania ruch poprzeczny padającego atomu pozostaje w stanie podstawowym, a współczynnik transmisji można opisać zależnością $T(p) = \cos^2 \delta_{1D}(p)$, gdzie δ_{1D} jest jednowymiarowym przesunięciem fazowym danym analitycznie przez [112, 113]

$$p \tan \delta_{1D}(p) = -\frac{2}{d} \left(\frac{d}{a(k)} - C(k) \right)^{-1}, \quad (36)$$

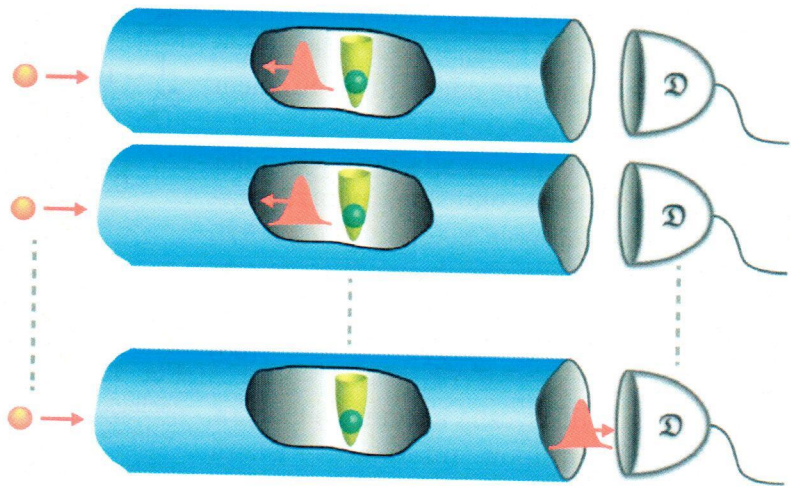


Fig. 12. Idea magnetometru. N atomów (czerwone sfery po lewej) jest transmitowanych przez N kwazi-jednowymiarowych falowodów (przedstawionych na rysunku jako tuby). W każdym falowodzie umieszczony jest silnie uwięziony atom domieszkowy (zielona sfera). Zderzające się atomy (czerwone pakiety falowe) mogą zostać albo transmitowane, albo odbite, z prawdopodobieństwem zależnym od zewnętrznego pola magnetycznego.

gdzie $C = -\zeta_H[1/2, 3/2 - E/(2\omega)]$, a ω oznacza częstość pułapki harmoniczej w kierunku poprzecznym względem ruchu padającego atomu. Całkowita energia kinetyczna wynosi $E = k^2/2m = \omega + p^2/2m$, gdzie p jest jednowymiarowym wektorem falową (pędem), przy założeniu $\hbar = 1$. Tutaj $a(k) = m/\mu\tilde{a}(k)$, gdzie $\tilde{a}(k) = -\tan \delta_{l=0}(k)/k$ jest zależną od energii długością rozpraszania dla fali s , wyrażoną przez przesunięcie fazowe zderzenia dla fali cząstkowej $l = 0$; czynnik przed nawiasem uwzględnia układ odniesienia atomu oraz fakt, że atom domieszki jest spułapkowany. W granicy zerowej energii długość rozpraszania dana jest wyrażeniem

$$\tilde{a}(k=0) = a_{\text{bg}} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_{\text{res}}} \right), \quad (37)$$

gdzie a_{bg} jest długością rozpraszania tła (ang. background scattering length), z dala od rezonansu, Δ oznacza szerokość rezonansu, a B_{res} jest położeniem rezonansu.

W rezonansie wywołanego spułapkowaniem (ang. confinement-induced resonance, CIR) transmisja spada do zera, co wskazuje na silną zależność od pola magnetycznego. Inną wyrażną cechą jest maksimum pełnej transmisji, związany z zanikiem trójwymiarowej długości rozpraszania, w tym punkcie zderzający się atom efektywnie nie oddziałuje z atomem domieszkowym w falowodzie.

Najlepsza osiągalna wydajność czujnika pola magnetycznego, określona poprzez niepewność estymacji pola magnetycznego ΔB , jest wyznaczona przez nierówność Cramera-Rao:

$$\Delta B \geq \frac{1}{\sqrt{NF}}, \quad (38)$$

gdzie F oznacza klasyczną informację Fishera, a N jest liczbą atomów. Informacja Fishera dana jest zależnością

$$\begin{aligned} F &= \sum_{s=\pm 1} \frac{1}{P(s|B)} \left(\frac{\partial P(s|B)}{\partial B} \right)^2 \\ &= \frac{1}{T(B)(1-T(B))} \left(\frac{dT(B)}{dB} \right)^2, \end{aligned} \quad (39)$$

gdzie $P(+1|B) = T(B)$ jest prawdopodobieństwem transmisji atomu po zderzeniu, natomiast $P(-1|B) = 1 - T(B)$ oznacza prawdopodobieństwo odbicia. Nierówność Cramera-Rao jest asymptotycznie osiągana przez estymator największej wiarygodności w granicy dużej liczby atomów użytych w procedurze estymacji.

Wyniki dotyczące najlepszej osiągalnej precyzji dla $d = 20\bar{a}$, gdzie $\bar{a}$ oznacza charakterystyczną długość potencjału van der Waalsa [114], przedstawiono na wykresie Fig. 13. Optymalna wydajność czujnika osiągana jest przy małych pędach, w pobliżu maksimum transmisji, natomiast przy większych pędach czujnik działa najefektywniej w sąsiedztwie rezonansu CIR.

Praca [H8] omawia potencjalne źródła błędów istotne dla działania magnetometru, w tym niepewności pędu podłużnego zderzającego się atomu oraz fluktuacje położenia rezonansu

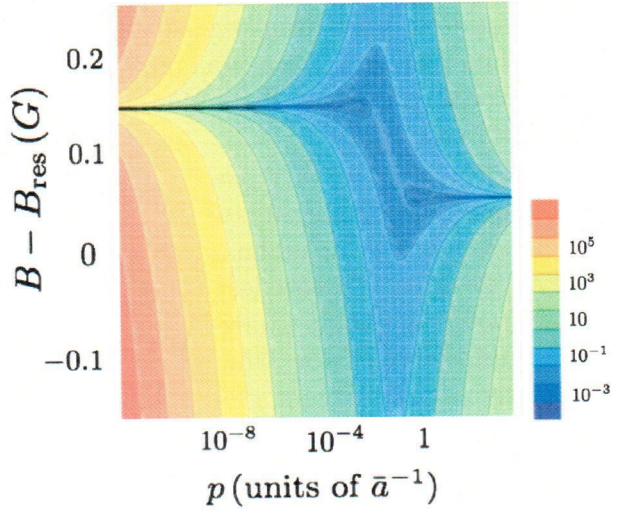


Fig. 13. Najlepsza osiągalna precyzja ΔB w jednostkach gaussach, obliczona jako funkcja wartości pola oraz pędu podłużnego p dla $\Delta = 0.15$ G. Długość rozpraszania tła $a_{\text{bg}} = 9.7\bar{a}$.

wynikające z poprawek skończonej energii. Efekty te wymagają precyzyjnej kontroli pędu atomowego. Innym czynnikiem ograniczającym jest wydajność detektora atomów.

W końcowej części badania przeanalizowano kwantową nierówność Cramera-Rao dla proponowanego schematu. Wykazano, że zastosowany protokół pomiarowy osiąga precyzję pomiaru pola magnetycznego, która nasyca granicę wyznaczoną przez kwantową informację Fishera. A zatem żadna alternatywna strategia pomiarowa, nawet poprzedzona dowolnymi operacjami na stanie po zderzeniu, nie może dalej zwiększyć osiągalnej precyzji.

Proponowany sensor pola magnetycznego jest czuły na statyczne (dc) pola magnetyczne i działa w innym reżimie niż SQUID-y, jony w pułapkach czy centra NV. Jego niewielki promień, rzędu kilkudziesięciu nanometrów, sprawia, że jest on szczególnie użyteczny do bezpośredniego badania lokalnego pola magnetycznego w doświadczeniach z zimnymi atomami. W przypadku zastosowania sieci optycznej tworzącej falowody czujnik może pełnić funkcję równoległej, wielopunktowej sondy skanującej, zdolnej do pomiaru lokalnych pól magnetycznych z sub-mikronową rozdzielczością ograniczoną odstępem pomiędzy węzłami sieci. Ten tryb pracy został przeanalizowany w [H9].

Podsumowując, w badaniu wykazano, że rezonanse Feshbacha oraz rezonanse wywołane pułapką mogą być dla ultrazimnych atomów użyteczne w zastosowaniach związanych z kwantowym pomiarem. Zidentyfikowano optymalny schemat pomiarowy, w którym monitorowane są zarówno odbite, jak i transmitowane atomy po zderzeniach. Ponadto wykazano, że w ramach tego podejścia czułość pomiaru pola magnetycznego osiąga swoją maksymalną wartość, nasycając kwantową granicę wyznaczoną przez nierówność Cramera-Rao.

4.3.11 Gradiometr pola magnetycznego oparty na ultra-zimnych zderzeniach

W tej sekcji opisano główne wyniki z pracy [H9].

Praca [H9] bada potencjał sensora przedstawionego w sekcji 4.3.10 oraz w pracy 4.3.10 do estymacji nie tylko natężenia pola magnetycznego, lecz także jego gradientów przestrzennych.

Proponowany układ, zobrazowany na rysunku Fig. 12, składa się z grupy nieoddziałujących ze sobą atomów, z których każdy porusza się wzdłuż indywidualnego kwazi-jednowymiarowego falowodu utworzonego przez sieć optyczną. W centrum każdego falowodu znajduje się silnie spułapkowany atom domieszkowy, który oddziałuje z poruszającymi się atomami, powodując, że proces rozpraszania jest czuły na lokalne pole magnetyczne poprzez rezonans Feshbacha. Dzięki odpowiedniemu dostrojeniu parametrów rezonansu, prawdopodobieństwo odbicia każdego atomu staje się silnie zależne od natężenia pola magnetycznego. Pomiar transmitowanych i odbitych atomów w przestrzennie rozdzielonych falowodach umożliwia zatem estymację zarówno wartości pola magnetycznego, jak i jego gradientów przestrzennych.

Proces rozpraszania poruszającego się atomu na domieszce można opisać w kategoriach dwóch amplitud rozpraszania:

$$f^{(\pm)}(p) = -\frac{1}{1 + i \cot \eta_{\pm}(p)}, \quad (40)$$

gdzie p jest podłużnym wektorem falowym atomu ulegającego rozpraszaniu i jest powiązany z jego energią zależnością $E \equiv k^2/2m = \omega + p^2/2m$, przy czym ω oznacza energię pułapki harmoniczej w poprzecznym, dwuwymiarowym kierunku; przyjęto $\hbar = 1$. Zderzenie opisane jest za pomocą jednowymiarowych przesunięć fazowych $\eta_{\pm}(p)$, odpowiadających odpowiednio

falom płaskim parzystym i nieparzystym. Wówczas współczynnik transmisji, opisujący część strumienia przechodzącego przez falowód, wyraża się jako

$$T(p) = |1 + f^{(+)}(p) + f^{(-)}(p)|^2. \quad (41)$$

Aby uzyskać jednowymiarowe przesunięcia fazowe $\eta_{\pm}(p)$, należy przeanalizować zderzenie trójwymiarowe w przestrzeni swobodnej, co prowadzi do uzyskania trójwymiarowych przesunięć fazowych $\delta_l(k)$, odpowiadających falom parcjalnemu l zależnym od energii. Na ich podstawie można wyznaczyć: długość rozpraszania dla fali s , daną wzorem $a(k) = -(m/\mu) \tan \delta_{l=0}(k)/k$, objętość rozpraszania dla fali p , wyrażoną przez $V_p(k) = -(m/\mu) \tan \delta_{l=1}(k)/k^3$, oraz długość rozpraszania dla fali d , daną przez $a_d(k) = (m/\mu) \tan \delta_{l=2}(k)/k$. Trójwymiarowe charakterystyki zderzenia mogą następnie zostać wstawione do analitycznych wzorów na $\eta_{\pm}(p)$ (zależnego jedynie od $a(k)$ i $a_d(k)$) oraz na $\eta_{-}(p)$ (zależnego wyłącznie od $V_p(k)$); odpowiednie wyrażenia można znaleźć w pracy [H9] oraz w pracach [112, 115, 116]. W granicy zerowej energii długość rozpraszania wyraża się jako

$$a(B) = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_{res}} \right), \quad (42)$$

gdzie a_{bg} jest długością rozpraszania tła, Δ oznacza szerokość, a B_{res} położenie rezonansu. W ogólności, wyższe fale parcjalne prowadzą do pojawienia się dodatkowych, bardzo wąskich rezonansów. Zjawiska te występują, gdy odpowiadające im długości rozpraszania stają się porównywalne z szerokością pułapki, podobnie jak w przypadku fali s . W pracy [H9] potencjał van der Waalsa został wykorzystany do wyznaczenia wielkości $a(k)$, $V_p(k)$ oraz $a_d(k)$ w obecności pola magnetycznego. Zależność współczynnika transmisji $T(B)$ od pola magnetycznego jest następnie wykorzystywana do detekcji zewnętrznego pola i gradientów.

Jak pokazano w pracy [H8], dla pojedynczego falowodu minimalna niepewność estymacji (najlepsza osiągalna precyzja), oznaczona jako ΔB , jest określona przez klasyczną informację Fishera F za pomocą nierówności Cramera-Rao:

$$\Delta B = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{1}{\sqrt{F}}, \quad (43)$$

gdzie $F = [T(1 - T)]^{-1} (dT/dB)^2$.

Zachowanie F w pobliżu punktów, gdy transmisja $T = 0$ i $T = 1$, jest określone przez zależność pochodnej dT/dB w ich sąsiedztwie. Obecność rezonansu fali p zwiększa precyzję pomiaru. Niepewność ΔB w pobliżu takiego rezonansu maleje wraz ze wzrostem pędu p , ponieważ prawdopodobieństwo detekcji cząstki bez odbicia rośnie z pędem, a następnie gwałtownie spada do niemal zera w położeniu rezonansu CIR. Większa pochodna $T(B)$ odpowiada silniejszej zmianie transmisji, co skutkuje wyższą precyzją pomiaru.

Dla pojedynczego falowodu, w przypadku wyłącznie oddziaływań typu fali s , dla przyjętych parametrów osiągalna niepewność jest rzędu 10^{-3} G, natomiast w pobliżu rezonansu CIR fali p precyzja $\Delta B \approx 10^{-7}$ G. Tak duży wzrost precyzji wynika z faktu, że rezonans fali p jest znacznie węższy niż rezonans fali s . Jednakże pole magnetyczne musi być precyzyjnie kontrolowane, aby doprowadzić atomy w pobliże rezonansów wyższych fal parcjalnych. Niepewność ΔB można dodatkowo zmniejszyć o czynnik statystyczny $1/\sqrt{NM}$, jeśli zastosuje się M falowodów z N atomami w każdym z nich.

Do opisu estymacji gradientów pola magnetycznego wykorzystano formalizm estymacji wieloparametrowej oraz macierz informacji Fishera. Jeśli atom po zderzeniu przechodzi przez

falowód, zmiennej przypisuje się wartość $\xi = 1$, natomiast w przypadku odbicia $\xi = -1$. Dla M falowodów łączone prawdopodobieństwo transmisji lub odbicia M atomów dane jest zależnością:

$$p(\xi|B(\mathbf{r}_1), \dots, B(\mathbf{r}_M)) = \prod_{i=1}^M p(\xi_i|B(\mathbf{r}_i)), \quad (44)$$

gdzie wektor $\xi \equiv (\xi_1, \dots, \xi_M)$, a $\xi_i = \pm 1$ opisuje wynik zderzenia w i -tym falowodzie. Pole magnetyczne w położeniu $\mathbf{r}_i$ wyraża się jako $B(\mathbf{r}_i) = B_0 + B_x x_i + B_y y_i$, gdzie $\gamma_0 \equiv B_0$, $\gamma_1 = B_x$ oraz $\gamma_2 = B_y$ są estymowanymi parametrami, reprezentującymi odpowiednio natężenie pola magnetycznego oraz jego gradienty w kierunkach x i y .

Osiągalna precyzja estymacji jest określona przez macierz informacji Fishera $\mathbf{F} = \sum_{i=1}^M \mathbf{F}^{(i)}$, gdzie

$$\mathbf{F}^{(i)} = \frac{(T'_i)^2}{T_i(1 - T_i)} = \begin{pmatrix} 1 & x_i & y_i \\ x_i & x_i^2 & x_i y_i \\ y_i & x_i y_i & y_i^2 \end{pmatrix}, \quad (45)$$

przy czym $T_i = T(B(\mathbf{r}_i))$ oraz $T'_i = T'(B(\mathbf{r}_i))$. Sumując poszczególne składniki $\mathbf{F}^{(i)}$, otrzymuje się pełną macierz informacji Fishera $\mathbf{F}$ dla M falowodów. Macierz ta określa minimalną osiągalną niepewność dla każdego z trzech nieznanymi parametrów: B_0 , B_x oraz B_y , zgodnie z relacją $\Delta\gamma_i = N^{-1/2}[\mathbf{F}^{-1}]_{i,i}^{1/2}$, gdzie N oznacza liczbę powtórzeń pomiaru z wykorzystaniem M atomów.

Na wykresie Fig. 14 (górny panel) przedstawiono osiągalną niepewność ΔB_0 w estymacji natężenia pola magnetycznego, mierzoną względem położenia rezonansu B_{res} . Niepewność ΔB_0 zależy od obu parametrów: B_0 oraz B_x . Dla zanikającego gradientu niepewność zmienia się wyraźnie w pobliżu optymalnego punktu pracy $B_0 - B_{\text{res}} \approx \Delta$, gdzie Δ oznacza szerokość rezonansu, a transmisja szybko zbliża się do jedności. W tym punkcie rząd wielkości osiągalnej niepewności wynosi 10^{-5} G. Dla niezerowego gradientu niepewność ΔB_0 maleje o rząd wielkości, lecz utrzymuje się na poziomie około 10^{-4} G.

Na rys. 14 (dolny panel) przedstawiono minimalną osiągalną niepewność ΔB_x przy estymacji gradientu pola magnetycznego w kierunku x . Podobnie jak w przypadku ΔB_0 , optymalny punkt pracy uzyskuje się, gdy $B_0 - B_{\text{res}} \approx \Delta$ oraz $B_x = 0$. W przeciwieństwie jednak do estymacji samego pola B_0 , odejście od wartości $B_x = 0$ prowadzi do znacznego pogorszenia precyzji estymacji gradientu. W związku z tym, w tym przypadku czujnik osiąga najwyższą wydajność jedynie dla małych gradientów. Niepewność ΔB_x osiąga wartość rzędu 10^{-3} G mm $^{-1}$ dla niewielkich gradientów. Wraz ze wzrostem gradientu precyzja pomiaru pogarsza się i dla $B_x \approx 1$ G mm $^{-1}$ osiąga rząd wielkości jednego gaussa na milimetr. Wszystkie wyniki ulegają poprawie o czynnik $1/\sqrt{N}$ po powtórzeniu pomiaru N razy.

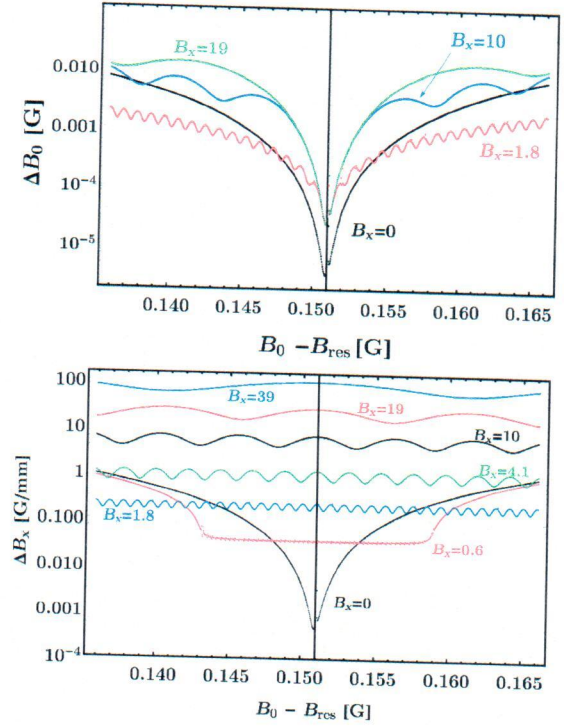


Fig. 14. (Górny panel) Niepewność estymacji ΔB_0 w funkcji $B_0 - B_{\text{res}}$ dla ustalonego gradientu B_x . Wartości B_x zostały oznaczone na wykresie. (Dolny panel) Niepewność gradientu ΔB_x w funkcji $B_0 - B_{\text{res}}$ dla ustalonego B_x . Wartości B_x zostały zaznaczone na wykresie. (Oba panele) Czarna pionowa linia wskazuje wartość $B_0 - B_{\text{res}} = \Delta$. Parametry: $\Delta = 0.15$ G, $d = 20\bar{a}$, $a_{\text{bg}} = 9.76\bar{a}$ oraz $p = 10^{-4}\bar{a}^{-1}$.

Podsumowując, w pracy [H9] zaproponowano schemat sensora pola magnetycznego wykorzystującego zderzenia atomowe w układzie falowodów. Na wejściu urządzenia pojedyncze atomy są wprowadzane do falowodów, gdzie następnie zderzają się z atomami domieszkowymi, a transmitowane i odbite atomy są zliczane na końcach poszczególnych falowodów. Konfiguracja wielofalowodowa czujnika umożliwia jednocześnie pomiar natężenia pola magnetycznego oraz jego gradientu z precyzją rzędu odpowiednio $1 \text{ nT}/\sqrt{N}$ i $100 \text{ nT}/(\text{mm} \sqrt{N})$. Zatem, w pracy wykazano, że zderzenia ultrazimnych atomów mogą być użyteczne w zastosowaniach z zakresu kwantowych pomiarów. Proponowane urządzenie może znaleźć szerokie zastosowanie w laboratoriach zajmujących się ultrazimnymi atomami, w których konieczna jest precyzyjna znajomość pola magnetycznego i jego właściwości przestrzennych, np. w symulatorach kwantowych opartych na atomach w sieciach optycznych.

4.3.12 Podsumowanie osiągnięcia habilitacyjnego

Przedstawione osiągnięcie naukowe dotyczy badania, w jaki sposób oddziaływania i procesy dynamiczne w kwantowych układach wielociałowych prowadzą do powstawania korelacji kwantowych oraz zjawisk emergentnych. Badania obejmują różnorodne podejścia teoretyczne, mające na celu odkrycie, w jaki sposób takie efekty mogą być kontrolowane i wykorzystywane zarówno dla pogłębienia fundamentalnego zrozumienia natury układów kwantowych, jak i dla rozwoju kwantowych technologii, a w szczególności dla kwantowej metrologii.

Jednym z głównych aspektów tego osiągnięcia jest badanie roli oddziaływań w generowaniu splątania lub korelacji nielokalnych. Opracowano nowe schematy umożliwiające indukowanie i kontrolowanie oddziaływań atom-atom za pomocą sprzężenia światło-materia, co pozwala na tworzenie odpornych, silnie splątanych stanów ultrazimnych atomów zoptymalizowanych pod kątem precyzyjnych pomiarów. Badania wykorzystują kwantową informację Fishera jako ujednolicające podejście łączące splątanie kwantowe, fizykę układów wielociałowych oraz precyzję metrologiczną. Podejścia funkcjonalne i dynamiczne pokazują, w jaki sposób informacja Fishera może charakteryzować korelacje i zachowanie krytyczne w złożonych układach kwantowych, a także jak łączy teorię funkcjonału zredukowanej macierzy gęstości z metrologią kwantową.

Dynamika układów oddziałujących jest badana w kontekście kwazi-cząstek i zjawisk nie znajdujących się w stanie równowagowym. Nowe modele teoretyczne wyjaśniają dekoherencję i relaksację wzbudzanych polaronów Fermiego, różnicując mikroskopowe mechanizmy dysypacji, relaksacji i dekoherencji. W zastosowaniu do układów otwartych przewidziano nową klasę dysypatywnych kwazi-cząstek, polaronów Fermiego indukowanych kwantowym efektem Zenona, pokazując, w jaki sposób silne straty mogą stabilizować egzotyczne stany kwantowej materii.

Osiągnięcie badawcze obejmuje również doświadczalne i teoretyczne badania korelacji nielokalnych w układach wielociałowych. Obserwacja korelacji Bella pomiędzy swobodnie propagującymi się cząstkami masywnymi stanowi dowód na istnienie kwantowych nielokalnych korelacji typu Bella, natomiast zaproponowane protokoły pokazują, w jaki sposób dynamiczne kondensaty spinorowe mogą łamać nierówności Bella i wykazywać korelacje typu Einsteina-Podolskiego-Rosena. Uzyskane wyniki wskazują konkretne układy, gdzie bezpośrednie powiązanie pomiędzy oddziaływaniami wielociałowymi, generacją splątania a fundamentalnymi testami mechaniki kwantowej może być badane.

Badania wskazują również na fundamentalne znaczenie oddziaływań i rezonansów w układach wielociałowych w zastosowaniach metrologicznych. Wykorzystując rezonanse Feshbacha oraz zderzenia w ultrazimnych gazach atomowych, zaproponowano nowe kwantowe układy pomiarowe

pól magnetycznych i gradientów pola, osiągające precyzję zbliżoną do fundamentalnych granic kwantowych wyznaczanych przez nierówność Cramera-Rao.

Podsumowując, przedstawione osiągnięcie badawcze stanowi spójną serię prac łączących badania dynamiki, oddziaływań, korelacji kwantowych oraz metrologii kwantowej. Pogłębia ono zrozumienie złożonych układów kwantowych — tego, w jaki sposób generują one użyteczne splątanie oraz jak można je praktycznie wykorzystać w metrologii kwantowej i w badaniach stanów materii, w których oddziaływania odgrywają kluczową rolę.

5 Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową albo artystyczną realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej lub instytucji kultury, w szczególności zagranicznej

Działalność naukowa oraz badania stanowiące podstawę publikacji [H1]–[H9], które łącznie tworzą przedstawione osiągnięcie naukowe, zostały przeprowadzone we współpracy z partnerami z krajowych i zagranicznych instytucji naukowych.

Prace przedstawione w publikacjach [H1]–[H2] zostały przeprowadzone na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu, po mojej przeprowadzce do Torunia z instytutu Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems w Dreźnie. Badania opisane w publikacji [H1] zostały wykonane we współpracy z dr. hab. Janem Chwedeńczukiem, partnerem z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Prace badawcze przedstawione w publikacji [H2] zostały zainicjowane podczas mojego stażu podoktorskiego w Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems w Dreźnie, a następnie kontynuowane po przeprowadzce na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu. Wyniki uzyskano we współpracy z Prof. Francesco Piazza (Instytut Maxa Plancka i Uniwersytet w Augsburgu), z Dr. Alessio Recati (Pitaevskii BEC Center, Uniwersytet w Trydencie) oraz z Dr. Johannesem Lang (Uniwersytet w Kolonii). Praca przedstawiona w publikacji [H3] została ukończona na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu we współpracy z Dr. Alessio Recati (Uniwersytet w Trydencie) oraz z Dr. Carlosem Benavides-Riveros (Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems w Dreźnie oraz Uniwersytet w Trydencie).

Publikacje wymienione w [H4]–[H7] zostały ukończone podczas mojej pracy w Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems (MPI-PKS) w Dreźnie. Wyniki przedstawione w publikacji [H4] uzyskano we współpracy z Dr. Francesco Piazza (MPI-PKS, Drezno) oraz z Dr. Richardem Schmidt (Max Planck Institute for Quantum Optics, Garching). Badania zaprezentowane w publikacji [H5] zostały przeprowadzone we współpracy z dr. hab. Janem Chwedeńczukiem (Uniwersytet Warszawski) oraz z grupą doświadczalną Prof. Andrew Truscott'a (Australian National University, Canberra, Australia). Wyniki opisane w publikacji [H7] uzyskano we współpracy z partnerami z Uniwersytetu Warszawskiego oraz z Dr. Francesco Piazza (MPI-PKS, Drezno).

Prace [H6], [H9] oraz [H8] zostały opublikowane podczas mojej pracy na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, w grupie badawczej kierowanej przez dr. hab. Zbigniewa Idziaszka. Publikacje te powstały we współpracy z partnerami z Uniwersytetu w Stuttgarcie, Uniwersytetu w Ulm, Uniwersytetu w Hamburgu oraz z Prof. Paulem Julienne — partnerem z Uniwersytetu Maryland i National Institute of Standards and Technology (NIST).

Podsumowując, w trakcie mojej kariery naukowej **po uzyskaniu stopnia doktora:**

- byłem współautorem 16 publikacji [B1]–[B16] (poniżej) oraz 9 publikacji [H1]–[H9], wszystkich znajdujących się na liście JCR (Journal Citation Report);

- prowadziłem intensywną współpracę z (kolejność dość przypadkowa):
 - Prof. Francesco Piazza (Uniwersytet w Augsburgu, Niemcy; wcześniej Uniwersytet w Innsbrucku oraz Instytut Maxa Plancka w Dreźnie, Niemcy),
 - Dr. Alesso Recati (Pitaevskii BEC Center, Uniwersytet w Trydencie, Włochy),
 - Dr. Johannes Lang (Uniwersytet w Kolonii, Niemcy),
 - dr. hab. Zbigniewem Idziaszkiem (Uniwersytet Warszawski, Polska),
 - dr. Carlosem Benavides-Riveros (Instytut Maxa Plancka w Dreźnie; Uniwersytet w Trydencie, Włochy),
 - Prof. Richardem Schmidt (wcześniej Max Planck Institute for Quantum Optics w Garching; obecnie Uniwersytet w Heidelbergu, Niemcy),
 - grupą Prof. Helmuta Ritscha (Uniwersytet w Innsbrucku, Austria),
 - grupą Prof. Jordiego Boronat (Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, Hiszpania),
 - grupą doświadczalną Prof. Andrewa Truscott (Australian National University, Canberra, Australia),
 - Dr. Antonio Negretti (Uniwersytet w Hamburgu, Niemcy),
 - grupą Prof. Macieja Lewensteina (ICFO, The Barcelona Institute of Science and Technology, Hiszpania),
 - Prof. Paulem Julienne (Uniwersytet Maryland i National Institute of Standards and Technology (NIST), USA),
 - dr. hab. Emilią Witkowską (Instytut Fizyki, Polska Akademia Nauk, Warszawa, Polska),
 - dr. hab. Pawłem Zin (Narodowe Centrum Badań Jądrowych i Uniwersytet Warszawski, Warszawa, Polska),
 - dr. Krzysztofem Jachymskim (Uniwersytet Warszawski, Polska; Uniwersytet w Stuttgarcie, Niemcy; Forschungszentrum Jülich, Jülich, Niemcy),
 - grupą doświadczalną Prof. Christopha I. Westbrooka (Institut d'Optique, Palaiseau, Francja),
 - prof. dr. hab. Mariuszem Gajdą (Instytut Fizyki, Polska Akademia Nauk, Warszawa, Polska),
 - Prof. Tommaso Calarco (Uniwersytet w Ulm, Niemcy),
 - Prof. Augusto Smerzi (QSTAR, INO-CNR i LENS, Florencja, Włochy),
 - dr. hab. Janem Chwedeńczukiem (Uniwersytet Warszawski, Polska),
 - prof. dr. hab. Markiem Trippenbachem (Uniwersytet Warszawski, Polska),
 - Prof. Vladimirem V. Konotop (Uniwersytet w Lizbonie, Portugalia).

5.1 Pozostałe osiągnięcia badawcze

Oprócz prac stanowiących moje główne osiągnięcia naukowe, moja działalność badawcza zaowocowała również innymi (w sumie 25) publikacjami. Poniżej przedstawiam listę prac, które nie są uwzględnione w sekcji osiągnięć naukowych, tj. nie pojawiają się na liście [H1]–[H9] w sekcji 4.2. Część z tych artykułów, wymienionych w porządku odwrotnie chronologicznym, powstała w wyniku realizacji projektów prowadzonych we współpracy z partnerami zagranicznymi. Publikacje [B1]–[B16] ukazały się po obronie doktoratu, natomiast [C1]–[C10] zostały opublikowane przed jego ukończeniem. Krótki opis prac, które zostały opublikowane po uzyskaniu stopnia doktora, znajduje się w sekcji 5.2.

Publikacje po uzyskaniu stopnia doktora:

- [B1] Marta Sroczyńska, Tomasz Wasak, Zbigniew Idziaszek, „Analytically solvable quasi-one-dimensional Kronig-Penney model”, *Phys. Rev. A* 111, 023313 (2025)
- [B2] G. Pascual, T. Wasak, A. Negretti, G.E. Astrakharchik, J. Boronat, „Temperature-induced miscibility of impurities in trapped Bose gases”, *Phys. Rev. Research* 6, L022014 Letter (2024)
- [B3] Marcin Płodzień, Tomasz Wasak, Emilia Witkowska, Maciej Lewenstein, Jan Chwedeńczuk, „Generation of scalable many-body Bell correlations in spin chains with short-range two-body interactions”, *Phys. Rev. Research* 6, 023050 (2024)
- [B4] Paweł Zin, Maciej Pylak, Tomasz Wasak, Krzysztof Jachymski, Zbigniew Idziaszek, „Quantum droplets in a dipolar Bose gas at a dimensional crossover”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 54, 165302 (2021)
- [B5] Artur Niezgoda, Jan Chwedeńczuk, Tomasz Wasak, Francesco Piazza, „Cooperatively enhanced precision of hybrid light-matter sensors”, *Phys. Rev. A* 104, 023315 (2021)
- [B6] Tomasz Wasak, Zbigniew Idziaszek, „Quantum reactive scattering in the long-range ion-dipole potential”, *Phys. Rev. A* 103, 023324 (2021)
- [B7] Paweł Zin, Tomasz Wasak, Denis Boiron, and Christoph I. Westbrook, „Pair correlation of atoms scattered from colliding Bose-Einstein quasicondensates”, *Phys. Rev. A* 101, 033616 (2020)
- [B8] Paweł Ziń, Maciej Pylak, Tomasz Wasak, Mariusz Gajda, Zbigniew Idziaszek, „Quantum Bose-Bose droplets at a dimensional crossover”, *Phys. Rev. A* 98, 051603 (R) (2018)
- [B9] Paweł Ziń, Tomasz Wasak, „Properties of atomic pairs produced in the collision of Bose-Einstein condensates”, *Phys. Rev. A* 97, 043620 (2018)
- [B10] Marta Sroczyńska, Tomasz Wasak, Krzysztof Jachymski, Tommaso Calarco, Zbigniew Idziaszek, „Trap-induced shape resonances in an ultracold few-body system of an atom and static impurities”, *Phys. Rev. A* 98, 012708 (2018)
- [B11] Tomasz Wasak, Augusto Smerzi, Jan Chwedeńczuk, „Role of particle entanglement in the violation of Bell inequalities”, *Sci. Rep.* 8, 1777 (2018)

- [B12] Karol Gietka, Tomasz Wasak, Jan Chwedeńczuk, Francesco Piazza, Helmut Ritsch, „Quantum-enhanced interferometry with cavity QED-generated non-classical light”, *Eur. Phys. J. D* 71, 273 (2017)
- [B13] T. Wasak, A. Smerzi, L. Pezze, J. Chwedeńczuk, „Optimal measurements in phase estimation: simple examples”, *Quantum Inf. Process.* 15, 2231(2016)
- [B14] T. Wasak, P. Szańkowski, M. Trippenbach, J. Chwedeńczuk, „Cauchy-Schwarz inequality for general measurements as an entanglement criterion”, *Quantum Inf. Process.* 15, 269 (2016)
- [B15] T. Wasak, P. Szańkowski, V. V. Konotop, M. Trippenbach, „Four-wave mixing in a PT-symmetric coupler”, *Optics Letters* 40, 5291 (2015)
- [B16] K. Gietka, P. Szankowski, T. Wasak, J. Chwedeńczuk, „Quantum-enhanced interferometry and the structure of twisted states”, *Phys. Rev. A* 92, 043622 (2015)

Publikacje przed uzyskaniem stopnia doktora:

- [C1] T. Wasak, P. Szańkowski, J. Chwedeńczuk, „Interferometry with independently prepared Bose-Einstein condensates”, *Phys. Rev. A* 91, 043619 (2015),
- [C2] K. Zegadlo, T. Wasak, B. Malomed, M. Karpierz, M. Trippenbach, „Stabilization of solitons under competing nonlinearities by external potentials”, *Chaos* 24, 043136 (2014),
- [C3] T. Wasak, M. Krych, Z. Idziaszek, M. Trippenbach, Y. Avishai, Y. B. Band, „Simple model of Feshbach resonance in the strong-coupling regime”, *Phys. Rev. A* 90, 052719 (2014),
- [C4] T. Wasak, V. V. Konotop and M. Trippenbach, „Four-wave mixing with Bose-Einstein condensates in nonlinear lattices”, *Europhys. Lett.* 105, 64002 (2014),
- [C5] T. Wasak, P. Szańkowski, P. Ziń, M. Trippenbach, J. Chwedeńczuk, „Cauchy-Schwarz inequality and particle entanglement”, *Phys. Rev. A* 90, 033616 (2014),
- [C6] T. Wasak, P. Szańkowski, R. Bücker, J. Chwedeńczuk, M. Trippenbach, „Bogoliubov theory for atom scattering into separate regions”, *New J. Phys.* 16, 013041 (2014),
- [C7] T. Wasak, V. V. Konotop, and M. Trippenbach, „Atom laser based on four-wave mixing with Bose-Einstein condensates in nonlinear lattices”, *Phys. Rev. A* 88, 063626 (2013),
- [C8] P. Deuar, T. Wasak, P. Ziń, J. Chwedeńczuk, M. Trippenbach, „Tradeoffs for number squeezing in collisions of Bose-Einstein condensates”, *Phys. Rev. A* 88, 013617 (2013),
- [C9] T. Wasak, J. Chwedeńczuk, P. Ziń, M. Trippenbach, „Raman scattering of atoms from a quasicondensate in a perturbative regime”, *Phys. Rev. A* 86, 043621 (2012),
- [C10] T. Wasak, P. Szańkowski, W. Wasilewski, K. Banaszek, “Entanglement-based signature of nonlocal dispersion cancellation”, *Phys. Rev. A* 82, 052120 (2010).

5.2 Opis pozostałych osiągnięć badawczych

W niniejszej sekcji krótko opisuję główne wyniki projektów badawczych, które doprowadziły do publikacji nieujętych na liście stanowiącej moje główne osiągnięcie naukowe, a zatem nie pojawiają się one na liście [H1]–[H9].

Praca [B1] przedstawia uogólnienie modelu Kroniga-Penney'a na przypadek falowodu quasi-jednowymiarowego, w którym ruch poprzeczny jest ograniczony potencjałem harmonicznym, a rozpraszanie zachodzi na nieskończonej sieci potencjałów kontaktowych. Model został sformułowany przy użyciu równania Lippmanna-Schwingera i rozwiązany dokładnie z wykorzystaniem analitycznej quasi-jednowymiarowej funkcji Greena. Przeanalizowano strukturę pasmową oraz efektywną masę cząstki, a wyniki wykazały istnienie wielu nakładających się pasm wynikających ze wzbudzeń w kierunku poprzecznym, charakterystycznych dla geometrii quasi-1D. Porównania z symulacjami numerycznymi dla układów atom-jon o oddziaływaniach długozasięgowych potwierdziły dokładność modelu oraz uwidoczniły rolę zależnej od energii długości rozpraszania i efektów interferencji kwantowej pomiędzy centrami rozpraszającymi. Co ciekawe, efektywna masa cząstki staje się ujemna dla dużych dodatnich długości rozpraszania. Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z Martą Sroczyńską oraz dr. hab. Zbigniewem Idziaszkiem (Uniwersytet Warszawski, Warszawa, Polska).

W artykule [B2] zbadane jest zachowanie termiczne domieszek (niejednorodności, ang. impurities) w harmonijnie spulapkowanym gazie bozonowym z oddziaływaniem odpychającym, wykorzystując metodę całek po trajektoriach Monte Carlo (PIMC, Path Integral Monte Carlo) w celu uzyskania dokładnych własności strukturalnych w niejednorodnym układzie wielociałowym. Wyniki pokazują, że w niskich temperaturach, gdy sprzężenie domieszka-bozon przekracza oddziaływanie bozon-bozon, pojedyncza domieszka zostaje wypchnięta na obrzeża chmury atomowej, natomiast wraz ze wzrostem temperatury gazu przemieszcza się do centrum pułapki, co sygnalizuje mieszalność domieszek z gazem atomowym. Tego rodzaju termicznie indukowane przejście do stanu mieszalności obserwuje się również przy skończonych stężeniach domieszek, przy czym temperatura przejścia zależy od siły oddziaływania domieszka-bozon. W pracy zaproponowano ponadto nieniszczący schemat pomiaru temperatury oparty na tym zjawisku. Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: Gerardem Pascual, Dr. Gregory E. Astrakharchik i Prof. Jordi Boronat (Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, Hiszpania) oraz Dr. Antonio Negretti (University of Hamburg, Niemcy).

Praca [B3] pokazuje, że skalowalne zasoby kwantowe, mierzone w szczególności poprzez silne splątanie wielociałowe i korelacje Bella, mogą być dynamicznie generowane w łańcuchach spinów (o spinie $1/2$) nie tylko w przypadku sprzężeń typu all-to-all (obejmujących m.in. protokół "one-axis twisting" oraz oddziaływania o zaniku potęgowym), lecz także przy ściśle skończonym zasięgu oddziaływania. Zidentyfikowano krytyczny zasięg oddziaływania oraz krytyczny czas ewolucji, powyżej których pojawiają się skalowalne (z liczbą cząstek) korelacje kwantowe. Analiza ilościowo określa te wielkości krytyczne oraz wskazuje zakresy parametrów, dla których występuje splątanie i nielokalność. W pracy zaproponowano również praktyczne schematy certyfikacji generowanych stanów oraz występujących w nich korelacji kwantowych. Wykazano, że realizacja proponowanego protokołu jest możliwa na współczesnych platformach symulatorów kwantowych.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: dr. Marcinem Płodzieniem i prof. Maciejem Lewensteinem (ICFO, The Barcelona Institute of Science and Technology, Hiszpania); dr hab. Emilią Witkowską (Instytut Fizyki PAN, Warszawa); dr. hab. Janem Chwedeńczukiem (Uniwersytet Warszawski).

Publikacja [B4] analizuje poprawki wykraczające poza przybliżenie pola średniego w dwuwymiarowym gazie bozonowym z dipolami znajdującymi się w płaskim potencjale typu “box potential”, w którym momenty dipolowe są zorientowane w płaszczyźnie, co prowadzi do anizotropowych oddziaływań. W pobliżu punktu niestabilności w przybliżeniu pola średniego poprawki te jakościowo zmieniają stan podstawowy, prowadząc do powstania samozwiązanej kropli kwantowej, w analogi do przypadku w swobodnej przestrzeni. Obliczono własności tej kropli poprzez minimalizację uogólnionego funkcjonału energii Grossa-Pitaevskiego. W granicy silnego spulapkowania obliczoną poprawkę można interpretować analitycznie jako efektywne odpychanie trójciałowe, które stabilizuje gaz przy skończonej gęstości.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: dr. hab. Pawłem Zin (Narodowe Centrum Badań Jądrowych oraz Uniwersytet Warszawski, Warszawa); dr. Maciejem Pylakiem (Narodowe Centrum Badań Jądrowych oraz Instytut Fizyki PAN, Warszawa); dr. Krzysztofem Jachymskim (Uniwersytet Warszawski, Polska; Forschungszentrum Jülich, Niemcy); dr. hab. Zbigniewem Idziaszkiem (Uniwersytet Warszawski, Warszawa).

W pracy [B5] przeanalizowany został hybrydowy (światło-materia) układ pomiarowy i określono ilościowo, w jaki sposób efekty kooperatywne zwiększają precyzję estymacji efektywnych stałych sprzężenia światła z materią. Dla modelu N kubitów sprzężonych z jednym modelem elektromagnetycznym wykazano, że granica precyzji osiąga skalowanie Heisenberga typu podwójnego, natomiast nawet przy użyciu stanów klasycznych i pomiarów na pojedynczych podukładach możliwe jest uzyskanie skalowania typu Heisenberga pomnożonego przez szum śrutowy (shot noise). Jako konkretne zastosowanie pokazano, że kondensat Bosego-Einsteina w podwójnej sieci optycznej umieszczony w rezonatorze optycznym może posłużyć do precyzyjnego pomiaru pola grawitacyjnego. Analiza analityczna uwzględnia stratę fotonów przez zwierciadła wnęki optycznej oraz podaje precyzję zarówno dla pomiarów atomowych, jak i dla fotonowych.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: Arturem Niezgodą oraz dr. hab. Janem Chwedeńczukiem (Uniwersytet Warszawski, Warszawa); Dr. Francesco Piazza (Max-Planck-Institut für Physik komplexer Systeme, Drezno, Niemcy).

W pracy [B6] przedstawiono ogólny formalizm teoretyczny dla reaktywnego rozpraszania jon-dipol w obecności anizotropowego potencjału długozasięgowego $V(r, \theta) = -\alpha \cos \theta / r^2$, który modyfikuje charakter standardowych harmonik sferycznych i może prowadzić do tego, że efektywna bariera centryfugalna staje się przyciągająca dla niskich momentów pędu. Wprowadzono zmodyfikowane harmoniki sferyczne jako dokładne rozwiązania kąтового równania Schrödingera oraz wyprowadzono kontrolowane przybliżenia dla silnych oddziaływań. Otrzymano amplitudę rozpraszania wyrażoną przy pomocy zmodyfikowanych harmonik, a także wzory na przekroje czynne zderzeń elastycznych i reaktywnych. Rozwiązania radialne opisano za pomocą funkcji Bessela oraz przeanalizowano ich zachowanie w rejonie parametrów odpowiadających przyciągającym i odpychającym długozasięgowym barierom centryfugalnym. Scharakteryzowano również zderzenia reaktywne w granicy uniwersalnej, w której prawdopodobieństwo strat (reakcji) w obszarze krótkiego zasięgu jest równe jedności. Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z dr. hab. Zbigniewem Idziaszkiem (Uniwersytet Warszawski, Polska).

W artykule [B7] przedstawiono model analityczny opisujący elastyczne rozpraszanie atomów z wydłużonych chmur kondensatu Bosego-Einsteina, który uwzględnia skończony czas trwania zderzenia wynikający z rozszerzania się gazu oraz efekty kwazi-kondensatu w skończonej temperaturze. W ramach tego modelu obliczono funkcję korelacji par, zmierzoną w pracy Kheruntsyan *et al.*, Phys. Rev. Lett. 108, 260401 (2012). Wyniki pokazują, że skończony czas

trwania zderzenia jest istotnym czynnikiem determinującym obserwowane właściwości funkcji korelacji, a przewidywania analityczne są zgodne z wynikami eksperymentalnymi. Model ten wyjaśnia fizyczne mechanizmy wpływające na korelacje oraz stanowi praktyczne narzędzie dla doświadczeń z nieklasycznymi parami atomów.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: dr. Pawłem Zin (Narodowe Centrum Badań Jądrowych, Warszawa); Dr. Denisem Boiron oraz Prof. Christophem I. Westbrook (Université Paris-Saclay, Institut d'Optique Graduate School, Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire Charles Fabry, Palaiseau, Francja).

W publikacji [B8] zbadano kwantowe krople cieczy w dwuskładnikowych kondensatach Bosego–Einsteina poddanych potencjałowi pułapkującemu wzdłuż jednego lub dwóch kierunków przestrzennych, pokazując, w jaki sposób dyskretność modów w zredukowanych wymiarach modyfikuje energię Lee–Huang–Yanga. Opracowano rozszerzoną teorię wykraczającą poza przybliżenie pola średniego poprzez wyprowadzenie wyższych rzędów poprawek do energii pola średniego dla jednoskładnikowego kondensatu w silnie ograniczonym układzie 1D lub 2D. Wyniki te zastosowano następnie do mieszanin w obszarach parametrów, w których oczekiwane są kwantowe krople. W pracy przeanalizowano własności kropli przy przejściu pomiędzy wymiarami oraz określono warunki konieczne do uzyskania kwazi-niskowymiarowego zachowania gazu. Uzyskane wyniki stanowią wskazówkę dla doświadczalnych badań kropli kwantowych w układach o ograniczonej liczbie wymiarów.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: dr. Pawłem Zin (Narodowe Centrum Badań Jądrowych, Warszawa; Uniwersytet Warszawski, Polska); dr. Maciejem Pylakiem (Uniwersytet Warszawski, Polska; Instytut Fizyki PAN, Warszawa); prof. dr. hab. Mariuszem Gajdą (Instytut Fizyki PAN, Warszawa); dr. hab. Zbigniewem Idziaszkiem (Uniwersytet Warszawski, Polska).

Praca [B9] prezentuje wyniki badań elastycznego rozpraszania atom–atom w zderzających się wydłużonych kondensatach Bosego–Einsteina w ramach przybliżenia Bogoliubova w kwantowej teorii pola, stosując kontrolowane przybliżenia na każdym etapie analizy. Wyprowadzono wyrażenia na jedno- i dwu-cząstkowe funkcje korelacji oraz powiązano je bezpośrednio z funkcją falową kondensatu, co umożliwia ich efektywne numeryczne obliczanie. Zastosowanie podejścia wariacyjnego do funkcji falowych kondensatu pozwoliło uzyskać analityczne wyrażenia na funkcje korelacji, których własności zostały szczegółowo przeanalizowane. Dodatkowo sformułowano model półklasyczny i porównano jego wyniki z pełnym opisem kwantowym. Uzyskane wyniki mają znaczenie dla doświadczeń z udziałem wzbudzonych atomów helu oraz testów nieklasycznych korelacji par masywnych cząstek.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z dr. Pawłem Zin (Narodowe Centrum Badań Jądrowych, Warszawa; Uniwersytet Warszawski, Polska).

Publikacja [B10] przedstawia analitycznie rozwiązywalny formalizm opisujący pojedynczy uwięziony atomu oddziałujący z dowolnie rozmieszczonym zbiorem statycznych domieszek (lub niejednorodności, ang. impurities), które oddziałują z atomem. Badanie to ma znaczenie dla hybrydowych ultrazimnych układów, obejmujących spułapkowane jony lub atomy rydbergowskie, które mogą być wykorzystywane do symulowania układów ciała stałego i układów molekularnych poprzez kontrolę geometrii domieszek. Szczegółowa analiza konfiguracji dwóch domieszek ujawnia liczne rezonanse indukowane pułapką, które mogą być wykorzystane do generowania splątania. Praca ta opracowuje model atomu oddziałującego z domieszkami jako ważny element do badań nad kwantową dynamiką układów złożonych.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: Martą Sroczyńską oraz dr. hab. Zbigniewem Idziaszkiem (Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Polska); dr. Krzysztofem

Jachymskim (Uniwersytet Warszawski, Warszawa; Uniwersytet w Stuttgarcie, Niemcy); Prof. Tommaso Calarco (Uniwersytet w Ulm, Niemcy).

Praca [B11] analizuje strukturę splątania niezbędną do złamania nierówności Bella w kontekście detekcji nielokalności. Wykazano, że aby doszło do złamania nierówności Bella, korelacjom musi towarzyszyć splątanie pomiędzy cząstkami tworzącymi układ. Zjawisko to występuje zawsze wtedy, gdy reguła nadwyboru zabrania koherencji pomiędzy stanami o różnych całkowitych liczbach cząstek, narzucając tym samym ograniczenia na możliwe lokalne operacje w podukładach. W pracy pokazano, że wymagane splątanie cząstkowe może wynikać wyłącznie z nierozróżnialności cząstek, oraz zaprezentowano czysty stan kwantowy wykazujący jednocześnie splątanie modowe i cząstkowe, który jednak nie łamie żadnej nierówności Bella. Wyniki te ujawniają fundamentalny związek między nielokalnością a splątaniem cząstkowym.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: Prof. Augustem Smerzi (QSTAR, INO-CNR i LENS, Florencja, Włochy); dr. hab. Janem Chwedeńczukiem (Uniwersytet Warszawski, Warszawa, Polska).

W publikacji [B12] zaproponowano interferometr optyczny wykorzystujący odpowiednio zaprojektowane światło nieklasyczne, generowane w wyniku nieliniowej dynamiki oraz pomiarów rzutowych w trójpoziomym hybrydowym układzie atom-wnęka optyczna. Stan koherentny pola we wnęce optycznej zostaje dynamicznie splątany z dwoma stanami podstawowymi atomu, a następnie, po pomiarze rzutowym, przekształcony w makroskopową superpozycję. Połączenie tak przygotowanego stanu z klasycznym impulsem laserowym wprowadzonym do interferometru Macha-Zehndera umożliwia osiągnięcie precyzji pomiaru przekraczającej granicę szumu śrutowego (ang. shot-noise limit). W pracy zidentyfikowano praktyczny schemat estymacji fazy oparty na zliczaniu fotonów na wyjściu interferometru. Analiza ilościowo określa wpływ strat fotonów i błędów pomiaru zliczeń, wykazując, że czułość układu pozostaje istotnie lepsza od granicy szumu śrutowego w realistycznych warunkach eksperymentalnych.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: Karolem Gietką oraz dr. hab. Janem Chwedeńczukiem (Uniwersytet Warszawski, Warszawa, Polska); Dr. Francesco Piazza i Prof. Helmutem Ritsch (University of Innsbruck, Innsbruck, Austria).

Praca [B13] określa optymalne pomiary estymacji fazy dla interferometrów operujących na dwumodowych, symetrycznych stanach N -kubitowych. Pokazano, że dla pojedynczego kubitów zbiór pomiarów optymalnych można scharakteryzować za pomocą ciągłego parametru w przypadku stanów czystych, natomiast dla stanów mieszanych redukuje się on do dwóch dyskretnych pomiarów. Dla symetrycznego stanu Wernera złożonego z dwóch kubitów zidentyfikowano optymalną strategię pomiarową i wykazano, że pomiar różnicy obsadzeń jest optymalny jedynie w granicy stanów czystych. Analiza została rozszerzona na symetryczne stany N -kubitowe typu Wernera i określono warunki, w których dla czystych symetrycznych stanów N -kubitowych estymacja fazy oparta na pełnej funkcji korelacji N -ciałowej (lub na różnicy populacji) jest optymalna.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: Prof. Augustem Smerzi oraz Dr. Luca Pezzé (QSTAR, INO-CNR i LENS, Florencja, Włochy); dr. hab. Janem Chwedeńczukiem (Uniwersytet Warszawski, Warszawa, Polska).

W pracy [B14] wykazano, wykorzystując najbardziej ogólne zestawy pomiarów w ramach mechaniki kwantowej, że złamanie nierówności Cauchy'ego-Schwarza dla funkcji korelacji dowolnego rzędu stanowi wystarczające kryterium istnienia splątania między bozonami. Kryterium to ma charakter ogólny i pozostaje ważne również w przypadkach, gdy całkowita liczba cząstek nie jest ustalona, pod warunkiem braku koherencji między stanami o różnej liczbie cząstek. Uzyskane wyniki pokazują użyteczny związek pomiędzy korelacjami wyższych rzędów

a detekcją splątania.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: dr. Piotrem Szańkowskim, dr. Janem Chwedeńczukiem oraz prof. dr. hab. Markiem Trippenbachem (Uniwersytet Warszawski, Warszawa, Polska).

Artykuł [B15] prezentuje wyniki badań nad jednowymiarowymi sprzężonymi falowodami z symetrią parzystości i odbicia w czasie (symetria parity-time, ang. PT-symmetry) jako platformę umożliwiającą kontrolowanie warunków dopasowania fazowego w procesie mieszania czterech fal. W pracy określono przepływ energii pomiędzy modami wolnymi i szybkimi. W przypadku nieliniowych ośrodków z nieliniowością odpychającą (ang. defocusing Kerr media) szczegółowo przeanalizowano zdegenerowane mieszanie czterech fal, wykazując, że niezłamana symetria PT zezwala na procesy występujące w układach zachowawczych, a jednocześnie umożliwia pojawienie się nowych warunków dopasowania fazowego, nieobecnych w tych układach. W pierwszym przypadku wiązka wolna rozszczepia się na dwie szybkie wiązki przy niemal zachowanej całkowitej mocy, natomiast, w drugim przypadku, tworzona jest jedna wiązka wolna i jedna szybka, zaś energia pierwotnej wiązki wolnej pozostaje niezmienną, podczas gdy energia nowo wygenerowanej wiązki wolnej zmienia się w wyniku strat (loss) i aktywności (ang. gain) ośrodka. Dodatkowo wykazano istnienie oddziaływania rezonansowego wyższego rzędu prowadzącego do wytworzenia piątego modu.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: dr. Piotrem Szańkowskim i prof. dr. hab. Markiem Trippenbachem (Uniwersytet Warszawski, Warszawa, Polska); Prof. Vladimirem V. Konotop (University of Lisbon, Portugalia).

W pracy [B16] zbadano granice wydajności interferometrii kwantowej opartej na protokole "one-axis twisting", w którym początkowo nieskorelowane cząstki zostają splątane poprzez oddziaływania dwuciałowe. Analiza uwzględniająca realistyczne warunki doświadczalne pokazuje, że zwiększenie precyzji metrologicznej wynika z drobnych struktur wprowadzanych do stanu wielociałowego przez dynamikę układu. Charakterystyczna skala tych struktur pozwala określić minimalne wymagania dotyczące precyzji dla pełnej sekwencji interferometrycznej. Uzyskane wyniki wyjaśniają podstawową zasadę działania interferometru oraz mogą przyczynić się do opracowania ultra-precyzyjnych interferometrów.

Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z: Karolem Gietką, dr. Piotrem Szańkowskim oraz dr. Janem Chwedeńczukiem (Uniwersytet Warszawski, Warszawa, Polska).

6 Informacja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę lub sztukę

Doświadczenie dydaktyczne i opieka nad pracami dyplomowymi

Kursy, które prowadziłem, odbywały się przed uzyskaniem stopnia doktora na Uniwersytecie Warszawskim oraz po powrocie z podoktorskiego stażu badawczego w Instytucie Maxa Plancka (Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems) w Dreźnie. W okresie od 09.2022 do 08.2024 byłem zatrudniony na stanowisku naukowym związanym z pełnieniem funkcji kierownika projektu w ramach grantu Polonez Bis na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu. Po zakończeniu grantu w 2024 roku kontynuowałem działalność dydaktyczną.

Od momentu uzyskania stopnia doktora pełniłem funkcję promotora pomocniczego dwóch doktorantów. Jeden z nich, dr Karol Gietka, obronił pracę doktorską w 2019 roku, następnie pracował w zespole Prof. Thomasa Buscha w Okinawa Institute of Science and Technology Graduate University w Japonii, a później w grupie Prof. Helmuta Ritscha na Uniwersytecie

w Innsbrucku w Austrii. Drugi doktorant, Sankalp Sharma, pracuje obecnie nad rozprawą doktorską na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu.

Promotor pomocniczy prac doktorskich:

- Sankalp Sharma, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, promotor: dr hab. Piotr Żuchowski, promotor pomocniczy: dr Tomasz Wasak, od 2022 roku. Mgr Sankalp Sharma był stypendystą w projekcie NCN Polonez Bis-1 pt. “Quantum effects in many-body light-matter nonequilibrium systems, QLMNES”, którego byłem kierownikiem.
- Karol Gietka, tytuł rozprawy doktorskiej: “Quantum Metrology with Atoms and Light”, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, promotor: dr hab. Jan Chwedeńczuk, data obrony: 05.2019.

Kursy prowadzone *po* uzyskaniu stopnia doktora:

- 2025/26 – Mechanika klasyczna, wykład+ćwiczenia, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, w języku polskim;
- 2024/25 – Mechanika klasyczna, ćwiczenia, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, w języku polskim;
- 2024/25 – Podstawy programowania, wykład, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, w języku polskim;
- 2024/25 – Wstęp do procesów stochastycznych, wykład (konwersatorium), Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, w języku polskim;
- 2024/25 – Statystyka i rachunek prawdopodobieństwa, ćwiczenia, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, w języku polskim.

Kursy prowadzone *przed* uzyskaniem stopnia doktora:

- 2013 – Mechanika kwantowa II z elementami chemii teoretycznej i spektroskopii molekularnej, ćwiczenia, Uniwersytet Warszawski, w języku polskim;
- 2010 – Electrodynamics, ćwiczenia, Uniwersytet Warszawski, w języku angielskim;
- 2010 – Warsztaty komputerowe, ćwiczenia, Uniwersytet Warszawski, w języku polskim.

Popularyzacja

- (a) 28.04.2025 – 23. Toruński Festiwal Nauki i Sztuki 2024: “Laboratorium mechaniki kwantowej na komputerze – odkrywamy niezwykły świat w skali mikro”, 2×1 h, około 12 osób na spotkanie, UMK, Toruń.
- (b) 26.07.2024 – Wykład popularnonaukowy dla firmy Altkom Software & Consulting Sp. z o.o., Warszawa, Polska; tytuł wystąpienia: “Mechanika kwantowa: od paradoksów do zastosowań”, zaproszenie od prezesa Adama Lejmana; liczba uczestników: około 50 osób, 1 godzina.

- (c) 22.04.2024 – 22. Toruński Festiwal Nauki i Sztuki 2024: “Laboratorium mechaniki kwantowej na komputerze – tajemnice świata w skali mikro”, 2×1 h, około 12 osób na spotkanie, UMK, Toruń.
- (d) 02.12.2023 – “Kwantowe efekty w układach atomów i fotonów” – warsztaty programowania w języku Python dla uczniów szkół średnich pod tytułem “Cyfrowa Nanonauka”, prowadzone w języku polskim; około 12 uczestników, UMK, Toruń.
- (e) 24.04.2023 – 21. Toruński Festiwal Nauki i Sztuki 2023: “Laboratorium mechaniki kwantowej na komputerze – dlaczego świat mikro tak bardzo różni się od codziennego życia?”, 2×1 h, 10–15 osób (na godzinę), UMK, Toruń.
- (f) 04.03.2023 – “Fizyka polaronów w kwantowych układach wielu cząstek” – warsztaty programowania w języku Python dla uczniów szkół średnich pod tytułem “Cyfrowa Nanonauka”, prowadzone w języku polskim; 12 uczestników, UMK, Toruń.

Osiągnięcia organizacyjne

- 01.09.2022 – 01.10.2024 — Kierownik projektu badawczego Polonez Bis-1 “Quantum effects in many-body light-matter nonequilibrium systems, QLIMNES”, współfinansowanego przez Narodowe Centrum Nauki oraz program badawczo-innowacyjny Unii Europejskiej Horyzont 2020 w ramach grantu Marie Skłodowska-Curie, całkowita kwota: 1 038 043 zł, koordynator projektu: dr Tomasz Wasak, numer projektu: 2021/43/P/ST2/02911;
- 09.03.2015 – 08.03.2017 — Kierownik projektu badawczego Iuventus Plus „Generation of correlated pairs of atoms in the four wave mixing process in Bose-Einstein condensates”, finansowanego przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego w Polsce, całkowita kwota: 143 250 zł, koordynator projektu: dr Tomasz Wasak, numer projektu: IP2014 050073, numer umowy: 0500/IP3/2015/73;
- 2013 — Członek komisji, VII Ogólnopolski Konkurs Fizyczny “Poszukiwanie talentów”, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Warszawa.

7 Inne informacje zawodowe

Recenzje prac dyplomowych

Recenzje prac licencjackich:

- Przemysław Zieliński, “Complex quantum systems as a classical measuring devices”, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, promotor: dr hab. Jan Chwedeńczuk, data obrony: 12.09.2017.
- Artur Niezgoda, “Phase estimation in atomic interferometer”, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, promotor: dr hab. Jan Chwedeńczuk, data obrony: 06.2016.

Recenzje prac magisterskich:

- Jan Krzywda, “Characterizing environment of the qubits by subjecting them to dynamical decoupling”, promotorzy: dr hab. Jan Chwedeńczuk oraz dr hab. Łukasz Cywiński, data obrony: 07.2017.
- Marta Sroczyńska, “Quantum dynamics of hybrid systems of ultracold atoms and ions in traps”, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, promotor: dr hab. Zbigniew Idziaszek, data obrony: 06.2017.

Recenzent w czasopismach naukowych

Po uzyskaniu stopnia doktora pełniłem funkcję recenzenta w następujących czasopismach:

- Physical Review Letters
- Physical Review Research
- PRX Quantum
- Physical Review A

Działalność jako recenzent dla międzynarodowych instytucji finansujących badania

Od kilku lat współpracuję jako niezależny ekspert recenzent dla Agencji Wykonawczej ds. Badań Naukowych Unii Europejskiej (Research Executive Agency), Europejskiej Rady ds. Innowacji (European Innovation Council) oraz Europejskiej Rady ds. Badań Naukowych (European Research Council). Szczegółowe informacje dotyczące tej działalności zostały przedstawione w Załączniku nr 4 – “Wykaz osiągnięć naukowych albo artystycznych, stanowiących znaczny wkład w rozwój określonej dyscypliny”.

Nagrody, wyróżnienia, stypendia (wybór)

Poniżej przedstawiam najnowsze osiągnięcia, które otrzymałem w trakcie studiów doktoranckich (lata 2011–2015) oraz po uzyskaniu stopnia doktora (2015–obecnie). Pełna lista znajduje się w Załączniku nr 4 – “Wykaz osiągnięć naukowych albo artystycznych, stanowiących znaczny wkład w rozwój określonej dyscypliny” i obejmuje również stypendia, z których zrezygnowałem (np. stypendium NAWA Ulam).

1. 06.2025 – Zespołowa nagroda Rektora Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu II stopnia za osiągnięcia naukowe, UMK w Toruniu,
2. 05.2022 – laureat programu stypendialnego Polonez Bis-1 dla doświadczonych naukowców, współfinansowanego przez Komisję Europejską oraz Narodowe Centrum Nauki w ramach grantu Marie Skłodowska-Curie COFUND, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu,
3. 2016 – Nagroda Polskiego Towarzystwa Fizycznego za najlepszą pracę doktorską w roku 2016,
4. 2015 – Wyróżnienie rozprawy doktorskiej przez Radę Naukową Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego,

5. 2012–2015 – “Stypendium projakościowe” dla wyróżniających się doktorantów, Uniwersytet Warszawski,
6. 2013–2014 – Stypendium dla najlepszych doktorantów, V edycja Konkursu Stypendialnego w ramach projektu “Nowoczesny Uniwersytet”, Uniwersytet Warszawski,
7. 2011–2015 – Stypendium w ramach Międzynarodowego Programu Doktoranckiego Fundacji na rzecz Nauki Polskiej, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski.

Przerwy w karierze

W okresie 2020–2025 wykorzystałem łącznie 273 dni urlopu rodzicielskiego.

Bibliografia

- [1] M. Paris: “Quantum estimation for quantum technology”, *Int. J. Quantum Inf.* **07**, 125 (2009).
- [2] S. Amari: “Exponential Families and Mixture Families of Probability Distributions”, w *Information Geometry and Its Applications* (Springer, Tokyo, 2016), s. 31–49.
- [3] A. Rath, C. Branciard, A. Minguzzi i B. Vermersch: “Quantum Fisher Information from Randomized Measurements”, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 260501 (2021).
- [4] L. Pezzé i A. Smerzi: “Entanglement, Nonlinear Dynamics, and the Heisenberg Limit”, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 100401 (2009).
- [5] G. Tóth: “Multipartite entanglement and high-precision metrology”, *Phys. Rev. A* **85**, 022322 (2012).
- [6] T. Wang, L. Wu, W. Yang, G. Jin, N. Lambert i F. Nori: “Quantum Fisher information as a signature of the superradiant quantum phase transition”, *New J. Phys.* **16**, 063039 (2014).
- [7] R. Costa de Almeida i P. Hauke: “From entanglement certification with quench dynamics to multipartite entanglement of interacting fermions”, *Phys. Rev. Res.* **3**, L032051 (2021).
- [8] U. Marzolino i T. Prosen: “Fisher information approach to nonequilibrium phase transitions in a quantum XXZ spin chain with boundary noise”, *Phys. Rev. B* **96**, 104402 (2017).
- [9] P. Hauke, M. Heyl, L. Tagliacozzo i P. Zoller: “Measuring multipartite entanglement through dynamic susceptibilities”, *Nat. Phys.* **12**, 778 (2016).
- [10] A. J. Daley, H. Pichler, J. Schachenmayer i P. Zoller: “Measuring Entanglement Growth in Quench Dynamics of Bosons in an Optical Lattice”, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 020505 (2012).
- [11] A. Niezgoda i J. Chwedeńczuk: “Many-Body Nonlocality as a Resource for Quantum-Enhanced Metrology”, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 210506 (2021).
- [12] M. Gärttner, P. Hauke i A. M. Rey: “Relating Out-of-Time-Order Correlations to Entanglement via Multiple-Quantum Coherences”, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 040402 (2018).
- [13] J. Lambert i E. S. Sørensen: “From classical to quantum information geometry: a guide for physicists”, *New J. Phys.* **25**, 081201 (2023).

- [14] S. L. Braunstein i C. M. Caves: “Statistical distance and the geometry of quantum states”, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3439 (1994).
- [15] A. Holevo: *Probabilistic and Statistical Aspects of Quantum Theory*, Publications of the Scuola Normale Superiore (Scuola Normale Superiore, 2011).
- [16] C. L. Degen, F. Reinhard i P. Cappellaro: “Quantum sensing”, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 035002 (2017).
- [17] P. Hyllus, W. Laskowski, R. Krischek, C. Schwemmer, W. Wieczorek, H. Weinfurter, L. Pezzé i A. Smerzi: “Fisher information and multiparticle entanglement”, *Phys. Rev. A* **85**, 022321 (2012).
- [18] H. Strobel, W. Muessel, D. Linnemann, T. Zibold, D. B. Hume, L. Pezzè, A. Smerzi i M. Oberthaler: “Fisher information and entanglement of non-Gaussian spin states”, *Science* **345**, 424 (2014).
- [19] P. Hyllus, L. Pezzé i A. Smerzi: “Entanglement and Sensitivity in Precision Measurements with States of a Fluctuating Number of Particles”, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 120501 (2010).
- [20] S. Haroche i J.-M. Raimond: *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities, and Photons* (Oxford University Press, 2006).
- [21] I. B. Mekhov, C. Maschler i H. Ritsch: “Probing quantum phases of ultracold atoms in optical lattices by transmission spectra in cavity quantum electrodynamics”, *Nat. Phys.* **3**, 319 (2007).
- [22] N. Dogra, M. Landini, K. Kroeger, L. Hruby, T. Donner i T. Esslinger: “Dissipation-induced structural instability and chiral dynamics in a quantum gas”, *Science* **366**, 1496 (2019).
- [23] F. Mivehvar, F. Piazza, T. Donner i H. Ritsch: “Cavity QED with quantum gases: New paradigms in many-body physics”, *Adv. Phys.* **70**, 1 (2021).
- [24] P. Münstermann, T. Fischer, P. Maunz, P. W. H. Pinkse i G. Rempe: “Observation of cavity-mediated long-range light forces between strongly coupled atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4068 (2000).
- [25] V. D. Vaidya, Y. Guo, R. M. Kroeze, K. E. Ballantine, A. J. Kollár, J. Keeling i B. L. Lev: “Tunable-range, photon-mediated atomic interactions in multimode cavity QED”, *Phys. Rev. X* **8**, 011002 (2018).
- [26] M. A. Norcia, R. J. Lewis-Swan, J. R. Cline, B. Zhu, A. M. Rey i J. K. Thompson: “Cavity-mediated collective spin-exchange interactions in a strontium superradiant laser”, *Science* **361**, 259 (2018).
- [27] R. Mottl, F. Brennecke, K. Baumann, R. Landig, T. Donner i T. Esslinger: “Roton-type mode softening in a quantum gas with cavity-mediated long-range interactions”, *Science* **336**, 1570 (2012).
- [28] N. Masalaeva, H. Ritsch i F. Mivehvar: “Tuning photon-mediated interactions in a multimode cavity: From supersolid to insulating droplets hosting phononic excitations”, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 173401 (2023).
- [29] B. P. Marsh, D. A. Schuller, Y. Ji, H. S. Hunt, G. Z. Socolof, D. P. Bowman, J. Keeling i B. L. Lev: “Multimode Cavity QED Ising Spin Glass”, *Physical Review Letters* **135**, 160403 (2025).

- [30] K. Baumann, C. Guerlin, F. Brennecke i T. Esslinger: "Dicke quantum phase transition with a superfluid gas in an optical cavity", *Nature* **464**, 1301 (2010).
- [31] H. Ritsch, P. Domokos, F. Brennecke i T. Esslinger: "Cold atoms in cavity-generated dynamical optical potentials", *Rev. Mod. Phys.* **85**, 553 (2013).
- [32] J. Klinder, H. Keßler, M. R. Bakhtiari, M. Thorwart i A. Hemmerich: "Observation of a superradiant Mott insulator in the Dicke-Hubbard model", *Phys. Rev. Lett.* **115**, 230403 (2015).
- [33] R. Landig, L. Hruby, N. Dogra, M. Landini, R. Mottl, T. Donner i T. Esslinger: "Quantum phases from competing short- and long-range interactions in an optical lattice", *Nature* **532**, 476 (2016).
- [34] J. Léonard, A. Morales, P. Zupancic, T. Esslinger i T. Donner: "Supersolid formation in a quantum gas breaking a continuous translational symmetry", *Nature* **543**, 87 (2017).
- [35] J. Léonard, A. Morales, P. Zupancic, T. Donner i T. Esslinger: "Monitoring and manipulating Higgs and Goldstone modes in a supersolid quantum gas", *Science* **358**, 1415 (2017).
- [36] C. Maschler, H. Ritsch, A. Vukics i P. Domokos: "Entanglement assisted fast reordering of atoms in an optical lattice within a cavity at $T = 0$ ", *Opt. Commun.* **273**, 446 (2007).
- [37] A. Vukics, C. Maschler i H. Ritsch: "Microscopic physics of quantum self-organization of optical lattices in cavities", *New J. Phys.* **9**, 255 (2007).
- [38] F. Finger, R. Rosa-Medina, N. Reiter, P. Christodoulou, T. Donner i T. Esslinger: "Spin- and momentum-correlated atom pairs mediated by photon exchange and seeded by vacuum fluctuations", *Phys. Rev. Lett.* **132**, 093402 (2024).
- [39] I. Krešić, G. R. M. Robb, G.-L. Oppo i T. Ackemann: "Generating multiparticle entangled states by self-organization of driven ultracold atoms", *Phys. Rev. Lett.* **131**, 163602 (2023).
- [40] H. Konishi, K. Roux, V. Helsen i J.-P. Brantut: "Universal pair polaritons in a strongly interacting Fermi gas", *Nature* **596**, 509 (2021).
- [41] K. Gietka, P. Szańkowski, T. Wasak i J. Chwedeńczuk: "Quantum-enhanced interferometry and the structure of twisted states", *Phys. Rev. A* **92**, 043622 (2015).
- [42] A. Niezgoda, J. Chwedeńczuk, T. Wasak i F. Piazza: "Cooperatively enhanced precision of hybrid light-matter sensors", *Phys. Rev. A* **104**, 023315 (2021).
- [43] M. Holland, S. Kokkelmans, M. L. Chiofalo i R. Walser: "Resonance superfluidity in a quantum degenerate Fermi gas", *Physical review letters* **87**, 120406 (2001).
- [44] E. Timmermans, K. Furuya, P. W. Milonni i A. K. Kerman: "Prospect of creating a composite Fermi-Bose superfluid", *Physics Letters A* **285**, 228–233 (2001).
- [45] C. P. Search, J. M. Campuzano i M. Zivkovic: "Quantum dynamics of cavity-assisted photoassociation of Bose-Einstein-condensed atoms", *Phys. Rev. A* **80**, 043619 (2009).
- [46] G. Szirmai, G. Mazzarella i L. Salasnich: "Tunneling dynamics of bosonic Josephson junctions assisted by a cavity field", *Phys. Rev. A* **91**, 023601 (2015).
- [47] C. Gross: "Spin squeezing, entanglement and quantum metrology with Bose-Einstein condensates", *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **45**, 103001 (2012).

- [48] J. Esteve, C. Gross, A. Weller, S. Giovanazzi i M. K. Oberthaler: "Squeezing and entanglement in a Bose–Einstein condensate", *Nature* **455**, 1216 (2008).
- [49] C. Gross, T. Zibold, E. Nicklas, J. Esteve i M. K. Oberthaler: "Nonlinear atom interferometer surpasses classical precision limit", *Nature* **464**, 1165 (2010).
- [50] M. F. Riedel, P. Böhi, Y. Li, T. W. Hänsch, A. Sinatra i P. Treutlein: "Atom-chip-based generation of entanglement for quantum metrology", *Nature* **464**, 1170 (2010).
- [51] T. Berrada, S. van Frank, R. Bücker, T. Schumm, J.-F. Schaff i J. Schmiedmayer: "Integrated Mach–Zehnder interferometer for Bose–Einstein condensates", *Nat. Commun.* **4**, 2077 (2013).
- [52] N. Brunner, D. Cavalcanti, S. Pironio, V. Scarani i S. Wehner: "Bell nonlocality", *Reviews of modern physics* **86**, 419–478 (2014).
- [53] M. Płodzień, T. Wasak, E. Witkowska, M. Lewenstein i J. Chwedeńczuk: "Generation of scalable many-body Bell correlations in spin chains with short-range two-body interactions", *Phys. Rev. Res.* **6**, 023050 (2024).
- [54] F. Scazza, G. Valtolina, P. Massignan, A. Recati, A. Amico, A. Burchianti, C. Fort, M. Inguscio, M. Zaccanti i G. Roati: "Repulsive Fermi polarons in a resonant mixture of ultracold Li 6 atoms", *Physical review letters* **118**, 083602 (2017).
- [55] M. M. Parish i J. Levinsen: "Quantum dynamics of impurities coupled to a Fermi sea", *Physical Review B* **94**, 184303 (2016).
- [56] H. S. Adlong, W. E. Liu, F. Scazza, M. Zaccanti, N. D. Oppong, S. Fölling, M. M. Parish i J. Levinsen: "Quasiparticle Lifetime of the Repulsive Fermi Polaron", *Phys. Rev. Lett.* **125**, 133401 (2020).
- [57] C. Kohstall, M. Zaccanti, M. Jag, A. Trenkwalder, P. Massignan, G. M. Bruun, F. Schreck i R. Grimm: "Metastability and coherence of repulsive polarons in a strongly interacting Fermi mixture", *Nature* **485**, 615–618 (2012).
- [58] N. Darkwah Oppong, L. Riegger, O. Bettermann, M. Höfer, J. Levinsen, M. M. Parish, I. Bloch i S. Fölling: "Observation of coherent multiorbital polarons in a two-dimensional Fermi gas", *Physical Review Letters* **122**, 193604 (2019).
- [59] S. Pilati, G. Bertaina, S. Giorgini i M. Troyer: "Itinerant ferromagnetism of a repulsive atomic Fermi gas: A quantum Monte Carlo study", *Physical review letters* **105**, 030405 (2010).
- [60] P. Massignan, M. Zaccanti i G. M. Bruun: "Polarons, dressed molecules and itinerant ferromagnetism in ultracold Fermi gases", *Reports on Progress in Physics* **77**, 034401 (2014).
- [61] F. J. Vivanco, A. Schuckert, S. Huang, G. L. Schumacher, G. G. Assumpção, Y. Ji, J. Chen, M. Knap i N. Navon: "The strongly driven Fermi polaron", *Nature Physics*, 1–6 (2025).
- [62] B. Lücke, M. Scherer, J. Kruse, L. Pezzé, F. Deuretzbacher, P. Hyllus, O. Topic, J. Peise, W. Ertmer, J. Arlt, L. Santos, A. Smerzi i C. Klempt: "Twin Matter Waves for Interferometry Beyond the Classical Limit", *Science* **334**, 773 (2011).

- [63] G. Mathew, S. Silva, A. Jain, A. Mohan, D. T. Adroja, V. G. Sakai, C. V. Tomy, A. Banerjee, R. Goreti, A. V. N., R. Singh i D. Jaiswal-Nagar: "Experimental realization of multipartite entanglement via quantum Fisher information in a uniform antiferromagnetic quantum spin chain", *Phys. Rev. Res.* **2**, 043329 (2020).
- [64] M. Yu, Y. Liu, P. Yang, M. Gong, Q. Cao, S. Zhang, H. Liu, M. Heyl, T. Ozawa, N. Goldman i in.: "Quantum Fisher information measurement and verification of the quantum Cramér–Rao bound in a solid-state qubit", *npj Quantum Inf.* **8**, 56 (2022).
- [65] J. T. Reilly, J. D. Wilson, S. B. Jäger, C. Wilson i M. J. Holland: "Optimal Generators for Quantum Sensing", *Phys. Rev. Lett.* **131**, 150802 (2023).
- [66] T. L. Gilbert: "Hohenberg-Kohn theorem for nonlocal external potentials", *Phys. Rev. B* **12**, 2111 (1975).
- [67] M. Levy: "Universal variational functionals of electron densities, first-order density matrices, and natural spin-orbitals and solution of the v-representability problem", *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **76**, 6062 (1979).
- [68] J. Cioslowski, Z. Mihálka i A. Szabados: "Bilinear Constraints upon the Correlation Contribution to the Electron–Electron Repulsion Energy as a Functional of the One-Electron Reduced Density Matrix", *J. Chem. Theory Comput.* **15**, 4862 (2019).
- [69] J. Cioslowski: "One-Electron Reduced Density Matrix Functional Theory of Spin-Polarized Systems", *J. Chem. Theory Comput.* **16**, 1578 (2020).
- [70] A. Görling: "Density-functional theory beyond the Hohenberg-Kohn theorem", *Phys. Rev. A* **59**, 3359 (1999).
- [71] B. Misra i E. C. G. Sudarshan: "The Zeno's paradox in quantum theory", *J. Math. Phys.* **18**, 756 (1977).
- [72] W. M. Itano, D. J. Heinzen, J. J. Bollinger i D. J. Wineland: "Quantum Zeno effect", *Phys. Rev. A* **41**, 2295 (1990).
- [73] C. Presilla, R. Onofrio i U. Tambini: "Measurement quantum mechanics and experiments on quantum Zeno effect", *Ann. Phys.* **248**, 95 (1996).
- [74] P. Facchi i S. Pascazio: "Quantum zeno subspaces", *Physical review letters* **89**, 080401 (2002).
- [75] Y. Li, X. Chen i M. P. Fisher: "Quantum Zeno effect and the many-body entanglement transition", *Physical Review B* **98**, 205136 (2018).
- [76] B. Skinner, J. Ruhman i A. Nahum: "Measurement-induced phase transitions in the dynamics of entanglement", *Physical Review X* **9**, 031009 (2019).
- [77] H. Fröml, A. Chiocchetta, C. Kollath i S. Diehl: "Fluctuation-Induced Quantum Zeno Effect", *Phys. Rev. Lett.* **122**, 040402 (2019).
- [78] M. Sidler, P. Back, O. Cotlet, A. Srivastava, T. Fink, M. Kroner, E. Demler i A. Imamoglu: "Fermi polaron-polaritons in charge-tunable atomically thin semiconductors", *Nature Physics* **13**, 255–261 (2017).
- [79] L. B. Tan, O. Cotlet, A. Bergschneider, R. Schmidt, P. Back, Y. Shimazaki, M. Kroner i A. ç. İmamo ğlu: "Interacting Polaron-Polaritons", *Phys. Rev. X* **10**, 021011 (2020).

- [80] A. Kamenev: *Field theory of non-equilibrium systems* (Cambridge University Press, 2023).
- [81] L. M. Sieberer, M. Buchhold i S. Diehl: “Keldysh field theory for driven open quantum systems”, *Reports on Progress in Physics* **79**, 096001 (2016).
- [82] A. Altland i B. Simons: *Condensed matter field theory*, spraw. tech. (Cambridge University Press, 2023).
- [83] F. Chevy: “Universal phase diagram of a strongly interacting Fermi gas with unbalanced spin populations”, *Phys. Rev. A* **74**, 063628 (2006).
- [84] J. S. Bell: “On the einstein podolsky rosen paradox”, *Physics Physique Fizika* **1**, 195 (1964).
- [85] S. J. Freedman i J. F. Clauser: “Experimental test of local hidden-variable theories”, *Physical review letters* **28**, 938 (1972).
- [86] A. Aspect, J. Dalibard i G. Roger: “Experimental test of Bell’s inequalities using time-varying analyzers”, *Physical review letters* **49**, 1804 (1982).
- [87] M. Laméhi-Rachti i W. Mittag: “Quantum mechanics and hidden variables: A test of Bell’s inequality by the measurement of the spin correlation in low-energy proton-proton scattering”, *Physical Review D* **14**, 2543 (1976).
- [88] H. Sakai, T. Saito, T. Ikeda, K. Itoh, T. Kawabata, H. Kuboki, Y. Maeda, N. Matsui, C. Rangacharyulu, M. Sasano i in.: “Spin correlations of strongly interacting massive fermion pairs as a test of Bell’s inequality”, *Physical review letters* **97**, 150405 (2006).
- [89] M. Żukowski, A. Zeilinger, M. A. Horne i A. K. Ekert: ““Event-ready-detectors” Bell experiment via entanglement swapping”, *Physical Review Letters* **71**, 4287 (1993).
- [90] B. Hensen, H. Bernien, A. E. Dréau, A. Reiserer, N. Kalb, M. S. Blok, J. Ruitenberg, R. F. Vermeulen, R. N. Schouten, C. Abellán i in.: “Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres”, *Nature* **526**, 682–686 (2015).
- [91] W. Rosenfeld, D. Burchardt, R. Garthoff, K. Redeker, N. Ortegel, M. Rau i H. Weinfurter: “Event-ready Bell test using entangled atoms simultaneously closing detection and locality loopholes”, *Physical review letters* **119**, 010402 (2017).
- [92] A. Bassi, A. Großardt i H. Ulbricht: “Gravitational decoherence”, *Classical and Quantum Gravity* **34**, 193002 (2017).
- [93] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony i R. A. Holt: “Proposed experiment to test local hidden-variable theories”, *Physical review letters* **23**, 880 (1969).
- [94] L. Pezze, A. Smerzi, M. K. Oberthaler, R. Schmied i P. Treutlein: “Quantum metrology with nonclassical states of atomic ensembles”, *Reviews of Modern Physics* **90**, 035005 (2018).
- [95] R. Geiger i M. Trupke: “Proposal for a quantum test of the weak equivalence principle with entangled atomic species”, *Physical Review Letters* **120**, 043602 (2018).
- [96] R. I. Khakimov, B. Henson, D. Shin, S. Hodgman, R. Dall, K. Baldwin i A. Truscott: “Ghost imaging with atoms”, *Nature* **540**, 100–103 (2016).
- [97] R. Dall, A. Manning, S. Hodgman, W. RuGway, K. V. Kheruntsyan i A. Truscott: “Ideal n-body correlations with massive particles”, *Nature Physics* **9**, 341–344 (2013).

- [98] T. Wasak, P. Szańkowski, R. Bücker, J. Chwedeńczuk i M. Trippenbach: "Bogoliubov theory for atom scattering into separate regions", *New Journal of Physics* **16**, 013041 (2014).
- [99] M. Bonneau, J. Ruauudel, R. Lopes, J.-C. Jaskula, A. Aspect, D. Boiron i C. I. Westbrook: "Tunable source of correlated atom beams", *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics* **87**, 061603 (2013).
- [100] Q. He, P. Drummond, M. Olsen i M. Reid: "Einstein-Podolsky-Rosen entanglement and steering in two-well Bose-Einstein-condensate ground states", *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics* **86**, 023626 (2012).
- [101] E. G. Cavalcanti, S. J. Jones, H. M. Wiseman i M. D. Reid: "Experimental criteria for steering and the Einstein-Podolsky-Rosen paradox", *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics* **80**, 032112 (2009).
- [102] M. D. Reid, P. D. Drummond, W. P. Bowen, E. G. Cavalcanti, P. K. Lam, H. A. Bachor, U. L. Andersen i G. Leuchs: "Colloquium: the Einstein-Podolsky-Rosen paradox: from concepts to applications", *Reviews of Modern Physics* **81**, 1727–1751 (2009).
- [103] G. De Chiara, S. Montangero, P. Calabrese i R. Fazio: "Entanglement entropy dynamics of Heisenberg chains", *Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment* **2006**, P03001 (2006).
- [104] R. Nandkishore i D. A. Huse: "Many-body localization and thermalization in quantum statistical mechanics", *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **6**, 15–38 (2015).
- [105] J. Ma i X. Wang: "Fisher information and spin squeezing in the Lipkin-Meshkov-Glick model", *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics* **80**, 012318 (2009).
- [106] T.-L. Wang, L.-N. Wu, W. Yang, G.-R. Jin, N. Lambert i F. Nori: "Quantum Fisher information as a signature of the superradiant quantum phase transition", *New Journal of Physics* **16**, 063039 (2014).
- [107] R. H. Dicke: "Coherence in spontaneous radiation processes", *Physical review* **93**, 99 (1954).
- [108] P. Kirton, M. M. Roses, J. Keeling i E. G. Dalla Torre: "Introduction to the Dicke model: From equilibrium to nonequilibrium, and vice versa", *Advanced Quantum Technologies* **2**, 1800043 (2019).
- [109] A. Altland i F. Haake: "Quantum Chaos and Effective Thermalization", *Phys. Rev. Lett.* **108**, 073601 (2012).
- [110] A. Altland i F. Haake: "Equilibration and macroscopic quantum fluctuations in the Dicke model", *New Journal of Physics* **14**, 073011 (2012).
- [111] C. Emary i T. Brandes: "Chaos and the quantum phase transition in the Dicke model", *Phys. Rev. E* **67**, 066203 (2003).
- [112] M. Olshanii: "Atomic Scattering in the Presence of an External Confinement and a Gas of Impenetrable Bosons", *Phys. Rev. Lett.* **81**, 938–941 (1998).
- [113] T. Bergeman, M. G. Moore i M. Olshanii: "Atom-Atom Scattering under Cylindrical Harmonic Confinement: Numerical and Analytic Studies of the Confinement Induced Resonance", *Phys. Rev. Lett.* **91**, 163201 (2003).

- [114] G. F. Gribakin i V. V. Flambaum: "Calculation of the scattering length in atomic collisions using the semiclassical approximation", Phys. Rev. A **48**, 546–553 (1993).
- [115] B. E. Granger i D. Blume: "Tuning the Interactions of Spin-Polarized Fermions Using Quasi-One-Dimensional Confinement", Phys. Rev. Lett. **92**, 133202 (2004).
- [116] P. Giannakeas, F. K. Diakonov i P. Schmelcher: "Coupled ℓ -wave confinement-induced resonances in cylindrically symmetric waveguides", Phys. Rev. A **86**, 042703 (2012).


.....
(podpis wnioskodawcy)

Dokument podpisany przez
Tomasz Wasak; UMK w Toruniu
Data: 2025.11.14 11:23:10 CET

Annex No 2.

Summary of Professional Accomplishments

dr Tomasz Wasak

Toruń, November 14, 2025

Contents

1	Name	2
2	Diplomas, degrees conferred in specific areas of science or arts, including the name of the institution which conferred the degree, year of degree conferment, title of the PhD dissertation	2
3	Information on employment in research institutes or faculties/departments or school of arts	2
4	Description of the achievements, set out in art. 219 para 1 point 2 of the Act . . .	3
	4.1 Title of the scientific achievement	3
	4.2 List of publications constituting the scientific achievement	3
	4.3 Detailed description of the achievement	4
5	Presentation of significant scientific or artistic activity carried out at more than one university, scientific or cultural institution, especially at foreign institutions	35
	5.1 Other scientific achievement	37
	5.2 Description of other research achievements	39
6	Presentation of teaching and organizational achievements as well as achievements in popularization of science or art	43
7	Other information about professional career	45
	References	47

1 Name

Tomasz Wasak

2 Diplomas, degrees conferred in specific areas of science or arts, including the name of the institution which conferred the degree, year of degree conferment, title of the PhD dissertation

- 2015.09.28 **PhD degree in Physical Science in Physics**, PhD thesis distinction by the Research Council of the Faculty, University of Warsaw, Poland;
Title of the PhD dissertation: "Collisional properties and many body effects in ultracold systems. Quantum interferometry."
Supervisor: prof. dr hab. Marek Trippenbach; *Assistant supervisor:* dr Jan Chwedeńczuk.
- 2011–2015 PhD studies in the "*International PhD studies at the Faculty of Physics*" programme co-financed by the Foundation for Polish Science and the EU within the European Regional Development Fund, University of Warsaw.
- 2010–2015 PhD studies at the Institute of Theoretical Physics, Faculty of Physics, University of Warsaw, Poland.
- 2010.09.06 **Master's degree (with honours)** in Theoretical Physics, Faculty of Physics, University of Warsaw, Poland. *Supervisor:* dr hab. Zbigniew Idziaszek.
- 2005–2010 Full-time master studies in Physics, Faculty of Physics, University of Warsaw.

3 Information on employment in research institutes or faculties/departments or school of arts

- 01.09.2024–
present **Associate Professor (University Professor)**, Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University, Toruń, Poland.
- 01.09.2022–
31.08.2024 **Assistant Professor (*adiunkt naukowy*)**, fellowship within the Polonez Bis-1 NCN programme, Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University, Toruń, Poland.
- 18.06.2018–
30.08.2022 **Postdoctoral Researcher**, Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Dresden, Germany; group of Dr. Francesco Piazza: "Strongly Correlated Light-Matter Systems."
- 01.11.2015–
24.05.2018 **Postdoctoral Researcher**, group of dr. hab. Zbigniew Idziaszek, Faculty of Physics, University of Warsaw, Poland.
- 08.09.2015–
31.10.2015 **Researcher** within NCN Harmonia of dr hab. Zbigniew Idziaszek, Institute of Theoretical Physics, Faculty of Physics, University of Warsaw.
- 2011–2015 **PhD student** in the programme "*International PhD studies at the Faculty of Physics*", Faculty of Physics, University of Warsaw.
- 2010–2015 **PhD student**, Institute of Theoretical Physics, Faculty of Physics, University of Warsaw, Poland.

4 Description of the achievements, set out in art. 219 para 1 point 2 of the Act

4.1 Title of the scientific achievement

The scientific achievement is a series of articles on the topic entitled:

The role of interactions and system dynamics in generating quantum correlations for metrology and novel states of matter

4.2 List of publications constituting the scientific achievement

- [H1] Sankalp Sharma, Jan Chwedeńczuk, Tomasz Wasak, „Engineering interactions by collective coupling of atom pairs to cavity photons for entanglement generation”, Phys. Rev. Research 7, L012038 (2025)
- [H2] Tomasz Wasak, Matteo Sighinolfi, Johannes Lang, Francesco Piazza, Alessio Recati, „Decoherence and momentum relaxation in Fermi-polaron Rabi dynamics: a kinetic equation approach”, Phys. Rev. Lett. 132, 183001 (2024)
- [H3] Carlos L. Benavides-Riveros, Tomasz Wasak, Alessio Recati, „Extracting Many-Body Quantum Resources within One-Body Reduced Density Matrix Functional Theory”, Phys. Rev. Research 6, L012052 Letter (2024)
- [H4] Tomasz Wasak, Richard Schmidt, Francesco Piazza, „Quantum-Zeno Fermi polaron in the strong dissipation limit”, Phys. Rev. Research 3, 013086 (2021)
- [H5] D. K. Shin, B. M. Henson, S. S. Hodgman, T. Wasak, J. Chwedeńczuk, A. G. Truscott, „Bell correlations between spatially separated pairs of atoms”, Nature Communications 10, 4447 (2019)
- [H6] Tomasz Wasak, Jan Chwedeńczuk, „Bell inequality, Einstein-Podolsky-Rosen steering and quantum metrology with spinor Bose-Einstein condensates”, Phys. Rev. Lett. 120, 140406 (2018)
- [H7] Karol Gietka, Jan Chwedeńczuk, Tomasz Wasak, Francesco Piazza, “Multipartite-Entanglement Dynamics in Regular-to-Ergodic Transition: a Quantum-Fisher-Information approach”, Phys. Rev. B 99, 064303 (2019)
- [H8] Krzysztof Jachymski, Tomasz Wasak, Zbigniew Idziaszek, Paul S. Julienne, Antonio Negretti, Tommaso Calarco, „Single-atom transistor as a precise magnetic field sensor”, Phys. Rev. Lett. 120, 013401 (2018)
- [H9] Tomasz Wasak, Krzysztof Jachymski, Tommaso Calarco, Antonio Negretti, „Magnetic-field gradiometer based on ultracold collisions”, Phys. Rev. A 97, 052701 (2018)

Detailed information concerning my individual contribution to the above-mentioned works is included in Annex No. 4 - “List of scientific or artistic achievements constituting a significant contribution to the development of a specific discipline.”

4.3 Detailed description of the achievement

4.3.1 Description of the main scientific goal

The main goal of the research underlying the presented scientific achievement is to investigate the effects of interactions in many-body systems with ultracold degenerate quantum gases. In several of the works, these studies are extended to include the consequences of the system's non-equilibrium nature, which constitutes another key aspect of the presented research. Both the interactions and, when relevant, the dynamical character of the quantum systems can give rise to genuinely quantum correlations, quantified through measures such as entanglement and nonlocal Bell correlations, as well as to novel states of matter, exemplified by the emergence of quasiparticles, such as polarons. These quantum correlations can be exploited for applications in quantum technologies, particularly in quantum metrology, while studies of quasiparticles provide new insights into how interactions can lead to collective modes in many-body systems.

The main goals and research results of works [H1]–[H9] are summarized below. More detailed discussions can be found in Sec. 4.3. n ($3 \leq n \leq 11$). Section 4.3.12 provides an overall summary of the scientific achievements, while Sec. 4.3.2 offers a concise introduction to the concept of quantum Fisher information, which plays a key role in several of the works.

The work [H1] proposes a method to engineer atom–atom interactions by coupling driven atomic pairs to optical cavity photons through a molecular state in the dispersive regime, creating a photon-field-dependent potential. Using quantum Fisher information, it is demonstrated that these photon-induced interactions can efficiently generate robust many-body entanglement in ultracold bosons. The scheme enables fast preparation of highly entangled states resilient to photon losses. The work also identifies optimal measurement strategies that achieve the quantum Cramer–Rao bound.

The study [H2] develops a quantum kinetic theory to describe the nonlinear dynamics of driven Fermi polarons, addressing challenges in describing their decoherence and relaxation. The theory successfully reproduces experimental observations of the Rabi oscillations between interacting and non-interacting states without any fitting parameters. It distinguishes between decoherence and momentum relaxation, showing their distinct dependence on scattering and quasiparticle properties. The theory provides a quantitative and microscopic understanding of polaron dynamics in strongly interacting, highly imbalanced Fermi gases.

The work [H3] introduces a functional framework to compute the quantum Fisher information of many-body ground states, overcoming the complexity of full wave-function calculations. Using a constrained-search formalism, it is shown that all quantum Fisher information matrix elements can be universally expressed in terms of the one-body reduced density matrix. The work demonstrates that the quantum Fisher information functionals can be expressed in terms of derivatives of the universal density matrix functional with respect to the coupling strengths, and establishes a fundamental link between reduced density matrix functional theory and quantum metrology. The proposed approach is illustrated through the Bose–Hubbard model.

The study [H4] reveals a new quasi-particle, the quantum-Zeno Fermi polaron, arising from the interplay between strong dissipation and impurity-fermion interactions in a highly imbalanced Bose-Fermi mixture in the non-equilibrium setup. By combining concepts from the quantum Zeno effect and polaron physics, it is shown that, while moderate losses destroy the quasi-particle, a long-lived polaron branch reemerges in the strongly dissipative regime. This effect results from the interaction between the Fermi surface and the momentum region constrained by the Zeno projection. The phenomenon can be realized in polaritonic impurities

in semiconductors or with dressed atoms in ultracold gases, providing insights into measurement-induced quantum matter.

The work [H5] reports the observation of Bell correlations in freely propagating massive particles, realized through a collision between two Bose-Einstein condensates that generate spin-entangled pairs of ultracold helium atoms. By measuring spin correlations along uniformly rotated bases, the experiment finds agreement with the theoretical Bell triplet state and demonstrates nonlocal correlations with 6σ significance. The results establish a new platform for testing quantum nonlocality with massive particles and for investigating the interplay between quantum mechanics and gravity.

The theoretical work [H6] proposes an experiment to demonstrate Bell inequality violation in a dynamical many-body system of massive particles using a spinor $F = 1$ Bose-Einstein condensate in an optical lattice. It details the full Bell test protocol (with local operations, measurements, and the appropriate inequality), and shows how the degree of the Bell inequality violation depends on two-body correlations and the number of scattered atom pairs. The scheme also enables observation of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox and provides a resource for quantum-enhanced metrology. The results establish a general approach for exploring nonlocality and quantum information in multimode systems with spin-changing collisions.

The study [H7] introduces the quantum Fisher information as a powerful tool to characterize multipartite entanglement dynamics in quantum many-body systems. Focusing on the Dicke model, it is shown that the Fisher information exhibits distinct dynamical behavior across the regular-to-ergodic transition. The asymptotic value of the Fisher information as well as its characteristic dynamical timescales witness the transition both through their dependence on the interaction strength and through the scaling with the system size. Moreover, the study links ergodic dynamics to faster creation of metrologically useful entangled states.

The work [H8] proposes a metrological use of Feshbach resonances as precision probes for external magnetic fields in ultracold atomic systems. By optimizing scattering parameters near the resonance, a single atom pair can achieve magnetic field sensitivity at the nT level. The collisional setup allows the quantum precision bound to be saturated using a simple measurement protocol. The results demonstrate how interaction control in quantum gases can be exploited for high-precision magnetometry.

In [H9], a comprehensive analysis of ultracold atomic collisions as a sensing tool for external magnetic fields and their spatial gradients is presented. Building on a previously proposed scheme from [H8], the work investigates how magnetic-field-dependent resonances in atom-impurity scattering within quasi-1D waveguides can serve as highly sensitive probes. The approach is illustrated with concrete examples of experimental relevance. The results establish ultracold collision-based sensors as a promising platform for precision field and their gradients measurements.

4.3.2 Brief introduction to quantum Fisher information

In some of the works from [H1]–[H9], the quantum correlations are investigated. Among different measures of these correlations, the quantum Fisher information (QFI) [1, 2] is a key quantity that not only gives an operational meaning for multipartite entanglement for quantum-enhanced metrology of spins [3], bosons [4–6] and fermions [7], but can also be used to probe quantum criticality [8, 9], nonlocality [10–12], and quantum geometry [13].

Consider a density matrix $\hat{\rho}(\phi)$, which depends on a vector of parameters ϕ , describing the state of the quantum system. The distance between two nearby density matrices (and the

response of the quantum state to perturbations) can be quantified by the QFI. Specifically, for the response $\partial\hat{\rho}(\phi)/\partial\phi_a \equiv (\hat{\rho}\hat{L}_a + \hat{L}_a\hat{\rho})/2$, where $\hat{L}_a$ is called the Symmetric Logarithmic Derivative and ϕ_a is the a -th parameter of the vector ϕ , the quantum Fisher information matrix (QFIM) is $M_{ab} \equiv \text{Tr}[\hat{\rho}\hat{L}_a\hat{L}_b]$.

Since large QFI implies high sensitivity, originally the QFI was introduced in the context of quantum metrology and sensing via the quantum Cramer-Rao lower bound, which quantifies the ultimate precision limit in estimation protocols [14–16]. For a single parameter, if $\hat{\rho}(\phi_1) = e^{i\hat{h}\phi_1}\hat{\rho}_0e^{-i\hat{h}\phi_1}$, where $\hat{h}$ is some hermitian generator of the transformation, and $\hat{\rho}_0$ is a pure state, the QFI is given by the variance of the generator, i.e., $F_Q \equiv M_{11} = 4(\langle\hat{h}^2\rangle - \langle\hat{h}\rangle^2)$, where the averages are taken on the state ρ_0 . For mixed states, one has to refer to the technical but general formula given, for example, in Ref. [14], which is based on the spectral decomposition of the system's density matrix.

Importantly, the QFI serves as a measure of entanglement [4, 5]. Using the QFI, entanglement can be detected by exceeding the maximum value attainable for separable states. For a quantum system of bosons or spins, the concept of entanglement depth can be defined [17], and similar approaches have been proposed for fermionic systems [7]. If the corresponding inequality is not violated, the presence of entanglement cannot be confirmed. In the works, constituting the scientific achievement described here, these general ideas are applied to characterize the nature of quantum correlations.

Finally, focusing on a single parameter case $\theta \equiv \phi_1$, it has to be mentioned that a physical measurement always yields the classical Fisher information (CFI) F , which is $F \leq F_Q$, where $F = \sum_m p_m(\theta)[\partial_\theta \ln p_m(\theta)]^2$, and the set of measurement operators $\{\hat{\Pi}_m\}$ defines the probabilities $p_m(\theta) = \text{Tr}[\hat{\rho}(\theta)\hat{\Pi}_m]$ [14, 16, 18, 19]. The CFI is, therefore, an important quantity: it can be used to quantify entanglement, to characterize metrological performance via the Cramer-Rao lower bound, and it is also experimentally accessible.

4.3.3 Tuning atom-atom interactions by coupling single-photons to pairs of atoms

In this section, the main results of [H1] are described.

The work [H1] investigates how interactions between atoms in an ultracold bosonic gas can be tuned by coupling them to cavity photons within a cavity QED setting. This represents a highly promising approach for preparing many-body states of matter with tailored properties. Such a platform provides independent control over the light and matter components, enabling access to the strong-coupling regime of atom-photon interactions and facilitating the engineering of entangled states with specific characteristics [20]. Moreover, these systems are particularly advantageous as they can be probed in real time via transmission spectra [21]. They also form the basis for developing novel nonequilibrium, dissipation-controlled quantum dynamics protocols [22] and enable quantum simulations of solid-state Hamiltonians, as well as studies of nonequilibrium effects in complex systems beyond those typically encountered in condensed matter [23].

The cavity-QED systems, as they are often used in the literature, allow for generating photon-mediated atom-atom interactions that are of tunable range [24–29]. Such versatile interactions were used to generate novel phases of matter, a prominent example is the quantum phase transition to a self-ordered phase of an ultracold gas [30–35].

This type of mediated interaction can also be exploited to generate non-classical atomic states. For instance, the quantum dynamics of atomic self-organization has been shown to produce strong atom-photon entanglement, which is, however, fragile to photon losses [36, 37].

More recently, photon-induced interactions in a cavity have been experimentally employed to generate spin- and momentum-correlated atom pairs in a Bose gas [38]. Furthermore, photon-atom scattering in a pumped ring cavity, leading to the transverse self-organization of bosons, has resulted in the creation of momentum-multiparticle entangled Dicke-squeezed states [39].

Crucially, the photon-matter interaction in all these studies has so far been limited to the dipole coupling of atoms, in which a single photon interacts with a single atom from a many-body system. A recent experiment, performed in the group of Prof. Jean-Philippe Brantut at EPFL, reported in Ref. [40] an observation of universal pair-polaritons in a strongly interacting two-component Fermi gas. Crucially, in this setup, the photons from a high-finesse optical cavity were directly coupled to pairs of atoms via a molecular state, which is in contrast to the regular scheme of dipole coupling where a single atom is excited by a single photon. This mechanism enabled in the experiment a real-time weakly destructive probe of the pair correlation function of the atoms, and it is supposed to be promising for the development of new methods of tuning atom-atom interaction potentials.

In the work [H1], the new single-photon—atom-pair coupling scheme was exploited to derive the effective form of the photon-induced atomic interactions under different driving conditions. The novel interaction is then exploited in the system of ultracold bosonic atoms held in a double-well potential (see Fig. 1 left side). A method was proposed for fast generation of many-body entangled states on a timescale controlled by the strength of the drive. The findings show that the atomic state is highly entangled, which may trigger the development of new protocols and applications in quantum technologies [23, 38, 39, 41, 42].

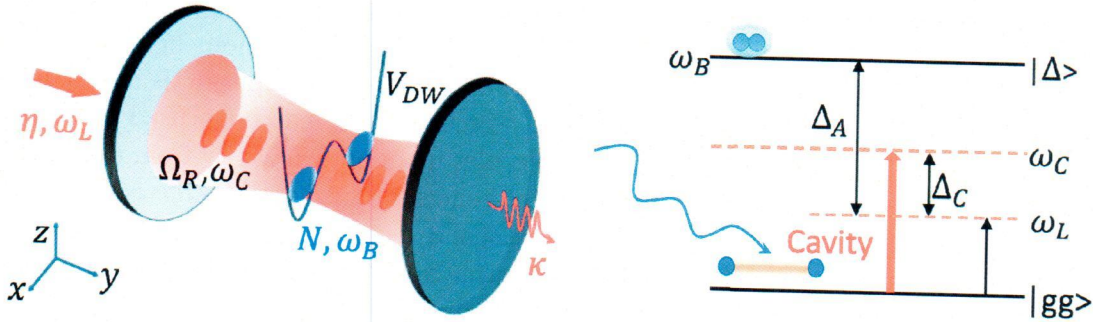


Fig. 1. Left: Illustration of the setup consider in work [H1]. N ultracold atoms with bosonic statistics are confined in a double-well potential V_{DW} inside an optical cavity. The laser pump with strength η and frequency ω_L enters from one of the mirrors of the cavity. The photons can leak out from the optical resonator with loss rate κ . The coupling between the atomic cloud and the cavity field is quantified by the single-mode coupling strength Ω_R . **Right:** The diagram of the relevant energy levels of atomic pairs in the ground state, $|gg\rangle$, and of the molecular state $|\Delta\rangle$. The symbols Δ_A and Δ_C denote detunings from the molecular state with energy ω_B and cavity photon energy ω_c , respectively.

The starting point of the considerations is the general collection of N atoms with mass m trapped in a generic potential $V(\mathbf{r})$. In Fig. 1 an example of the double-well potential is shown, which is further analyzed in the context of the entanglement generation.

The atoms are in the ground state interacting through a contact potential of strength $g_0 = 4\pi a/m$, where a is the s -wave scattering length (as always, $\hbar = 1$). It is assumed that the atomic pairs have an optically accessible molecular state with energy ω_B . Then the total Hamiltonian is

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_\Delta + \hat{H}_C + \hat{H}_{CA} + \hat{H}_P,$$

where the terms describe ground state atoms, molecules, cavity photons, light-matter interactions, and external pump, respectively. The atoms are governed by the Hamiltonian

$$\hat{H}_A = \int d^3r \hat{\Psi}^\dagger \left[-\frac{\nabla^2}{2m} + V \right] \hat{\Psi} + \frac{g_0}{2} \int d^3r \hat{\Psi}^\dagger \hat{\Psi}^\dagger \hat{\Psi} \hat{\Psi}, \quad (1)$$

where $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$ is the ground-state atom field operator for bosons, i.e, its commutator satisfies $[\hat{\Psi}(\mathbf{r}), \hat{\Psi}(\mathbf{r}')] = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, with $\delta(\mathbf{r})$ the Dirac delta, and $V(\mathbf{r})$ is the trapping potential. For the molecular state, we assume that they are tightly confined and effectively described by

$$\hat{H}_\Delta = \int d^3r \hat{\Psi}_\Delta^\dagger(\mathbf{r}) \left[-\frac{\nabla^2}{2M} + V(\mathbf{r}) + \omega_B \right] \hat{\Psi}_\Delta(\mathbf{r}), \quad (2)$$

where $M = 2m$ is the molecule mass.

The high- Q optical cavity with the axis along y -direction is characterized by the resonant frequency ω_c and the mode of light is governed by the Hamiltonian $\hat{H}_C = \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a}$, where $\hat{a}$ is the annihilation operator of the cavity photon with a position-dependent mode function $f(\mathbf{r})$. The atom-light interaction is given by the Hamiltonian,

$$\hat{H}_{CA} = -i\Omega_R \int d^3r f(\mathbf{r}) [\hat{\Psi}_\Delta^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}_\Delta^2(\mathbf{r}) \hat{a} - \text{H.c.}], \quad (3)$$

where Ω_R sets the single-photon—single-pair coupling strength; H.c. stands for the Hermitian conjugate. $\hat{H}_{CA}$ describes a process (and its reverse), see Fig. 1 right side, where a single photon annihilates a pair of ground state atoms leading to a formation of a single molecule. In the literature, such a pair-molecule coupling mechanism [43], although without light quantization, was discussed in Ref. [44] in the context of composite Fermi-Bose superfluids and pairing by pair exchange through a molecular condensate. For bosons, it has been used to study the quantum dynamics of the photoassociation of molecules in an optical cavity from a single-mode Bose-Einstein condensate [45]. None of the references analyzed the effective atom-atom interactions resulting from integrating out the molecular degrees of freedom.

The system drive strength is taken of a generic form. Specifically, the cavity is pumped by a laser with a frequency ω_L , detuned from the cavity frequency by $\Delta_c = \omega_L - \omega_C$, through one of its mirrors. Additionally, in analogy with the regular single-photon—single-atom case of the dipole coupling [23], the direct transversal pumping of the molecular transition is employed. Thus, the pumped single mode of radiation inside the cavity is described by

$$\hat{H}_P = -i\eta e^{-i\omega_L t} \hat{a}^\dagger - i\Omega_R \int d^3r \hat{\Psi}_\Delta^\dagger \hat{\Psi}_\Delta^2 \eta_t + \text{H.c.},$$

where η denotes the driving strength through the mirrors and $\eta_t(\mathbf{r})$ is the strength of the transversal pump mode.

If the atomic detuning $\Delta_A = \omega_L - \omega_B$ is much larger than the other characteristic frequency scales of the system, the population of the molecular state is small and follows the ground state adiabatically, and thus can be eliminated from considerations. Then the effective Hamiltonian of the system is given by $\hat{H}$, where $\hat{H}_\Delta + \hat{H}_{CA}$ is replaced by the photon-induced interaction

$$\hat{H}_{AA}^C = U_0 \int d^3r [f^*(\mathbf{r}) \hat{a}^\dagger + \eta_t(\mathbf{r})][f(\mathbf{r}) \hat{a} + \eta_t(\mathbf{r})] \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}), \quad (4)$$

where $U_0 = \Omega_R^2/\Delta_A$ is the strength of the atom-atom interaction per photon induced by cavity photons. This effective atom-atom interaction Hamiltonian from Eq. (4) is the main result of the publication [H1].

Unlike conventional single-photon-single-atom coupling, where cavity photons mediate long-range atomic interaction after adiabatic elimination in the dispersive regime, the interaction $\hat{H}_{AA}^C$ retains the operator and dynamical character of cavity photons and local position dependence via the mode function. This enables the generation of highly entangled states and complex quantum dynamics offering exciting opportunities for quantum technology applications.

In order to study the influence of the cavity-induced atom-atom interactions the correlations between atoms are analyzed in the simplest case where $\eta_t \equiv 0$, i.e., only direct pump with strength η is kept. In the double-well geometry, the field operator $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$ can be approximated by only two relevant modes [46], $\hat{b}_1$ and $\hat{b}_2$, with associated spatial mode functions localized around the minima of the double-well potential. Then, the effective total Hamiltonian takes the form of the bosonic Josephson junction (BJJ):

$$\hat{H}_{\text{eff}} = -\tilde{\Delta}_c \hat{a}^\dagger \hat{a} - J \hat{J}_x + U \hat{J}_z^2 + 2W_0 \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{J}_z^2,$$

where the last term originates from Eq. (4) and the detuning is renormalized as $\tilde{\Delta}_c = \Delta_c - W_0 N^2/2$; the operators $\hat{J}_i$, where $i = x, y, z$, denote the Schwinger-boson representation of the modes $\hat{b}_{1/2}$ [47]. Here, J is the tunneling amplitude, and U is the on-site energy while W_0 determines the strength of the photon-induced atomic interactions. Differently from Ref. [46], where the tunneling rate is modified by the cavity-assisted processes in the regular single-photon-single-atom coupling, in [H1] the cavity modifies the atom-atom interaction and keeps the photonic $\hat{a}$ annihilation operator.

The Hamiltonian is shown to dynamically generate strong quantum entanglement between atoms. The system is initially prepared in a product state consisting of the photon vacuum and an atomic state of the form $|\psi(t=0)\rangle \propto (\hat{b}_1^\dagger + \hat{b}_2^\dagger)^N |0\rangle$, where $|0\rangle$ denotes the atomic vacuum. In the protocol, tunneling between the wells is suppressed by increasing the inter-well barrier height, leading to $J \approx 0$. Since the Hamiltonian contains the operator $\hat{J}_z^2$, it induces a twisting of the atomic distribution on the Bloch sphere, a process known as One-Axis Twisting (OAT). This type of dynamics is known to generate highly entangled states, which have been extensively studied both theoretically and experimentally [47–51].

The dynamics of the system was studied and the correlations were quantified with help of the Quantum Fisher Information (QFI). Usually, the calculation of the QFI are challenging, and for mixed states they are very difficult. Here, however, it was possible to find an analytical expression in the large- N limit under the assumptions that $W_0 \bar{n}(t) \gg U$, i.e., when the bare atom interactions can be neglected, where $\bar{n}(t)$ is the average number of photons in the cavity, then in the short-time regime when $\sqrt{N}W_0 t \ll 1$ and in the large-photon limit $\bar{n}(t) \gg 1$. Then the QFI, where the generator of the interferometric transformation is $\hat{J}_y$, is given by

$$F_Q = \frac{N}{2}[1 + f_Q(t)] + \frac{N^2}{2}[1 - f_Q(t)], \quad (5)$$

where $f_Q(t)$ is a dynamical crossover function that connects the short-noise scaling $\sim N$ with the Heisenberg-limited scaling $\sim N^2$, i.e., $f_Q(0) = 1$ and $\lim_{t \rightarrow \infty} f_Q(t) = 0$. As time passes from $t = 0$, the second term in Eq.(5) becomes dominant. Specifically, the analytical calculations showed

$$f_Q(t) = \exp \left[-2 \left(\frac{t}{\tau_Q} \right)^6 \right], \quad (6)$$

where $\tau_Q = [9/(4NW_0^2\eta^4)]^{1/6}$ is the characteristic timescale of entanglement build-up. The effective coupling $\sqrt{NW_0}$ entering into τ_Q is a characteristic feature of collective coupling of atoms [23].

The main numerical results for the dynamical generation of entanglement are presented in Fig. 2. They show cases where photons cannot be lost from the cavity (a) and with losses (c). In (b), the Husimi distribution for atoms is shown, which demonstrates that the state is highly non-Gaussian. The photon loss is included in a standard way by solving the Lindblad master equation

$$\partial_t \hat{\rho} = -i[\hat{H}_{\text{eff}}, \hat{\rho}] + \kappa \left(\hat{a} \hat{\rho} \hat{a}^\dagger - \frac{1}{2} [\hat{\rho}, \hat{a}^\dagger \hat{a}] \right), \quad (7)$$

where κ is photon loss rate. The findings demonstrate that the analytical result from Eq. (5) works very well and they capture the approach of the system to $F_Q \sim N^2$ scaling. Despite significant losses $\kappa\tau_Q \sim 1$, the cavity-assisted OAT protocol remains effective in producing strong, genuine multiparticle entanglement. Moreover, after the entanglement is generated, the atomic state can be exploited for metrological purposes. The calculations showed for $\kappa\tau_Q \sim 1$ show that F_Q remains large over a long timescale after the pump is switched off at $t \sim 2\tau_Q$, despite the rapid depletion of cavity photons.

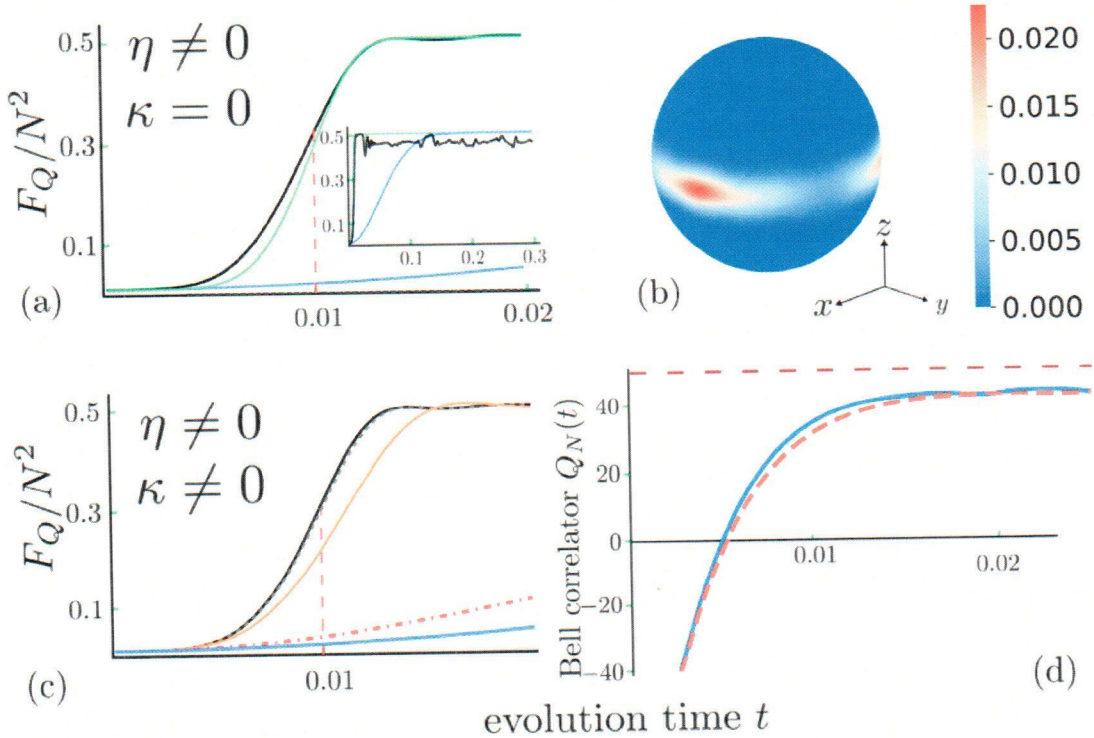


Fig. 2. (a), (c) QFI as a function of time (in units of $1/U$), without (a) and with (c) photon losses. The black line shows F_Q for lossless $\kappa = 0$ and the blue line for the pure OAT method ($W_0 = 0$). Inset shows long-time behavior. In (a), the solid green line is QFI from Eq. (5). In (c), QFI is for $\kappa\tau_Q = 0.1$ (dashed gray), 1 (orange), and 10 (dot-dashed red). The vertical dashed red line indicates $\tau_Q U = 0.01$. (b) Husimi distribution at $tU = 1/(4\sqrt{N})$ shows a highly non-Gaussian state of atoms, $\kappa = 0$. Parameters for all panels: $U = W_0 = \Delta_c = 1$, $N = 100$ atoms, pump strength $\eta = 320$. (d) Bell correlator for $N = 50$ in the lossless case (blue solid line) and with significant losses $\kappa\tau_Q = 1$ (red dashed line). The black horizontal dashed line denotes the maximal possible value of $Q_N(t)$. All values of $Q_N(t) > 0$ indicate the presence of nonlocal Bell correlations.

The work [H1] presents also study of the optimal measurements. Since a physical measurement always yields a classical Fisher information (CFI) which has $F \leq F_Q$ the fundamental question is to which measurement to use in order to extract the metrologically useful entanglement $F_Q \sim N^2$. Remarkably, an optimal measurement for which $F \approx F_Q$ has been found, which is valid for all times. The measurement turned out to be a simple particle-number measurement in each well preceded by a $\pi/2$ -beam-splitting operation, $e^{i\vartheta \hat{J}_x}$ with $\vartheta \approx \pi/2$. Such atomic beam-splitters are accessible experimentally [51].

The final key result of the study is the quantification of many-body Bell correlations [52]. To this end, a Bell inequality proposed in Ref. [11] is employed, namely $Q_N(t) \leq 0$, where $Q_N(t) \equiv \ln[2^N \mathcal{E}_N(t)/(N!)^2]$, with $\mathcal{E}_N(t) \equiv |\text{Tr}[\varrho_A(t) \hat{J}_+^N]|^2$ and $\hat{J}_+ = \hat{J}_z + i\hat{J}_y$. Fig. 2d shows that, after approximately $\tau_Q/2$, $Q_N(t)$ becomes positive even in the presence of losses, signaling the generation of Bell correlations. Furthermore, for $t \gtrsim \tau_Q$, $Q_N(t) \sim N$, indicating that a large fraction of atoms, on the order of N , become Bell-correlated. The quantity Q_N can be experimentally determined using the multiple quantum coherences technique [12, 53].

To summarize, in [H1], the coupling of single photons to pairs of atoms can be employed to generate an effective cavity-induced atom-atom interaction. This novel form of interaction accounts for the quantum nature of the dynamical photonic degrees of freedom. The resulting atomic dynamics can be used in quantum technology protocols to generate highly entangled atomic states, even in the presence of strong photon losses. Moreover, as was presented in the work [H1], the atoms exhibited pronounced nonlocal many-body Bell correlations, demonstrating that the photon-induced interaction can produce strongly entangled states suitable for quantum technological applications as well as for fundamental tests of quantum mechanics.

4.3.4 Rabi oscillations in many-body dynamics of Fermi polarons

In this section, the main results of [H2] are described.

The work [H2] investigates the non-equilibrium properties of Fermi polarons. The polaron problem is a paradigmatic model of a quantum impurity interacting with a surrounding collection of mobile particles of a different kind. As the impurity moves, it becomes dressed by elementary excitations of the surrounding medium due to its interactions with the particles in the environment. Since these interactions can be strong, the impurity's properties may be significantly modified, leading to the formation of a new quasiparticle known as a polaron.

Depending on the statistics of the particles in the environment, different types of polarons can emerge. A Fermi polaron is a quasi-particle formed when the impurity is immersed in a Fermi sea of particles obeying Fermi-Dirac statistics, while a Bose polaron arises when the environment consists of bosonic particles. Various types of polarons have been extensively studied, both experimentally and theoretically, in the literature. The work [H2] focuses on the dynamics of the Fermi polaron, as this problem has been recently investigated experimentally [54], and characteristics of the polaron dynamics have been observed without satisfying theoretical understanding. For instance, the theoretical description of Fermi-polaron Rabi dynamics based on a time-dependent variational approach revealed several nontrivial features [55], such as the absence of decay from the repulsive to the attractive branch, which was necessary to achieve agreement with the experimental data [56]. More generally, instead of relying on a wavefunction description of the entire system, it would be desirable to develop a theoretical framework based on a density matrix formalism, which would allow one to identify different mechanisms underlying various relaxation channels.

In work [H2] a quantum kinetic theory is developed for driven polarons and applied in order to describe recent experiments with ultracold atoms, where Rabi oscillations were observed between a Fermi-polaron state and an additional non-interacting level. The resulting kinetic equations separate decoherence from momentum relaxation, with the corresponding rates showing a different dependence on microscopic scattering processes and quasi-particle properties. The work describes both the polaron

ground state and the excited repulsive-polaron state and a good quantitative agreement is found between the theoretical predictions and the available experimental data without any fitting parameters. This indicates that the experiments realize the situation where polarons (and not the bare particles) perform Rabi oscillations. The theoretical approach, that was developed in the publication [H2] not only takes into account collisional phenomena, but also it can be used to study the different roles played by decoherence and the collisional integral in the strongly interacting highly imbalanced mixture of Fermi gases.

The starting point of the discussion is the Hamiltonian

$$H = \sum_{i=1}^3 H_i + H_{\text{int}} + H_{\Omega}, \quad (8)$$

where the Hamiltonian of a particle in state i is $H_i = \sum_{\mathbf{k}} (\mathbf{k}^2/2m) c_{\mathbf{k},i}^\dagger c_{\mathbf{k},i}$, where $c_{\mathbf{k},i}$ is the annihilation operator of the particle in the internal state $|i\rangle$ with momentum $\mathbf{k}$ and $H_{\text{int}} = (U_0/V) \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} c_{\mathbf{k}'-\mathbf{q},1}^\dagger c_{\mathbf{k}+\mathbf{q},3}^\dagger c_{\mathbf{k},3} c_{\mathbf{k}',1}$ is the interaction potential between the states 1 and 3. Here, the majority component in state $|1\rangle$ forms the quantum environment, and the minority component in state $|2\rangle$ is interacting with state $|1\rangle$ leading to the Fermi polaron problem. Additionally, a noninteracting state $|2\rangle$ is used for probing the properties of the polaron dynamics. The described physical system is shown in Fig. 3a, while in Fig. 3b the energies of the polaron quasi-particles $\varepsilon_\alpha(\mathbf{k})$ as a function of momentum $\mathbf{k}$.

The polaron dispersion relations at small momenta are given approximately by $\varepsilon_\alpha(\mathbf{k}) = E_\alpha + \mathbf{k}^2/2m_\alpha$, where E_α —with $E_a < 0$ and $E_r > 0$ —and $m_\alpha > m$ are referred to as the polaron energy and polaron effective mass, respectively. The branches are also characterized by the quasiparticle weight $0 < Z_\alpha(\mathbf{k}) \leq 1$. The last term in the Hamiltonian, i.e., H_Ω , induces the Rabi oscillations between the states $|2\rangle$ and $|3\rangle$, and, in the rotating wave approximation, can be written as

$$H_\Omega = \sum_{\mathbf{k}} \left[\frac{\Omega}{2} (c_{\mathbf{k},3}^\dagger c_{\mathbf{k},2} + c_{\mathbf{k},2}^\dagger c_{\mathbf{k},3}) + \Delta c_{\mathbf{k},2}^\dagger c_{\mathbf{k},2} \right], \quad (9)$$

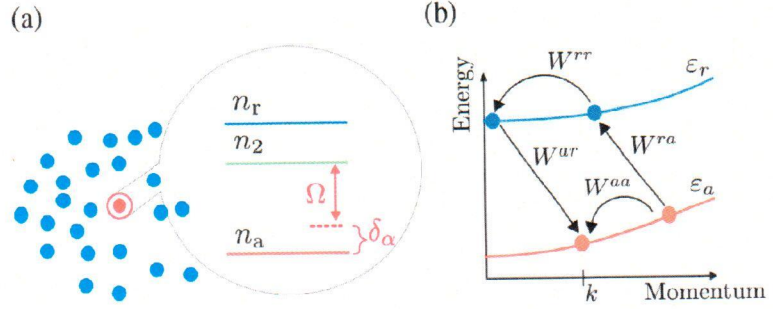


Fig. 3. (a) A highly imbalanced mixture of atoms in state $|1\rangle$ (majority, blue) and $|2\rangle$ (minority, red dot in a circle) is held at temperature T with zero interspecies interaction. The Rabi coupling Ω drives the transitions between states $|2\rangle$ and $|3\rangle$. In the latter, minority atoms occupy repulsive and attractive Fermi polaron branches, formed due to the interaction with the majority component, while δ_α is the detuning between the noninteracting state and the polaron levels (here, only $\alpha = a$ is shown). The index $\alpha = a$ for the attractive polaron quasiparticle, and $\alpha = r$ for the repulsive polaron. (b) Polaron dispersion relations for atoms in state $|3\rangle$. The interaction with the majority atoms induces inter- and intraband transitions, with rates $W^{\alpha\beta}$, where $\alpha, \beta \in \{a, r\}$.

where Ω is the bare Rabi frequency and Δ is the bare detuning from the transition between states $|2\rangle$ and $|3\rangle$.

In the experiments [54] for equal masses and [57] for large mass imbalance, as well as in [58] in quasi-2D geometry, it has been shown that it is possible to drive long-lived coherent Rabi oscillations between the noninteracting state and both the repulsive or the attractive polaron states. The resonant energies and the renormalized Rabi frequencies of the oscillations were found to be in reasonable agreement with an analysis based on the assumption that Ω does not affect the polaron properties. On the other hand, the decay rate of the oscillations, especially for the supposedly long-lived attractive polaron, has not found a proper explanation yet.

In [H2], based on the Keldysh formalism of non-equilibrium quantum field theory for open quantum systems, a set of quantum kinetic equations was derived to describe the dynamics of a polaron in a Rabi-coupling setup. These equations constitute the main theoretical result of the work. The study also presents detailed analytical and numerical investigations of the experimental setup described in Ref. [54], with theoretical predictions compared directly to the corresponding experimental data.

The main set of dynamical equations is the following

$$\partial_t n_\alpha - i \frac{Z_\alpha \Omega}{2} (f_{2\alpha} - f_{2\alpha}^*) = I_\alpha \quad (10a)$$

$$\partial_t n_2 + i \frac{\Omega}{2} (f_{2\alpha} - f_{2\alpha}^*) = 0 \quad (10b)$$

$$\partial_t f_{2\alpha} - i \tilde{Z}_\alpha \delta_\alpha f_{2\alpha} + i \frac{\tilde{Z}_\alpha \Omega}{2} (n_2 - n_\alpha) = -\frac{\Gamma_\alpha^{\text{dec}}}{2} f_{2\alpha}, \quad (10c)$$

where all the quantities apart from Ω can in principle depend on time t and momentum $\mathbf{k}$, which are dropped here for brevity. The number $\tilde{Z}_\alpha = 2/(1 + 1/Z_\alpha)$. The effective detuning, which on resonance takes $\delta_\alpha \equiv \varepsilon_\alpha(\mathbf{k}) - \varepsilon_2(\mathbf{k}) - \Delta \approx 0$ determines which polaron branch, the attractive $\alpha = a$ or the repulsive $\alpha = r$ polaron, is involved in the Rabi dynamics.

In this notation, $n_\alpha(\mathbf{k}, t)$ is the occupation of the polaron branch α at momentum $\mathbf{k}$, $n_2(\mathbf{k}, t)$ is the occupation of the non-interacting state $|2\rangle$, which is coherently coupled to the polaron branch α , and $f_{2\alpha}(\mathbf{k}, t)$ is the coherence between atoms in the state $|2\rangle$ and α polarons.

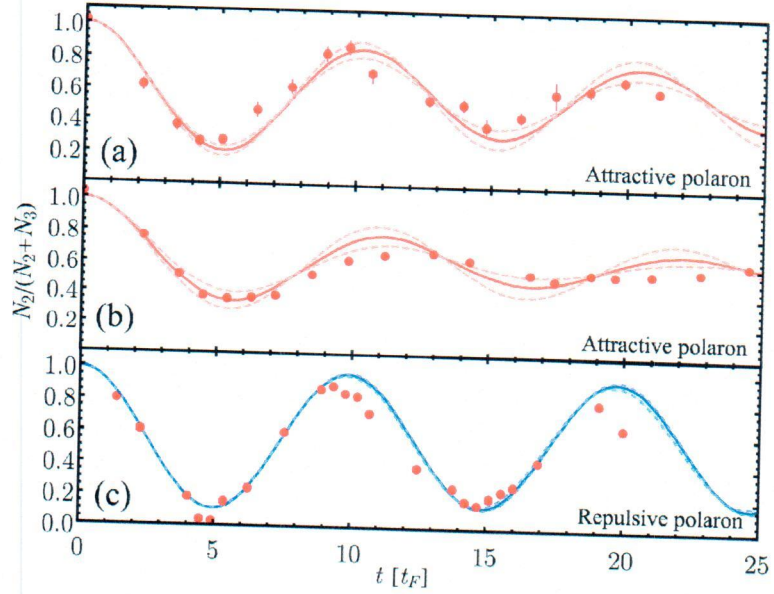


Fig. 4. Rabi oscillations of the attractive polarons for $1/(k_F a) = 0$ (a) and 0.25 (b) as a function of time t (in units of $t_F = 1/\varepsilon_F$) and of the repulsive polaron for $1/(k_F a) = 1.27$ (c). The red dots are from the experiment [54]. The solid red line is from Eq. (10). The red shaded region shows the confidence interval for 20 relative uncertainty in the temperature. The parameters: $\Omega = 0.7\varepsilon_F$, $T = 0.135\varepsilon_F$.

On the resonance, the kinetic equations predict coherent oscillations with a renormalized Rabi frequency $\sqrt{Z_\alpha \Omega + \tilde{Z}_\alpha^2 \delta_\alpha^2}$, which for $\delta_\alpha = 0$ reduces to $\sqrt{Z_\alpha} \Omega$ which already received experimental verification, eg. in [54].

The right hand-side of the kinetic equations contains the collision integral $I_\alpha = \sum_\beta I_{\alpha\beta}$, describing collisions between species of polarons α and β , which is given, in the low concentration regime of the impurities, by

$$I_{\alpha\beta} = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}'} \left[W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\alpha\beta} n_\beta(\mathbf{k}', t) - W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\beta\alpha} n_\alpha(\mathbf{k}, t) \right], \quad (11)$$

where $W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\alpha\beta}$ are the transition rates from the α branch with momentum $\mathbf{k}$ to the β branch with momentum $\mathbf{k}'$, see Fig. 3. The equations shows that the imbalance between in and out scattering processes lead to redistribution of population, while the decoherence rate, which is given by

$$\Gamma_\alpha^{\text{dec}} = \frac{2}{1 + Z_\alpha(\mathbf{k})} \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}', \beta} W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\beta\alpha} \quad (12)$$

is due to possible scattering processes between polarons. In the equilibrium case, the collision integral supports the solution in the form of the Boltzmann equilibrium distribution $n_\alpha^{\text{eq}} \sim e^{-\varepsilon_\alpha(\mathbf{k})/T}$, where T is the temperature of the majority component. The transition rates $W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{\alpha\beta}$ are expressed in terms of the many-body scattering T -matrix and via the Fermi golden rule; the respective equations are presented in the work [H2] and are not repeated here because they are quite lengthy. The T -matrix, specifically in the non-self-consistent approach, is also exploited in order to extract the polaron parameters numerically, i.e., the energies E_α , mass m_α , quasiparticle weights Z_α ; such an approach compares reasonably well with experimental outcomes and quantum Monte carlos calculations for the polaron characteristics [54, 59].

The main numerical results of the simulations of the experimental system studied in [54] are shown in Fig. 4. The theoretical predictions are in good agreement with the experimental data. While the renormalized oscillation frequency $\sqrt{Z_\alpha} \Omega$ can be explained just by static calculations, the decay rate within more standard variational approaches is usually found to be too small [55] or ad hoc assumptions have to be done [60]. Not only is the proposed approach built to properly take into account collisional phenomena, but it disentangles the role played by decoherence and by the collisional integral.

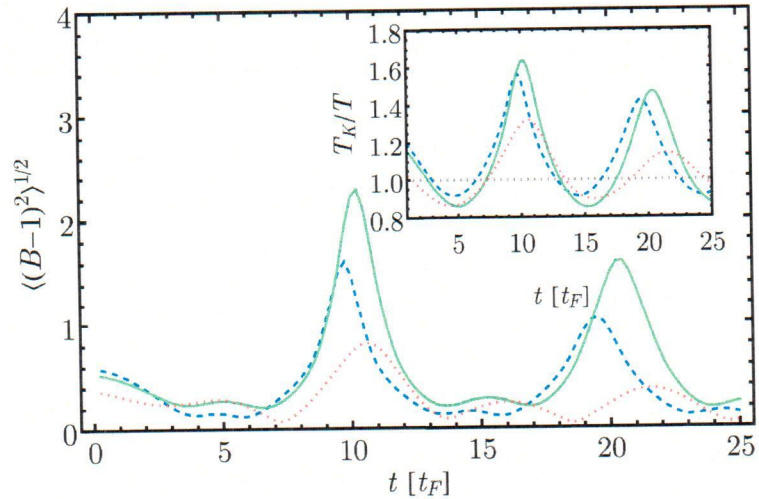


Fig. 5. Thermalization and violation of the detailed balance for attractive polarons. The main panel shows the degree of the violation of the detailed balance as quantified by $\langle [B(\mathbf{k}, \mathbf{k}') - 1]^2 \rangle^{1/2}$. Inset shows the inferred temperature T_K (in the units of the bath temperature T) from the Kullback-Leibler divergence. Here, the parameters are $1/(k_F a) = -0.25$ (dashed blue), 0 (solid green), 0.25 (dotted red); $\Omega = 0.7\varepsilon_F$, $T = 0.135\varepsilon_F$, $\delta_a(0) = 0$.

In this work, the approach to equilibrium was also investigated. Regarding the Rabi oscillations, it was found that the collision integral plays only a negligible role, and its main effect is on decoherence and, consequently, on the decay of the oscillations. It is important to note that the Rabi oscillations are observed in the total number of atoms occupying a specific internal state, i.e., the measurement involved an integrated distribution function. However, it is the precise form of the distributions that reveals whether the system is in thermal equilibrium or not. The obtained results indicate that the system is far from thermal equilibrium during the dynamics.

In order to quantify the approach to the thermal steady state, a criterion based on the violation of detailed balance has been formulated in the work. The quantity

$$B = \frac{1 - n_a(\mathbf{k})}{n_a(\mathbf{k})} \frac{1 - n_1(\mathbf{k}_1)}{n_1(\mathbf{k}_1)} \frac{n_a(\mathbf{k}')}{1 - n_a(\mathbf{k}')} \frac{n_1(\mathbf{k}'_1)}{1 - n_1(\mathbf{k}'_1)}, \quad (13)$$

was introduced, where the pairs of momenta $(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1) \rightleftharpoons (\mathbf{k}', \mathbf{k}'_1)$ satisfy energy and momentum conservation laws; n_1 is the distribution of the Fermions from the medium.

The values $B > 1$ ($B < 1$) indicate that, in the kinetic equation for $n_a(\mathbf{k})$, the rate of *in* processes is larger (smaller) than the *out* processes in the collision integral in the given momentum sector. In equilibrium, the *in* and *out* processes are in detailed balance and $B \equiv 1$ for all momenta. Therefore, the degree of the violation of detailed balance, defined by $\langle [B(\mathbf{k}, \mathbf{k}') - 1]^2 \rangle$, where the average is taken over the distributions of momenta of polarons for a specific time, quantifies how far the actual distribution is from the thermal state.

The results are presented in Fig. 5 in the main plot. The quantity $\langle [B(\mathbf{k}, \mathbf{k}') - 1]^2 \rangle^{1/2}$ shows a decaying oscillatory behavior in time with pronounced peaks, when the density of polarons is small, at moments of time when the detailed balance is significantly violated, and the system is far from equilibrium.

A second measure was introduced to investigate the far-from-equilibrium dynamics. The Kullback–Leibler divergence was employed to quantify the deviation of the instantaneous distribution $n_a(\mathbf{k}, t)$ from a thermal distribution characterized by an arbitrary temperature T^* . By minimizing the divergence with respect to the free parameter T^* , an optimal temperature T_K was obtained, providing the best instantaneous estimate of the effective temperature of the dilute attractive polaron gas. The corresponding results are shown in the inset of Fig. 5, demonstrating large deviations from the actual temperature when the polaron density is very low. In the long-time limit, T_K approaches T , the bath temperature. Furthermore, a bound was found that quantifies the degree of the violation of the detailed balance by the Kullback–Leibler divergence for states close to thermal equilibrium.

In summary, the work [H2], provided quantum kinetic equations for the single-particle density matrix of Fermi polarons coherently driven between two internal levels. In the impurity limit, and as long as the polarons are well defined quasi-particles, the kinetic equations take the intuitive form—a many-body version of a dressed two-level system. An important feature of the approach is that it manifestly separates decoherence from momentum relaxation mechanisms, the latter entering the equations as a collision integral that redistributes particles between different momenta. The numerical results were compared with available experimental data for the ground state (attractive) polaron, finding good agreement without any fitting parameters. The theory is also applicable to the metastable (repulsive) polaron branch far from unitary limit. The approach provides a general tool to study out-of equilibrium problems related to the fundamental concept of quasi-particles in many-body quantum systems, such as impurity thermalization, generation of quasi-particles in presence of strong Rabi coupling,

or repulsive-attractive polaron coherence. Very recently a new experiment on Rabi dynamics was reported [61] on which the theory could be tested. In the experiment a sharp transition between weak and large Rabi drive strength has been observed. The same approach which led to kinetic equations, Eqs. (10), can be applied to this situation provided one uses the dressed Rabi particles as initial ingredients.

4.3.5 Quantum resources and one-body reduced density matrix functional theory

In this section, the main results of [H3] are described.

Experimentally, the value of the QFI was extracted, in the form of a lower bound, and used to prove entanglement of non-Gaussian many-body states [18] and pair-correlated states of twin matter waves [62]. For thermal states, the QFI was directly related to dynamic susceptibilities [9] and to the quench dynamics in linear response [7]. With the former method, the QFI was measured and used to quantify entanglement in a spin-1/2 Heisenberg antiferromagnetic chain [63] and for nitrogen-vacancy center in diamonds [64]. Recently, a method to determine the optimal use of a given entangled state for quantum sensing was proposed based on the QFI matrix (QFIM) [65] showing its usefulness to determine optimal quantum technology protocols.

In the work [H3], a functional-theoretical framework for the QFI was initiated and developed. It was shown that for ground states of identical particles the quantum Fisher information matrix (QFIM) can be determined by the one-body reduced density matrix (1-RDM) γ , obtained by tracing out $N - 1$ particles of the N -body quantum state, avoiding the pre-computation of wave functions that expand into exponentially large Hilbert spaces. This indicates a promising connection of the theory of quantum resources with concepts and techniques developed in the functional theory of the 1-RDM (1-RDMFT), as it is currently used in quantum chemistry (where its fermionic version has been developed and, so far, mainly employed). The results show two links between 1-RDMFT and the QFI functional theory introduced in the work [H3]:

- (i) (i) the energy functional of the 1-RDM can be fully reconstructed from the functionals of the QFI and
- (ii) QFI functionals correspond to the derivatives of the 1-RDM functionals with respect to the coupling strengths, revealing the ability of 1-RDMFT to capture itself quantum correlations.

The work connects the concept of the QFI to 1-RDM. The starting point is the Hubbard-like hamiltonian

$$\hat{H} = \hat{h} + \hat{W}, \quad (14)$$

where

$$\hat{W} = \frac{1}{2} \sum_{ijkl} V_{ijkl} \hat{b}_i^\dagger \hat{b}_j^\dagger \hat{b}_k \hat{b}_l, \quad (15)$$

where operators $\hat{b}_i$ annihilate a particle on site i . For a standard Hubbard model with on-site interaction, the couplings are nonzero only when all the indices are equal $V_{iii} = U$.

In order to relate the functional formalism to quantum information concepts, the site-dependent angular-momentum Hermitian operators are defined, i.e., $\hat{J}_\alpha^{ij} = \frac{1}{2} (\hat{b}_i^\dagger, \hat{b}_j^\dagger) \sigma_\alpha (\hat{b}_i, \hat{b}_j)^T$, where σ_α , with $\alpha = 0, x, y, z$, are Pauli matrices. The two-body operator (15) can be rewritten, up to a one-body operator that can be incorporated into $\hat{h}$, as

$$\hat{W} = \sum_{\alpha, \beta} \sum_{ijkl} v_{\alpha\beta}^{ijkl} \{ \hat{J}_\alpha^{ij}, \hat{J}_\beta^{kl} \}, \quad (16)$$

where $\{A, B\} = AB + BA$ and $\mathbf{u} = \{u_{\alpha\beta}^{ijkl}\}$ are real coupling strengths.

The one-body reduced density matrix is defined as follows. Given a N -body density matrix ρ , the 1-RDM is given by

$$\gamma_{\alpha}^{ij} \equiv \text{Tr}[\rho \hat{J}_{\alpha}^{ij}]. \quad (17)$$

The ground-state problem for a many-body Hamiltonian of the form in Eq. (14) can be solved without resorting to wave functions by proving the existence of a 1-RDM-functional $\mathcal{F}[\boldsymbol{\gamma}; \mathbf{u}]$ [66], which describes the two-body interactions in terms of $\boldsymbol{\gamma}$: for any choice of h the ground-state 1-RDM follows from the minimization of $\mathcal{E}[\boldsymbol{\gamma}] = \text{Tr}[h\boldsymbol{\gamma}] + \mathcal{F}[\boldsymbol{\gamma}; \mathbf{u}]$, where the first term depends linearly on $\boldsymbol{\gamma}$. Since the functional $\mathcal{F}$ depends only on the *fixed* interaction W (not on the one-particle Hamiltonians) it is called *universal*. The *constrained-search approach* [67] indicates a route for the calculation of $\mathcal{F}$ by minimizing the expectation value of the interacting energy over all states $|\psi\rangle$ that lead to the same $\boldsymbol{\gamma}$. Symbolically,

$$\begin{aligned} \mathcal{F}[\boldsymbol{\gamma}; \mathbf{u}] &= \min_{\psi \rightarrow \boldsymbol{\gamma}} \langle \psi | \hat{W} | \psi \rangle \\ &= \min_{\psi \rightarrow \boldsymbol{\gamma}} \sum_{\alpha, \beta} \sum_{ijkl} u_{\alpha\beta}^{ijkl} \langle \psi | \{ \hat{J}_{\alpha}^{ij}, \hat{J}_{\beta}^{kl} \} | \psi \rangle. \end{aligned} \quad (18)$$

Importantly, the operator W in Eq. (16), the functional (18) depends explicitly both on the 1-RDM and on the entire set of coupling constants $\mathbf{u}$. This is a known fact in 1-RDMFT, emphasized by Cioslowski and coauthors [68, 69] for the case of the functional using the repulsive term (15). In work [H3], it is shown how the QFI can be directly extracted from $\mathcal{F}$ when the latter is considered as a generating functional for both repulsive and attractive interactions.

By parameterizing the unitary operator with the angular momentum operators, i.e., $\hat{U}(\boldsymbol{\phi}) = \exp(i \sum_{\alpha} \sum_{ij} \phi_{\alpha}^{ij} \hat{J}_{\alpha}^{ij})$. For pure states, which are considered in this work, $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$, the QFIM becomes the covariance matrix

$$M_{\alpha\beta}^{ijkl}[\psi] = 2\langle \psi | \{ \hat{J}_{\alpha}^{ij}, \hat{J}_{\beta}^{kl} \} | \psi \rangle - 4\langle \psi | \hat{J}_{\alpha}^{ij} | \psi \rangle \langle \psi | \hat{J}_{\beta}^{kl} | \psi \rangle. \quad (19)$$

The central quantity of the functional theory framework is the 1-RDM. The map, which defines the functional theory, i.e., $\boldsymbol{\gamma}, \mathbf{u} \rightarrow |\psi[\boldsymbol{\gamma}, \mathbf{u}]\rangle$ can be used for the calculation of functionals of QFIM: by using Eq. (19) one can view QFIM as explicitly, universal functionals dependent on the 1-RDM:

$$\mathcal{M}_{\alpha\beta}^{ijkl}[\boldsymbol{\gamma}, \mathbf{u}] \equiv M_{\alpha\beta}^{ijkl}[\psi[\boldsymbol{\gamma}, \mathbf{u}]]. \quad (20)$$

This functional is defined in a domain whose degrees of freedom do not scale with the number of particles. This is the central theoretical development of the work [H3]. It points out that QFIM can be defined in the domain of 1-RDMs and shows that the relevant degrees of freedom of the problem scale with the dimension of the 1-particle Hilbert space. No reference to the quantum state $|\psi[\boldsymbol{\gamma}]\rangle$ is needed.

One of the main results of work [H3] is that the universal interacting functional $\mathcal{F}[\boldsymbol{\gamma}; \mathbf{u}]$ serves as a generating functional for the functionals of QFI matrix elements $\mathcal{M}$.

By applying the Hellmann-Feynman theorem to the derivative of the functional [70], it is shown that $\mathcal{M}$ can be generated by the total energy functional $\mathcal{E}$ by means of the relation

$$\mathcal{M}_{\alpha\beta}^{ijkl}[\boldsymbol{\gamma}; \mathbf{u}] = 4 \left[\left(\frac{\partial \mathcal{E}[\boldsymbol{\gamma}; \mathbf{u}]}{\partial u_{\alpha\beta}^{ijkl}} \right)_{\boldsymbol{\gamma}} - \gamma_{\alpha}^{ij} \gamma_{\beta}^{kl} \right], \quad (21)$$

where γ is kept fixed in the derivative and we indicated that $\mathcal{M}$ depends on $\mathbf{u}$. One could substitute here $\mathcal{F}$ instead of $\mathcal{E}$, but the latter is accessible experimentally.

Furthermore, the functionals of QFI, $\mathcal{M}$, enter directly in the universal functional:

$$\mathcal{F}[\gamma; \mathbf{u}] = \sum_{\alpha\beta} \sum_{ijkl} u_{\alpha,\beta}^{ijkl} \left(\frac{1}{4} \mathcal{M}_{\alpha,\beta}^{ijkl}[\gamma; \mathbf{u}] + \gamma_{\alpha}^{ij} \gamma_{\beta}^{kl} \right). \quad (22)$$

Hence, the QFIM, together with its content about quantum resources, enters into the universal functional. These results show that the knowledge of the QFIM allows for full reconstruction of the universal 1-RDM functional.

This general theory is applied in [H3] to a simplest analytically tractable case of two-mode Bose-Hubbard model, which is often used in the context of bosonic Josephson junctions. The general theoretical treatment is then illustrated for specific values of parameters. For large number of atoms, in a state of Bose-Einstein condensate, an expansion of the QFIM functional is found together with mean field and beyond-mean field corrections.

In summary, the work [H3] combined ideas from functional theories and quantum information to develop a functional approach to the QFI. The results show the ability of the 1-RDM functionals to detect genuine multipartite entanglement of many-body quantum states. Since in 1-RDM functional theory approach, one can freely adjust single-particle Hamiltonians to move in the landscape of the functionals, the work [H3] shows a novel way to extract many-body resources and to determine optimal sensing protocols [65].

4.3.6 Fermi polaron induced by quantum Zeno effect in the strong dissipation limit

In this section, the main results of [H4] are described.

The quantum Zeno effect [71–73], where a frequent measurement of a quantum system results in a localization of its state in Hilbert space [74]. Increasing the measurement rate from zero, the system dynamics first gains a non-unitary character due to the loss of information to the measurement device. However, above a threshold rate the trend is reversed — the dynamics tends asymptotically to a unitary limit within a Hilbert space reduced by the region that is forbidden due the measurement process.

Recently, two instances of such collective phenomena appearing in the quantum-Zeno limit have been predicted. First, analyzing the entanglement entropy, it was found that by increasing the measurement rate of a closed quantum many-body system, a phase transition from a volume-law entangled phase to a quantum Zeno phase with area-law entanglement can take place [75, 76]. Second, a study of one-dimensional fermionic models with a localized dissipation revealed that the quantum Zeno projection is enhanced in the vicinity of the Fermi surface due to the existence of gapless modes [77].

In Ref. [H4], a system was considered in which strong dissipation acts on a subspace of the Hilbert space of an interacting many-body quantum system. The study examined how many-body states are modified by a dissipation-induced constraint as the quantum Zeno limit is approached. The work focused on a paradigmatic model of a mobile quantum impurity immersed in a many-body environment, extending it to the regime with gain and loss of impurity particles. It was shown that the intrinsic correlation scales governing the impurity dynamics interplay nontrivially with the dissipation-induced scale, leading to qualitative modifications of the many-body states.

The work develops a theoretical approach to describe quantum driven-dissipative impurity dynamics. Using a diagrammatic, real-time Keldysh approach it was shown that, while for

intermediate loss rates the polaron becomes expectedly short lived, in the quantum Zeno limit of large loss rates a long-lived polaron branch reemerges. This quantum-Zeno Fermi polaron is not simply a copy of the original polaron in absence of losses, but it was demonstrated that it originates from the nontrivial interplay between the Fermi surface and the surface of the region forbidden by the quantum Zeno projection due to strong loss mechanism. This indeed leads to qualitative modifications of the dispersion of the impurity-fermion bound states as well as of the scattering continuum.

The Hamiltonian of the problem consists of three parts $H = H_c + H_f + H_{\text{int}}$, where $H_c = \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon_c(\mathbf{k}) c_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}}$ is the Hamiltonian of the impurities, $H_f = \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon_f(\mathbf{k}) f_{\mathbf{k}}^\dagger f_{\mathbf{k}}$ is the Hamiltonian of the particles from the environment, and $H_{\text{int}} = U \int d\mathbf{r} c^\dagger(\mathbf{r}) c(\mathbf{r}) f^\dagger(\mathbf{r}) f(\mathbf{r})$ is the density-density interaction (with strength U) between the components of the mixture. Here, $c_{\mathbf{k}}$ and $f_{\mathbf{k}}$ are annihilation operators of impurities and quantum-environment-particles with momentum $\mathbf{k}$, respectively.

In order to describe dissipation and pump, the following model is introduced that takes into account dissipation and pump, via the quantum master equations,

$$\partial_t \varrho = -i[H, \varrho] + \mathcal{L}_d \varrho. \quad (23)$$

The dissipative Lindblad operator $\mathcal{L}_d$ splits into two parts $\mathcal{L}_d \varrho = \sum_{\mathbf{k}} \{ \gamma(\mathbf{k}) D[c_{\mathbf{k}}] + \Omega(\mathbf{k}) P[c_{\mathbf{k}}] \} \varrho$ which describe loss of particles with rate $\gamma(\mathbf{k})$ and their reinjection with rate $\Omega(\mathbf{k})$. The loss and injection of single impurities is described by two incoherent processes which are expressed by the superoperators $D[c] \varrho \equiv c^\dagger \varrho c - \frac{1}{2} \{ c^\dagger c, \varrho \}$ and $P[c] \equiv D[c] + D[c^\dagger]$. The Markov form of the master equation is valid as long as the reservoir of impurity particles has a correlation time much shorter than all other timescales characterizing the system. The dissipation strength is modeled here by a momentum-dependent profile, as it may be generated by a coupling of an impurity to a lossy degree of freedom, for example, excitons to microcavity photons (in 2D setting with excitons interacting with electrons [78, 79]) or ground-state atoms to short-lived excited states.

In the work [H4], a diagrammatic approach was developed based on non-equilibrium Green's functions (GFs) which extends the non-self-consistent T -matrix approach to driven-dissipative systems. A path-integral formulation of the problem was employed based on the Keldysh real-time contour which allows for a straightforward inclusion of the Lindblad terms of the master equation [80, 81]. Within this formalism, diagrammatic approaches are applicable in a way analogous to the equilibrium Matsubara formalism [82].

The loss function $\gamma(\mathbf{k})$ is characterized by a single scale given by a cutoff momentum k_γ , and we assume that $\gamma(\mathbf{k}) = \gamma_0$ if $|\mathbf{k}| < k_\gamma$ and is vanishing otherwise. This region in momentum space is called Dissipative Subspace (DS).

The spectral response of the system is encoded in the retarded impurity GF, which is given by

$$G_c^R(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{\omega - \varepsilon_c(\mathbf{k}) + i \frac{\gamma(\mathbf{k})}{2} - \Sigma_c^R(\mathbf{k}, \omega) + i0^+}, \quad (24)$$

where the retarded self-energy $\Sigma_c^R(\mathbf{k}, \omega)$ of the impurity contains information about the interaction with the surrounding bath of fermions; here the four-momentum $p = (\mathbf{k}, \omega)$. The spectral function, which is the physically observable quantity, is then given by the $\mathcal{A}_c(\mathbf{k}, \omega) = -2\text{Im}[G_c^R(\mathbf{k}, \omega)]$. It exhibits resonant peaks in correspondence to quasiparticle excitations with a width related to their inverse lifetime. In the absence of interactions with the fermions, the impurity spectral function has resonance at its bare dispersion $\omega = \varepsilon_c(\mathbf{k})$,

with a width determined by the bare loss rate $\gamma(\mathbf{k})$. The presence of interactions modifies the bare dispersion relation as well as it has an impact on the width of the resonances, signaling the change in the lifetime.

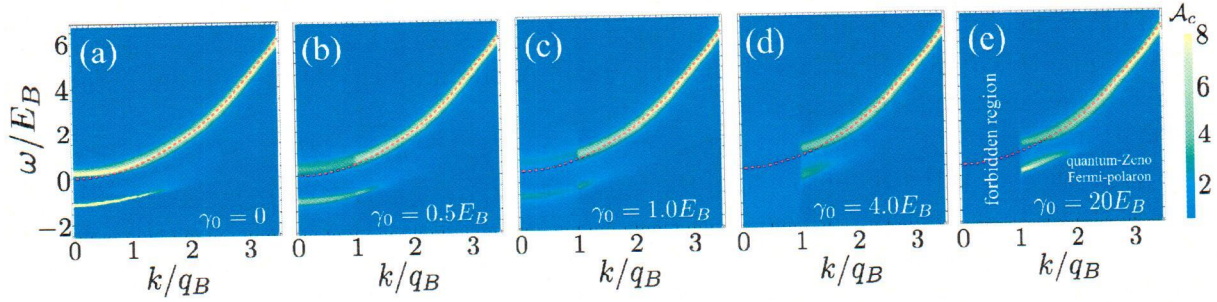


Fig. 6. The impurity spectral function $\mathcal{A}_c(\mathbf{k}, \omega)$ for a two-dimensional system with the mass balance $m_c = m_f$. In (a)–(e) the strength of the loss is increased: $\gamma_0/E_B = 0, 0.5, 1.0, 4.0, 20$. The energy is expressed in the units of the impurity-fermion binding energy E_B , which is a pole of the two-body scattering T -matrix, and momenta are expressed in $q_B = \sqrt{m_f E_B}$. The Fermi energy $\epsilon_F = k_F^2/2m_f$ is set by the Fermi wave vector $k_F = 0.7q_B$. The cutoff momentum of the loss profile is at $k_F = q_B$. The dashed red curve is the free dispersion relation $\omega = \epsilon_c(\mathbf{k}) = \mathbf{k}^2/2m_c$.

In the work [H4], an example of an impurity spectral function $\mathcal{A}_c$ was calculated for gradually increasing γ_0 . It is shown in Fig. 6 for the mass balanced case. For small γ_0 , two quasi-particle resonances are visible. The lower one in energy is the attractive polaron. It corresponds to a state where the impurity attracts a cloud of surrounding fermions. The attractive polaron is long-lived (the width of the peak vanishing for $\mathbf{k} \rightarrow 0$) and ceases to exist for large momenta, when the resonance enters the molecule-hole continuum. The latter appears as blurred region between the two polaron resonances. The second resonance is higher in energy and corresponds to a repulsive polaron state where the surrounding cloud is repelled by the impurity. For low enough losses and small enough momenta, the repulsive polaron has a shorter lifetime than the attractive polaron.

Since polarons are impurities dressed by the interactions with the surrounding fermions and they involve a superposition of all the allowed momentum states, and thus the states outside DS are affected by loss. Impurity losses affect the polarons in a nontrivial manner via the coupling between the impurity and the molecular state. The latter is very sensitive to dissipation. The effect of losses outside the DS is most clearly visible in Figs. 6(c) and (d), where, for $\gamma_0 \sim E_B$, the attractive-polaron peak is almost fully washed out.

For larger losses $\gamma_0 \gg E_B$, a resonance reappears below the repulsive polaron just outside the DS: $|\mathbf{k}| > k_\gamma$. This resonance has a width which does not depend anymore on the loss rate γ_0 and is rather given only by the coupling to the molecule-hole continuum, as would be the case without losses. At the same time, the DS does not contain any spectral weight and is fully forbidden for the excitations. This phenomenology can be understood within the paradigm of the quantum-Zeno effect. Indeed, when the impurity occupies a state with $\mathbf{k} \in \text{DS}$ it is lost immediately, which is equivalent to a frequent measurement performed within the DS. As a result, the dynamics of the particle is confined to the orthogonal subspace, i.e., $\mathbf{k} \notin \text{DS}$. Interestingly, infinite dissipation strength $\gamma_0 = +\infty$, the equation for the pole of the impurity Green's function can be reproduced by a modification of the Chevy polaron ansatz [83] for the wave function in which the momenta from the DS are excluded.

The loss rate γ_0 does not appear explicitly anymore as the dynamics becomes unitary again in the quantum-Zeno limit $\gamma_0 \gg E_B$. The size of the DS, however, given by k_γ remains as further

scale which plays a central role in the problem, as does the Fermi wave vector k_F . One effect of the nontrivial interplay between these scales is demonstrated in Fig. 7, where we show how the polaron dispersion depends on the size of the DS. By increasing k_γ the attractive-polaron dispersion gradually changes from quadratic to linear. Moreover, the branch remains well defined up to larger values of k compared to the lossless case and is also blueshifted (in panel (d), the resonance appears for $\omega > 0$). Also, the spectral weight of the repulsive polaron is transferred to the attractive branch. By increasing k_γ the attractive polaron peak becomes broader due to the entrance into the molecule-hole continuum.

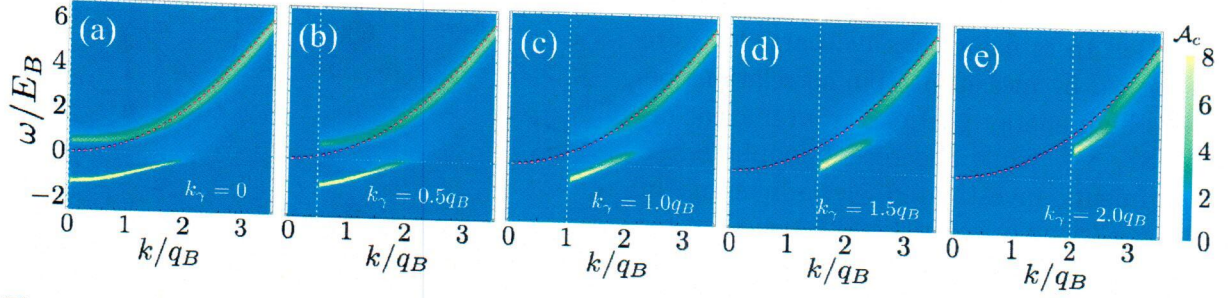


Fig. 7. Impurity spectral function $\mathcal{A}_c(\mathbf{k}, \omega)$ (in units of $1/E_B$) as a function of $|\mathbf{k}|$ and ω (in units of q_B and E_B , respectively) for different sizes of the dissipative subspace: $k_\gamma/q_B = 0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ [from (a) to (e)]. The Fermi energy $\epsilon_F = k_F^2/2m_f$ is set by $k_F = q_B$, and $\gamma_0 = 20E_B$. The dotted horizontal line depicts $\omega = 0$. The dashed vertical line [in (b)–(e)] displays k_γ . The dashed red parabolic curve shows the dispersion relation $\omega = k^2/2m_c$ of the free mobile impurity.

The work [H4] provides in-depth, intuitive (see Fig. 3 of the Ref. [H4]), analytical and numerical investigations of the detailed scattering processes involved in the quantum-Zeno limit. For instance, the many-body scattering T -matrix is evaluated and used for analysis of the scattering S -matrix, which is shown to recover unitary scattering amplitude in the strong dissipation limit, see Fig. 4 and 5 of the Ref. [H4]. Additionally, the molecular states of the lossy quantum impurity and in the dissipative setting is also investigated in detail using the method of non-equilibrium GFs. It is found that the molecular bound state is strongly modified by the losses, while the continuum experiences weaker modifications. This is reflected by the behavior of the polarons: only the attractive polaron is strongly affected by loss.

Furthermore, [H4] also investigates potential implementations of the model both in setups involving 2D excitons interacting with a bath of electrons, as well as in the ultracold atomic setting.

In summary, the polaron concept has played a key role in understanding of many processes in quantum many-body physics. Similarly, investigating polarons under a quantum-Zeno projection offers new insight into many-body dynamics subject to strong measurements. The results of Ref. [H4] revealed that the appearance of a characteristic scale linked to the Zeno-forbidden region in an interacting many-body system constitutes a fundamental and generic mechanism capable of generating novel collective behavior.

4.3.7 Bell correlations with pairs of atoms

In this section, the main results of [H5] are described.

Bell correlations are a foundational demonstration of how quantum entanglement contradicts the classical notion of local realism. The initial idea of John Bell involved measuring correlated detector events between a pair of spin-1/2 particles arriving at spatially separated detectors

A and B . The particles' spins are rotated and measured independently to determine the correlations between the separated spins for various measurement settings. If the observed correlation violates the so-called Bell inequality, then any description of the system will be incompatible with local realism [52, 84], which requires the particles to be in a defined state at all times and not to communicate faster than the speed of light.

Initially, the violation of Bell inequalities was observed experimentally with photons [85, 86]. Later on, the investigations were continued with massive objects. The first Bell tests using massive particles were performed by measuring spin correlations between high energy particles from nuclear decay [87, 88], while the recent loophole-free experiments investigated electron spins in nitrogen-vacancy centres and internal states of trapped atoms [89–91].

Importantly, such Bell test schemes rely on entanglement between internal degrees of freedom, and are unable to be extended to demonstrate entanglement in the motional degrees of freedom. This drives a fundamental motivation for investigating motional entanglement in massive systems for a possible observation of gravitational decoherence, where fluctuations of the gravitational field cause a continuous spontaneous collapse of the wavefunction at a rate, which increases with the mass of quantum matter [92].

In [H5], investigations were performed on generation and detection of a Bell correlation witness between the atomic spins across a spatially separated pair of metastable helium He^* atoms. The experiment reported in [H5] consisted of the three essential components

necessary to realise a Bell test: a correlated atomic pair source, a rotation of the spins of both atoms corresponding to an independently configurable measurement basis, and the momentum and spin resolved single-particle detection necessary for evaluating pair correlations.

The pair source consist of two oppositely spin-polarised BECs which collide, producing pairs of atoms due to energy and momentum conservations laws, see Fig. 8a. The spins of both atoms in each scattered pair are then rotated by the same angle, see Fig. 8b. Then, after free-fall expansion of the cloud in magnetic field gradient, the momentum and spin is measured. The extracted correlations between the spins, which show excellent agreement with the predictions of quantum mechanics, witness the Bell correlations in the system. The demonstrated Bell correlation witness has a significant spatial separation of ≈ 0.1 mm across the entangled pairs of atoms. The observed correlations agrees with the predictions of a Bell triplet state, exhibits Bell correlation witness, and reveals that the atom pairs are suitable for demonstrating quantum nonlocality in a CHSH-type Bell test [93].

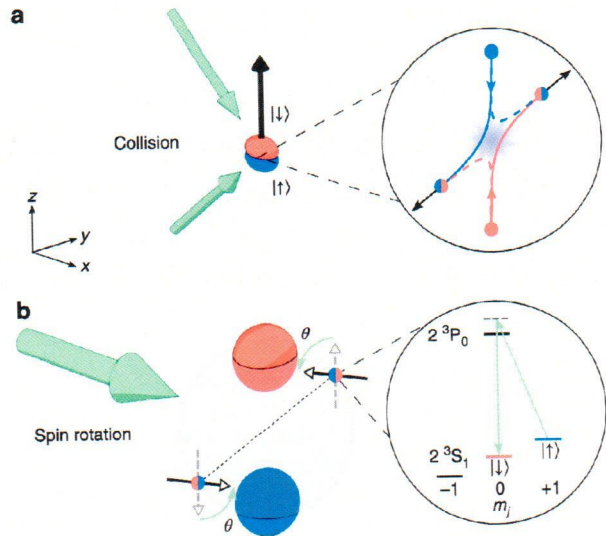


Fig. 8. Experimental schematic for the generation and detection of entangled pairs of atoms. (a) A Raman pulse (two green arrows) initiates the collision of oppositely spin-polarised BECs (coloured ellipsoids), which scatter pairs of atoms into opposite momenta and entangled in spins (see right inset). Spin- $\uparrow$ ($\downarrow$) state is labelled blue (red) and correspond to the $m_J = 1$ (0) state of He^* . (b) The scattered pairs form a spherical shell as antipodal points in momentum, where the BECs lie on the two poles along the collision axis. Pairs spatially separate in time at which point each individual atom's spin (indicated by hollow-headed arrows) is rotated by an angle θ using co-propagating Raman beams (green arrow). The Raman transition level scheme is shown on the right.

The initial stage of the experiment is the preparation of the magnetically trapped BEC of helium-4 atoms in the long-lived metastable state 2^3S_1 . The atomic sublevels $|J = 1, m_J = 1\rangle =: |\uparrow\rangle$ and $|J = 1, m_J = 0\rangle =: |\downarrow\rangle$ forms the qubit subspace, see also the level diagram in Fig. 8b. Using the Raman beams half of the atoms are flipped from $|\uparrow\rangle$ to $|\downarrow\rangle$ simultaneously imparting momentum to the cloud of atoms in the $|\downarrow\rangle$ state, so that the clouds split apart with velocity $\sim \pm 60$ mm/s. During the splitting, the collision between BECs scatters out pairs of atoms with opposite momenta, see Fig. 8a.

With the momenta of each pair given by $(\mathbf{k}, -\mathbf{k} = A, B)$, the state is symmetric under exchange of labelling by momentum and anti-correlated in spin in the original basis. Bogoliubov scattering theory predicts that the state of the pair is the archetypal Bell triplet

$$|\Psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\uparrow\rangle_A \otimes |\downarrow\rangle_B + |\downarrow\rangle_A \otimes |\uparrow\rangle_B \right). \quad (25)$$

Such a state is maximally entangled, useful in various quantum information tasks, and in [H5] it was indeed experimentally observed to exhibit nonlocal Bell correlations.

Following the collision, the scattered atomic pairs form a halo that expands freely until each entangled pair occupies diametrically opposite regions of the halo, with a spatial separation of approximately 0.1 mm. Afterwards, a pair of co-propagating Raman beams, see Fig. 8b, provide a uniform rotation corresponding to the operator

$$\hat{R}(\theta) = e^{-i\frac{\theta}{2}\hat{\sigma}_y^{(A)}} \otimes e^{-i\frac{\theta}{2}\hat{\sigma}_y^{(B)}}, \quad (26)$$

where $\hat{\sigma}_y^{(A/B)}$ are the y-component of the Pauli matrices for spins at A/B . The rotation is independent of the atom's momentum and position, and is applied to the whole atomic ensemble, with the rotation angle θ controlled by the Raman

pulse duration. Importantly, the state $|\Psi^+\rangle$ is *not* rotationally invariant under a uniform rotation of both atoms in the pair by a single angle, which allows for investigating its entanglement.

Finally, a magnetic field gradient is applied, and through the Stern–Gerlach effect, the spin-resolved detection of particle positions is achieved. Then, the single-atom positions are mapped onto the particles' momenta after the time-of-flight measurement enabled by a microchannel plate–delay-line detector, allowing a full 3D reconstruction of the whole scattered halo.

In the experiment, the two-particle second-order correlation functions $g_{ij}^{(2)}$, where $i, j = \uparrow, \downarrow$, between correlated atoms that are located in opposite sides of the scattering halo were measured. The amplitude of $g_{ij}^{(2)}$ in a spontaneous scattering halo is set by the mode occupancy, given

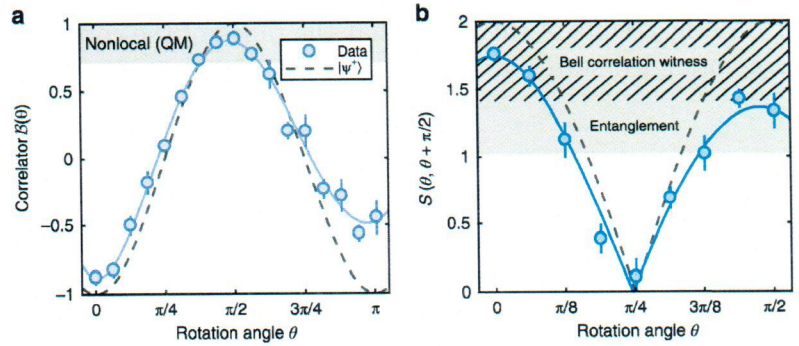


Fig. 9. Non-classical correlations in scattering halos. (a) A strong correlation $\mathcal{B}$, exceeding $1/\sqrt{2}$ (shaded region), signals the potential to observe the violation of a Bell inequality based on a quantum mechanical (QM) model. The QM prediction of the violation was observed by $\mathcal{B}(\pi/2) = 0.90(1)$ with a significance of 18σ from 18,000 experimental runs when the spins were rotated by $\pi/2$. The dashed line is the theoretical prediction for the Bell triplet $|\Psi^+\rangle$ and the solid line is a guide to the eye, for both panels. (b) Direct observation of non-classicality in the pair correlations based on the QM witness of Bell correlations $\mathcal{S}$. Correlations lying in the shaded and hatched regions indicate the presence of quantum entanglement and Bell nonlocality, respectively. 6σ violation of the Bell witness inequality is observed by $\mathcal{S}(0, \pi/2) = 1.77(6)$. All error bars correspond to the standard error evaluated from bootstrapping.

by the average number of atoms in a scattered mode, with each mode having a volume approximately that of the source condensate in momentum space. The correlation amplitude is inversely proportional to the mode occupancy for a spontaneous pair source, which was experimentally tuned by varying the starting number of atoms in the BEC prior to the collision.

Furthermore, the inverse proportionality is consistent with the predictions of Bogoliubov theory, which describes the pair-scattering process in the low-gain regime. It was able to reach the correlation amplitudes of 60.

The experimentally relevant object is the two-body correlator

$$\mathcal{B}(\theta) = \langle \hat{\sigma}_z^{(A)} \hat{\sigma}_z^{(A)} \rangle_\theta = \frac{g_{\uparrow\uparrow}^{(2)} + g_{\downarrow\downarrow}^{(2)} - g_{\uparrow\downarrow}^{(2)} - g_{\downarrow\uparrow}^{(2)}}{g_{\uparrow\uparrow}^{(2)} + g_{\downarrow\downarrow}^{(2)} + g_{\uparrow\downarrow}^{(2)} + g_{\downarrow\uparrow}^{(2)}}, \quad (27)$$

where $\langle \cdot \rangle_\theta$ indicates that the average is evaluated after applying a rotation by an angle θ about the y -axis via Eq. (26). The measured values along with the theoretical results, set by the relation $\mathcal{B}(\theta) = -\cos 2\theta$, are depicted in Fig. 9, showing excellent agreement with of data and the model.

It is the results of Ref. [H5], that the range of the correlator $\mathcal{B}(\theta)$ is bounded by unity for all non-entangled states, as expressed by the following inequality:

$$\mathcal{S}(\theta, \theta') \equiv |\mathcal{B}(\theta) - \mathcal{B}(\theta')| \leq 1. \quad (28)$$

The experiment shows, see Fig. 9b, that this bound is violated, demonstrating that the pairs of atoms are entangled, which is a necessary condition for the violation of a Bell inequality in any quantum system.

Next, the work [H5] proves that the violation of the inequality:

$$\mathcal{S}\left(\theta, \theta + \frac{\pi}{2}\right) \leq \sqrt{2}, \quad (29)$$

from two complementary measurements certifies the exclusion of situations in which one subsystem gives binary outcomes, whereas the second consists of a vector quantity. This is violated in the experimental setup, as shown in Fig. 9b, since for $\theta = 0$ it is observed that $\mathcal{S} = 1.77(6)$.

Finally, in the Ref. [H5], the Bogoliubov theory is derived in order to describe the process of generating the scattering halo from the collision of the spinor BECs. The results are compared with the theoretical predictions to the scattering process and halo formation. From this theory, the correlator $\mathcal{B} = -\cos 2\theta$. Importantly, the Bogoliubov theory provides a theoretical necessary condition for the violation of the CHSH inequality in the system, namely $|\mathcal{B}| > 1/\sqrt{2}$. These are both confirmed by the experimental data in Fig. 9a.

The Bogoliubov theory that was used in order to describe the scattering starts with the Hamiltonian

$$H = \int d\mathbf{r} \left[-\frac{1}{2m} \Psi_\alpha(\mathbf{r})^\dagger \nabla^2 \Psi_\alpha(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}) \Psi_\alpha(\mathbf{r})^\dagger \Psi_\alpha(\mathbf{r}) \right] \quad (30a)$$

$$+ \frac{c_0}{2} \Psi_\alpha(\mathbf{r})^\dagger \Psi_\beta(\mathbf{r})^\dagger \Psi_\beta(\mathbf{r}) \Psi_\alpha(\mathbf{r}) \quad (30b)$$

$$+ \frac{c_1}{2} \Psi_\alpha(\mathbf{r})^\dagger \Psi_\beta(\mathbf{r})^\dagger \mathbf{F}_{\alpha\alpha'} \cdot \mathbf{F}_{\beta\beta'} \Psi_{\beta'}(\mathbf{r}) \Psi_{\alpha'}(\mathbf{r})], \quad (30c)$$

The coefficients $c_{0/1}$ are related to the scattering lengths $a_{0/2}$ in total angular momentum interaction channels $J = 0, 2$ by $c_0 = 4\pi(a_0 + 2a_2)/(3m)$ and $c_1 = 4\pi(a_2 - a_0)/(3m)$, where $\hbar = 1$, while $\mathbf{F} = (F_x, F_y, F_z)$ is a vector of spin-1 matrices. The summation over the repeated indices, describing the projection m_J , $\alpha \in \{+1, 0, -1\}$, is implied (Einstein summation convention). From these equations, the Bogoliubov equations are derived for the δ_α operator in the usual linear approximation for the quantum field operator $\Psi_\alpha(\mathbf{r}, t) = \phi_\alpha(\mathbf{r}, t) + \hat{\delta}_\alpha(\mathbf{r}, t)$, where the mean field $\phi_\alpha(\mathbf{r}, t)$ describe the BECs, which are governed by the Gross-Pitaevskii equation.

In order to describe the scattering halo, which are related to the $\delta_\alpha(\mathbf{r}, t)$ field, the spin operators are formed, with $\alpha \equiv m_J = 0, 1$ denoted by $\downarrow / \uparrow$:

$$S_i^{(V)} = \frac{1}{2} \int_V \frac{d\mathbf{k}}{2\pi} (\delta_\uparrow^\dagger(\mathbf{k}), \delta_\downarrow^\dagger(\mathbf{k})) \cdot \sigma_i \cdot (\delta_\uparrow(\mathbf{k}), \delta_\downarrow(\mathbf{k}))^T, \quad (31)$$

where V denotes the integration region A or B ; σ_i with $i = 0, x, y, z$ are Pauli matrices, σ_0 is the identity matrix, i.e., $S_0^{(V)} = N_V$ is the total number of atoms in region V .

The Bell inequality can be formulated in the CHSH form, given by

$$|E(\theta, \phi) + E(\theta', \phi') + E(\theta', \phi) - E(\theta, \phi')| \leq 2, \quad (32)$$

where the particles in region A are rotated by angles θ or θ' , and those in region B by angles ϕ or ϕ' . The correlator entering the CHSH inequality is analytically expressed as $E(\theta, \phi) = \frac{\langle S_z^{(A)} S_z^{(B)} \rangle_{\theta, \phi}}{\langle N_A N_B \rangle_{\theta, \phi}}$. Within the Bogoliubov theory, this correlator takes the form $E(\theta, \phi) = -\mathcal{E} \cos(\theta + \phi)$, where the amplitude $\mathcal{E}$ is defined in terms of the two-body correlation function as $\mathcal{E} = (g_{\uparrow\downarrow}^{(2)} - 1)(g_{\uparrow\downarrow}^{(2)} + 1)$. Optimization over the rotation angles shows that a violation of the CHSH inequality, and thus a demonstration of Bell nonlocality, requires $g_{\uparrow\downarrow}^{(2)} \geq 2\sqrt{2} + 3$, or equivalently, $|\mathcal{B}| \geq 1/\sqrt{2}$. Both conditions are satisfied in the experiment. For equal angles, $E(\theta, \theta) = \mathcal{B}(\theta)$, which is directly accessible experimentally; moreover, in the spontaneous regime, $\mathcal{E} \approx 1$.

To summarize, the experiment and theory in work [H5] demonstrated the creation and coherent control of entangled pairs of He^* atoms, obtained from an s -wave collision halo generated from BECs in two different spin states. The correlations were characterized between the pairs and they were shown to be sufficiently stronger than classical correlations to exhibit a QM witness of Bell correlations, and to demonstrate Bell nonlocality. Future extensions could implement independent rotations to each entangled pair by illuminating each hemisphere of the scattering halo with separately controlled pulses of shaped Raman beams. Moreover, such a system could be further extended to a test of hyper-nonlocality with massive particles by simultaneously demonstrating nonlocal momentum correlations in the scattering halo. Finally, the strong degree of quantum correlation as exhibited by the nonlocality, and counter-propagating nature of the atomic pairs could find promising applications in various tasks of quantum metrology [94], and be extended for a quantum test of general relativity [95].

4.3.8 Bell inequality, EPR steering, and quantum metrology with spinor Bose-Einstein condensates

In this section, the main results of [H6] are described.

In the work [H6], an experiment is proposed in which the Bell inequality is violated within a many-body system of massive particles. The source of correlated atoms is a spinor $F = 1$ Bose-Einstein condensate confined in an optical lattice. The complete procedure is characterized,

including the local operations, the measurement scheme, and the form of the inequality required to perform the Bell test. The study demonstrates how the degree of violation of the Bell inequality depends on the strength of the two-body correlations and on the number of scattered pairs. It is further shown that the system can be used to realize the Einstein–Podolsky–Rosen paradox. Moreover, the scattered pairs constitute an excellent many-body resource for quantum-enhanced metrology. The results are applicable to any multimode system in which spin-changing collisions drive scattering into distinct spatial regions. Overall, the investigation demonstrates that such a system is highly versatile, enabling tests of nonlocality, as well as applications in quantum metrology and quantum information.

First, a general framework is developed for a multi-mode system where pairs of atoms scatter into separate regions in a spin-changing collision. This is very similar to the scenario considered already in [H5]. Next, these results are applied to a Bose-Einstein condensate (BEC) in the $F = 1$, $m_F = 0$ hyperfine state immersed in the optical lattice. This potential modifies a single particle dispersion relation and triggers the scattering of atomic pairs with opposite angular momentum projections, $m_F = \pm 1$, into two separated regions. Since there is no communication between these regions, as atoms interact through the contact potential, the resulting entangled state is well suited for testing the postulates of local realism.

The setup considered here is highly controllable: the presence of an optical lattice triggers the dynamical instability, while the number of atoms can be tailored by the duration of the optical lattice potential.

An experimentally important relation was derived in [H6], which links the degree of violation of the Bell inequality with the number of scattered pairs and the magnitude of the two-body correlations. It is shown that the Bell inequality is violated if the number of scattered atoms is of the order of unity. This result imposes severe requirements on the sensitivity of the single-atom detection, but this level of precision has already been demonstrated experimentally [96, 97]. When the number of scattered atoms

is large, the system does not violate the Bell inequality, but is still of great value for other non-classical tasks, such as the demonstration of the EPR paradox or the quantum-enhanced metrology [98].

The Hamiltonian that is considered in [H6] is the same as in 30 and the same Bogoliubov equations are derived, and the same spinor operators are defined as in Eq. (31). The only

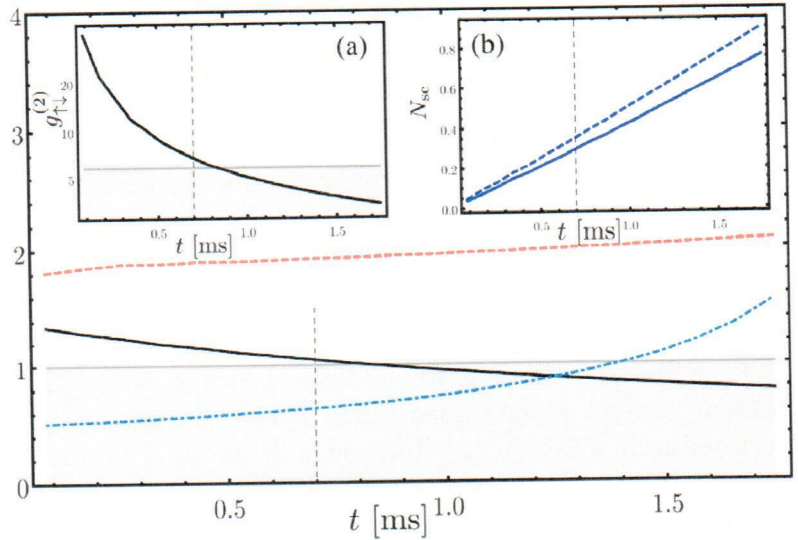


Fig. 10. Non-classical correlations in scattering halos. Main figure: signatures of non-classicality as a function of time. Values above the gray shaded area signify the quantumness of the system. The solid black line is the optimized Bell coefficient $\mathcal{B}/2$. The dot-dashed blue line is the inverse of the Hillery-Zubairy coefficient, i.e., $\frac{1}{2}E_{\text{HZ}}^{-1}$, while the dashed red line is the quantum Fisher information normalized to the shot-noise level. The inset (a) shows the value of the $g_{\uparrow\downarrow}^{(2)}$, while the inset (b) displays the average number of scattered atoms into two separate regions: A (solid line) and B (dashed line).

difference compared to the work [H5] is that the considered system is in the optical lattice and there is a single BEC in $m_F = 0$ when the start of nontrivial dynamics is triggered.

The optical lattice drives the BEC, which is initially in $m_F = 0$, into the dynamical instability and triggers the scattering of atoms in pairs out of the condensate. This process is energetically forbidden in the absence of the lattice; thus, by tuning the duration of the lattice, one may control the number of scattered atoms. The theoretical investigation focuses on the one-dimensional case.

If the BEC is at rest or moves slowly with respect to the lattice, the conservation laws for the momenta of the incoming and the outgoing pair, $E(k_1^{\text{in}}) + E(k_2^{\text{in}}) = E(k_1^{\text{out}}) + E(k_2^{\text{out}})$ and $k_1^{\text{in}} + k_2^{\text{in}} = k_1^{\text{out}} + k_2^{\text{out}}$, can be satisfied only if the outgoing pair remains inside the BEC. Above the critical value of the BEC momentum, pairs scatter out of the condensate. The collision of two BEC atoms can either keep m_F 's of the outgoing pair unchanged or, more interestingly, result in the spin-flipping scattering of an $m_F = \pm 1$ pair (denoted, similarly to [H5], by $\uparrow / \downarrow$), which after the free expansion is spatially separated into two regions A and B .

Applying independent rotations to regions A and B by

$$\hat{U} = e^{-i\theta\hat{S}_y^{(A)}} e^{-i\phi\hat{S}_y^{(B)}}, \quad (33)$$

where θ and ϕ denote the rotation angles about the y axis. After these rotations, the correlator is measured as $E(\theta, \phi) = \frac{\langle S_z^{(A)} S_z^{(B)} \rangle_{\theta, \phi}}{\langle N_A N_B \rangle_{\theta, \phi}}$ in analogy with Ref. [H5]. The Bell inequality is then tested using Eq. (32). It is shown that a violation of the Bell inequality requires Eq. (32) $g_{\uparrow\downarrow}^{(2)} > 2\sqrt{2} + 3$.

The work [H6] provides specific values of the experimental parameters that can be used to observe a violation of the CHSH inequality, i.e., the ones used also in Ref. [99]. For these parameters, the optimized Bell coefficient $\mathcal{B}$ is evaluated, see Fig. 10. The system violates the Bell inequality up to $t \sim 0.85$ ms. The insets show that the strength of the cross-correlation function drops from the initial value $\gg 1$ to the threshold $2\sqrt{2} + 3$ only at the last instants of the dynamics. The number of scattered pairs is low (on average around $1/2$ particle per A and B), which keeps the system deep in the quantum regime. However, at later times the system is still very much quantum, as witnessed by other entanglement criteria. This is demonstrated by the Hillery-Zubairy coefficient [100–102]:

$$E_{\text{HZ}} = 1 + \frac{\langle S_+^{(A)} S_-^{(A)} S_+^{(B)} S_-^{(B)} \rangle - |\langle S_+^{(A)} S_-^{(A)} \rangle|^2}{2 \min[\langle S_z^{(A)} S_+^{(B)} S_-^{(B)} \rangle, \langle S_+^{(A)} S_-^{(A)} S_z^{(B)} \rangle]}, \quad (34)$$

where $S_{\pm}^{(V)} = S_x^{(V)} \pm iS_y^{(V)}$, with $V \in \{A, B\}$. The values $E_{\text{HZ}} < 1/2$ indicate the EPR steering entanglement. Fig. 10 shows that this correlation emerges in the system at later times, when the Bell coefficient drops below the quantum-to-classical threshold. Finally, in [H6] the quantum Fisher information F_Q is calculated for the interferometric transformation, which imprints the phase θ between the two spin components in A and $-\theta$ in B . The generator of the transformation is $\hat{h} = S_z^{(A)} - S_z^{(B)}$. For the values when $F_Q > \langle N_A + N_B \rangle$, the system is particle entangled and useful for quantum-enhanced metrology. Fig. 10 shows that F_Q monotonically grows with time, indicating that the scattered atomic pairs are an excellent resource for the sub-shot-noise interferometry.

By analyzing various values of the depth of the optical lattice and the initial conditions of the BEC, it is shown in [H6] that the quantum effects emerge universally in the considered system, and they weakly depend on the choice of the parameters.

In summary, the work [H6] presented a complete sequence for testing a Bell inequality in a many-body system of massive particles. The $F = 1$ BEC is a good source of correlated pairs scattered into two separated regions. Local operations mix the projections of the spin and the subsequent measurement of the number of atoms in each component are the basic building blocks for the Bell inequality. An expression for the Bell coefficient $\mathcal{B}$ was derived and its value was related to the strength of the two-body correlation function, which is of particular experimental relevance. The study showed the system is useful for other non-classical tasks, such as the demonstration of the EPR paradox or the quantum-enhanced metrology. The work opened new perspectives for various quantum tasks with a generic system of entangled pairs of scattered particles.

4.3.9 Multipartite entanglement dynamics in a regular-to-ergodic transition

In this section, the main results of [H7] are described.

In the work [H7] the quantum Fisher information (QFI) is proposed as a useful quantity for the study of the time evolution of entanglement [4] in many-body systems. With respect to entanglement entropies [103, 104], it has the important advantage of being directly applicable to mixed states and, thus, to open-system dynamics. So far, the QFI has been used to detect phase transitions in ground or thermal states [9, 105, 106], whereas its dynamical behavior across phase transitions remained largely unexplored, in particular, in ergodic systems.

In the work [H7] it is shown that the QFI provides a very rich characterization of quantum many-body dynamics across a transition from regular to ergodic regimes. The study investigates the Dicke model (DM) where interactions between N spin-1/2 particles are mediated by a bosonic mode coupled at a rate g [107, 108]. As shown in Refs [109, 110], the Dicke model offers a paradigm for quantum thermalization dynamics with underlying classical chaos in a fully connected system, where all spins are mutually interacting. In particular, the semiclassical dynamics in phase space shows a transition between regular and ergodic at a critical coupling strength g_c , consistent with the behavior of the Hamiltonian spectrum turning from Poissonian to Wigner-Dyson level statistics [111]. The results in [H7] demonstrate that the QFI in the DM has a dynamical behavior which drastically changes across the transition between the regular and the ergodic phases. The asymptotic value of the QFI as well as the characteristic timescales witness the transition both through their dependence on the interaction strength g and through their scaling with the size N of the number of spins.

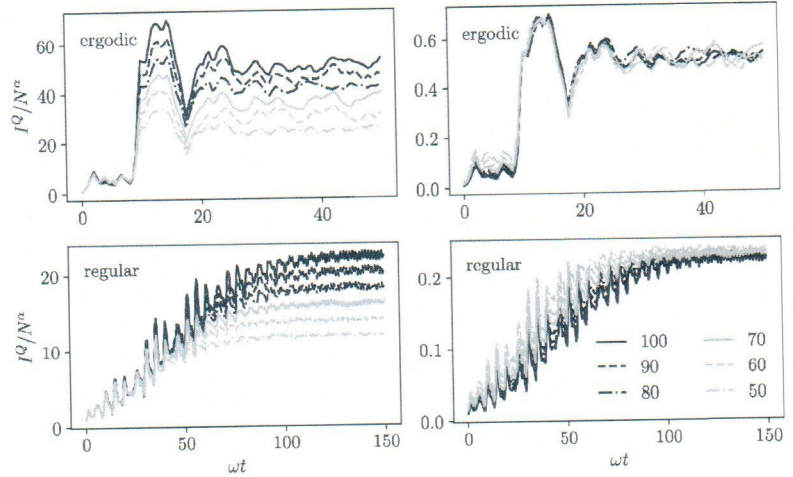


Fig. 11. Dynamics of the QFI I_Q in the ergodic (top row) and regular (bottom row) phases. The scaling I_Q/N^α is shown for system sizes N ranging from 50 to 100 (in steps of 10). The left column corresponds to $\alpha = 1$ (illustrating the shot-noise scaling), while the right column shows $\alpha = 2$ (corresponding to the Heisenberg scaling). The ground-state energy is fixed at $(E - E_{gs})/E_{gs} = 0.53$; the parameters are $\omega_0 = 1$, $g = 0.9$ (top row, ergodic phase) and 0.4 (bottom row, regular phase).

The DM Hamiltonian of system is the following,

$$H = \omega_0 J_z + \omega a^\dagger a + \frac{2g}{\sqrt{N}}(a + a^\dagger)J_x, \quad (35)$$

where J_z and J_x are the z and x components, respectively, of the collective angular momentum operators of the spins, and a is the annihilation operator of the bosonic mode.

To see nontrivial dynamics, the dynamics is started by initiating the system in a state that is not an eigenstate of the DM Hamiltonian, but the average value of the energy is fixed with respect to the ground state.

Then, the time evolution of the QFI, calculated for a state at time t and optimized over all possible atomic single-particle operations, is evaluated. In the regular phase, when $g < g_c$, the QFI exhibits oscillations, as shown in Fig. 11 (bottom row), around an envelope that grows continuously in time as $\text{erf}[(t/t_{\text{asy}})^2]$, and asymptotically, at $t \approx t_{\text{asy}}$, saturates to a value scaling at the Heisenberg limit, $\propto N^2$. The latter represents the strongest possible scaling for a system of N spins-1/2.

In contrast, in the ergodic phase, when $g > g_c$, shown in Fig. 11 (top row), the QFI first reaches an intermediate plateau with shot-noise scaling, $\propto N$, within a time $t \sim t_{\text{pla}}$, where $t_{\text{pla}} < t_{\text{asy}}$. For longer times, $t \gtrsim t_{\text{asy}}$, the QFI attains its final asymptotic value, again exhibiting Heisenberg scaling. At higher energies, this two-step approach to the Heisenberg limit disappears, and only a single characteristic timescale, t_{asy} , remains.

Importantly, the asymptotic value of the QFI as a function of the coupling strength g exhibits a sharp feature at the critical point g_c , beyond which it increases rapidly, signaling the transition from the regular to the ergodic regime. However, the QFI behavior becomes progressively smoother as the energy increases. At the same time, the characteristic timescale t_{asy} reflects this transition, since it decreases abruptly with increasing g up to g_c , after which it saturates to a constant value.

The system-size dependence of the timescale t_{as} is also distinct in the two phases: in the regular phase $t_{\text{asy}} \propto \sqrt{N}$, whereas, the obtained results, suggest that in the ergodic phase the scaling of t_{asy} is consistent with $\ln N$. The fact that $t_{\text{asy}} \propto \ln(N)$ indicates its interpretation as the Ehrenfest time, which scales with the volume of the accessible phase space, the latter being proportional to N in the DM model [111].

Such an interpretation is confirmed by an analysis of the Wigner distribution function, according to which t_{pla} is connected to the formation of weakly squeezed non-classical states whereas t_{asy} corresponds to the distribution fully covering the available region of phase space and forming small-scale structures of angular size $1/N$. The size of the region covered by the Wigner distribution quickly grows by increasing the initial energy until the whole phase space is taken, consistent with the prediction of Ref. [109] for the Husimi function and the underlying classical chaos.

The results presented in Ref. [H7] demonstrate that the quantum Fisher information provides a clear distinction between the ergodic and regular phases, as well as between their characteristic timescales. The QFI captures the transition both through its dependence on the control parameter g and through its scaling with the system size N . It was shown that, compared to regular dynamics, quantum ergodic dynamics enables a much faster generation of highly entangled many-body states, exhibiting Heisenberg scaling of metrological precision. This observation indicates that chaotic systems can produce states of matter suitable for quantum metrology tasks on significantly shorter timescales.

4.3.10 Single-atom magnetometer based on Feshbach resonance

In this section, the main results of [H8] are described. This work investigates the potential of using a single atom colliding with another atom in a reduced-dimensional geometry for magnetometry.

State-of-the-art magnetic field sensing relies on field-dependent effects in various physical systems. High sensitivity to ac signals is achieved with SQUIDs, while other advanced methods use nitrogen-vacancy centers in diamond, atomic vapors, trapped ions, and cold or ultracold atoms. Ultracold atoms are particularly well suited for quantum sensing, as they allow precise control of large ensembles prepared in well-defined quantum states. At sub- μK temperatures, they can be trapped by optical fields, and their interactions can be tuned experimentally via Feshbach resonances which is sensitive to external magnetic field.

The work [H8] proposes a magnetic-field sensing scheme based on atomic collisions in quasi-one-dimensional waveguides, such as those formed by optical lattices. Near a Feshbach resonance, the collisional phase shift, which is the key physical characteristic of a quantum mechanical collision, becomes highly sensitive to the magnetic field, allowing for its strength to be inferred from the atomic transmission through the waveguides after the scattering. The ultimate precision of this method is set by the quantum Cramer–Rao lower bound [14], which defines the fundamental limit on the uncertainty of the estimated magnetic field.

The core idea of the sensor is illustrated in Fig. 12. An ensemble of N non-interacting atoms is injected into a set of quasi-1D waveguides realized by using a deep 3D optical lattice. At the center of each waveguide a tightly confined impurity atom is located, which is of a distinct hyperfine state or of a different atomic species. The transverse width of the waveguides d is chosen in such a way that the probability of transmitting the colliding atom through the impurity strongly depends on the value of the magnetic field via the two-body three-dimensional

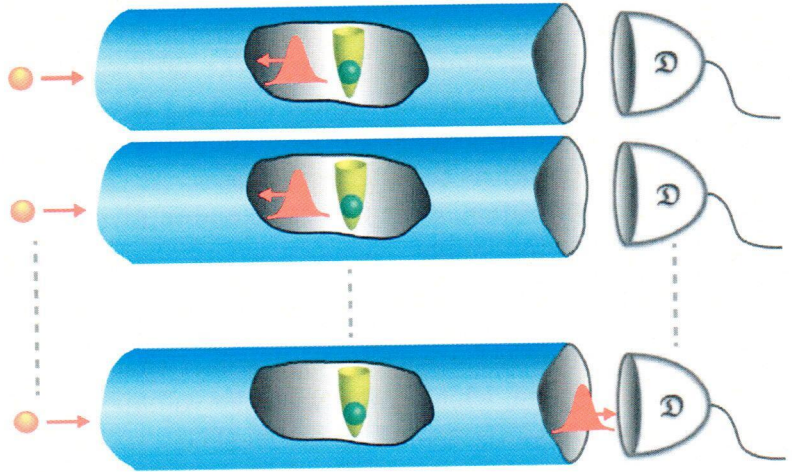


Fig. 12. Concept of the magnetometer. N atoms (red spheres on the left) are sent through N quasi-1D waveguides (represented by the tubes). In each waveguide, a tightly confined impurity atom (green sphere) is placed. The colliding atoms (red wave packets) can be either transmitted or reflected with probability depending on the external magnetic field.

scattering length $a(B)$. A transmitted atom is then detected, and the counting statistics is exploited for inferring the value of the magnetic field B . The spatial separation of the tubes typically on the order of 500 nm naturally provides high spatial resolution of the sensor.

In the presence of strong confinement, the transversal motion of the incoming atom remains in the lowest state, and the transmission coefficient can be described by $T(p) = \cos^2 \delta_{1D}(p)$, where δ_{1D} is a one-dimensional phase shift given analytically by [112, 113]

$$p \tan \delta_{1D}(p) = -\frac{2}{d} \left(\frac{d}{a(k)} - C(k) \right)^{-1}, \quad (36)$$

where $C = -\zeta_H[1/2, 3/2 - E/(2\omega)]$, and ω is the frequency of the harmonic trap in the transversal direction of the incoming atom and the total kinetic energy is $E = k^2/2m = \omega + p^2/2m$, where p is the one-dimensional wave number; $\hbar = 1$. Here, $a(k) = m/\mu\tilde{a}(k)$, where $\tilde{a}(k) = -\tan\delta_{l=0}(k)/k$ is the energy-dependent s-wave scattering length expressed in terms of the collisional phase shift in the partial wave $l = 0$; the prefactor takes into account the atomic reference frame. In the zero-energy limit, the scattering length is given by

$$\tilde{a}(k=0) = a_{\text{bg}} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_{\text{res}}} \right), \quad (37)$$

where a_{bg} is the background scattering length away from the resonance, Δ denotes the resonance width, and B_{res} is the resonance position.

At the position of the confinement-induced resonance (CIR), the transmission drops to zero, which signals a strong dependence on the magnetic field. Another sharp feature is the unit transmission peak, associated with the vanishing three-dimensional scattering length, where the colliding atom effectively does not interact with the impurity in the waveguide.

The best performance of the magnetic field sensor, quantified by the uncertainty of magnetic field estimation, denoted by ΔB , is given by the Cramer-Rao lower bound

$$\Delta B \geq \frac{1}{\sqrt{NF}}, \quad (38)$$

where F is the classical Fisher information and N is the number of atoms. The Fisher information is then given by

$$\begin{aligned} F &= \sum_{s=\pm 1} \frac{1}{P(s|B)} \left(\frac{\partial P(s|B)}{\partial B} \right)^2 \\ &= \frac{1}{T(B)(1-T(B))} \left(\frac{dT(B)}{dB} \right)^2, \end{aligned} \quad (39)$$

where $P(+1|B) = T(B)$ is the probability of transmitting an atom after the collision, and $P(-1|B) = 1 - T(B)$ is the probability of reflection. The CRLB is asymptotically saturated by the maximum likelihood estimator in the limit of a large number of atoms used in the estimation procedure.

The results for the best achievable precision at $d = 20\bar{a}$, where $\bar{a}$ denotes the characteristic length of the van der Waals potential [114], are presented in Fig. 13. The optimal performance is achieved at low momenta, near the unit-transmission peak, whereas at higher momenta the sensor operates most effectively in the vicinity of the CIR.

The work [H8] discusses potential sources of errors important for the magnetometer, including uncertainties in the longitudinal momentum of the colliding atom and fluctuations in the resonance position arising from finite-energy corrections. These effects necessitate precise

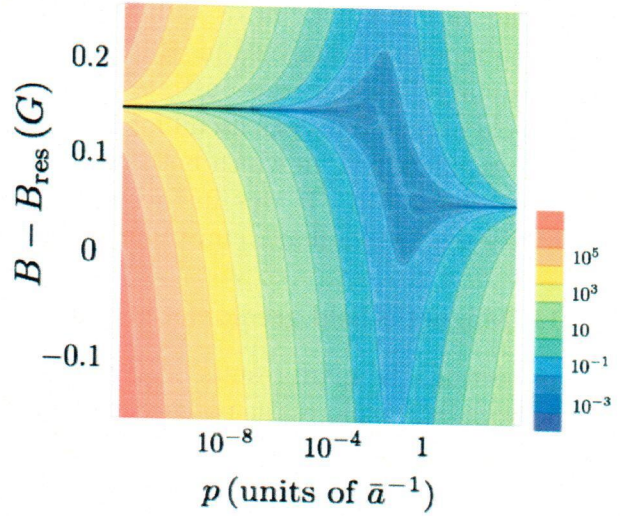


Fig. 13. The best achievable precision ΔB in gauss units calculated as a function of the field value and longitudinal momentum p for $\Delta = 0.15$ G. The background scattering length $a_{\text{bg}} = 9.7\bar{a}$.

control over the atomic momentum. Another limiting factor is the efficiency of the atomic detector.

Finally, the study examines the quantum Cramer–Rao lower bound for the proposed scheme. It demonstrates that the measurement protocol achieves a magnetic-field precision that saturates the bound set by the quantum Fisher information. Consequently, no alternative measurement strategy, even when preceded by arbitrary operations on the post-collision state, can further enhance the achievable precision.

The proposed magnetic field sensor is sensitive to static (dc) magnetic fields and works in a different regime than SQUIDs, trapped ions, or nitrogen-vacancy centers. Its small radial size, on the order of a few tens of nanometers, makes it especially useful for probing the local magnetic field directly in experiments based on cold atoms. With the optical lattice forming the waveguides, the sensor can function as a parallel, multipoint scanning probe capable of measuring local magnetic fields with submicron resolution limited by the lattice spacing. This operating mode was analyzed in [H9].

In summary, the study demonstrated that Feshbach and confinement-induced resonances can render cold atomic collisions useful for quantum sensing applications. An optimal measurement scheme was identified, in which both reflected and transmitted atoms are monitored following the scattering event. It was further shown that, within this approach, the magnetic-field sensitivity reaches its maximum value, saturating the quantum Cramer–Rao lower bound.

4.3.11 Magnetic-field gradiometer based on ultra-cold collisions

In this section, the main results of [H9] are described.

The work [H9] explores the potential of the sensor, introduced in Sec. 4.3.10 and in Ref. 4.3.10, to estimate not only the strength of the magnetic field but also its spatial gradients.

The proposed setup, see Fig. 12, consists of an ensemble of noninteracting atoms, each propagating through an individual quasi-1D waveguide formed by an optical lattice. At the center of each waveguide, a tightly confined impurity atom interacts with the moving atoms, making the scattering process sensitive to the local magnetic field via a Feshbach resonance. By tuning the resonance parameters, the reflection probability of each atom becomes strongly dependent on the field strength. Measuring the transmitted and reflected atoms across spatially separated waveguides allows for the estimation of both the magnetic field and its spatial gradients.

The scattering process of a moving atom with the impurity can be described in terms of two scattering amplitudes:

$$f^{(\pm)}(p) = -\frac{1}{1 + i \cot \eta_{\pm}(p)}, \quad (40)$$

where p is the longitudinal wave vector of the scattering atom, and it is related to its energy by the relation $E \equiv k^2/2m = \omega + p^2/2m$, where ω is the energy of the harmonic confinement in the transversal two-dimensional direction; we set $\hbar = 1$. The collision is described by the one-dimensional scattering phase-shifts $\eta_{\pm}(p)$ related to even/odd plane waves, respectively. Then, the transmission coefficient, which describes the part of the flux that goes through the waveguide, is given by

$$T(p) = |1 + f^{(+)}(p) + f^{(-)}(p)|^2. \quad (41)$$

In order to obtain the 1D phase shifts $\eta_{\pm}(p)$, a 3D collision has to be investigated in free space, which yields 3D phase shifts $\delta_l(k)$ with l being energy dependent partial waves. From

these quantities, one obtains: an s -wave scattering length $a(k) = -(m/\mu) \tan \delta_{l=0}(k)/k$, a p -wave scattering volume $V_p(p) = -(m/\mu) \tan \delta_{l=1}(k)/k^3$, and a d -wave scattering length $a_d(k) = (m/\mu) \tan \delta_{l=2}(k)/k$. The 3D characteristics of the collision can then be inserted into analytical formulas for $\eta_+(p)$ (which depends only on $a(k)$ and $a_d(k)$) and $\eta_-(p)$ (depending only on $V_p(k)$); the relevant formulas can be found in [H9] as well as in Refs [112, 115, 116]. In the zero energy limit, the scattering length is given by

$$a(B) = a_{\text{bg}} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_{\text{res}}} \right), \quad (42)$$

where a_{bg} is the background scattering length, Δ is the width and B_{res} is the position of the resonance. In general, higher partial waves lead to emergence of additional very narrow resonances. These occur when their respective scattering lengths become comparable with the trap width, similarly to the s -wave case. In work [H9], the van der Waals potential is used to find $a(k)$, $V_p(k)$ and $a_d(k)$ in the presence of the magnetic field. The dependence of the transmission $T(B)$ on magnetic field is then used for sensing the external field.

As shown in [H8], for a single waveguide, the minimum estimation uncertainty (the best precision), denoted by ΔB , is given by the classical Fisher information F via the Cramer-Rao bound:

$$\Delta B = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{1}{\sqrt{F}}, \quad (43)$$

where $F = [T(1 - T)]^{-1} (dT/dB)^2$.

The behavior of F in the vicinity of $T = 0$ and $T = 1$ is determined by the dependence of dT/dB near these points. The presence of the p -wave resonance enhances the measurement precision. The uncertainty ΔB in the vicinity of such a resonance decreases with increasing momentum p , because the probability of detecting a particle without reflection increases with momentum, and it drops rapidly to nearly zero at the position of the confinement-induced resonance. A larger derivative of $T(B)$ corresponds to a stronger change in transmission, resulting in higher precision.

For a single tube, with the s -wave interactions only, for the chosen parameters the achievable uncertainty is of the order of 10^{-3} G, whereas at the p -wave confinement-induced resonance one obtains $\Delta B \approx 10^{-7}$ G. Such a big increase in precision is related to the fact that the p -wave resonance is much narrower than the s -wave. However, the offset magnetic field has to be precisely controlled to ensure the atoms are close to the resonances in higher partial waves. The uncertainty ΔB can be improved further by a statistical factor of $1/\sqrt{NM}$, if M waveguides are used with N atoms per waveguide.

To describe the estimation of magnetic field gradients, the multiparameter estimation framework and the Fisher information matrix are employed. If a colliding atom passes through the waveguide after the collision, the variable is set to $\xi = 1$, while for a reflected atom $\xi = -1$. For M waveguides, the joint probability of transmission or reflection of M atoms is given by:

$$p(\boldsymbol{\xi} | B(\mathbf{r}_1), \dots, B(\mathbf{r}_M)) = \prod_{i=1}^M p(\xi_i | B(\mathbf{r}_i)), \quad (44)$$

where the vector $\boldsymbol{\xi} \equiv (\xi_1, \dots, \xi_M)$, and $\xi_i = \pm 1$ describes the collision in the i -th waveguide. The magnetic field at location $\mathbf{r}_i$ is then $B(\mathbf{r}_i) = B_0 + B_x x_i + B_y y_i$, where $\gamma_0 \equiv B_0$, $\gamma_1 = B_x$ and $\gamma_2 = B_y$ are the parameters to be estimated, representing the magnetic field strength, the gradient in the x -direction and in the y -direction, respectively.

The ultimate precision is then given by the Fisher information matrix $\mathbf{F} = \sum_{i=1}^M \mathbf{F}^{(i)}$, and

$$\mathbf{F}^{(i)} = \frac{(T'_i)^2}{T_i(1 - T_i)} = \begin{pmatrix} 1 & x_i & y_i \\ x_i & x_i^2 & x_i y_i \\ y_i & x_i y_i & y_i^2 \end{pmatrix}, \quad (45)$$

where $T_i = T(B(\mathbf{r}_i))$ and $T'_i = T'(B(\mathbf{r}_i))$. By summing the individual contributions $\mathbf{F}^{(i)}$, one obtains the full Fisher information matrix $\mathbf{F}$ for M tubes. This matrix determines the minimal attainable uncertainty for each of the three unknown parameters, B_0 , B_x , and B_y , according to the relation $\Delta\gamma_i = N^{-1/2}[\mathbf{F}^{-1}]_{i,i}^{1/2}$, where N is the number of measurement repetitions with M atoms.

In Fig. 14 (upper panel) attainable uncertainty ΔB_0 in the estimation of the magnetic field strength ΔB_0 measured with respect to the resonance position B_{res} is displayed. The uncertainty ΔB_0 depends on both parameters B_0 and B_x . For a vanishing gradient, the uncertainty changes appreciably around the optimal operating point $B_0 - B_{\text{res}} \approx \Delta$, where Δ is the resonance width, at which the transmission rapidly approaches unity. At that point, the attainable uncertainty is on the order of 10^{-5} G. For a nonvanishing gradient, the uncertainty ΔB_0 decreases by an order of magnitude, but it is maintained at the level of 10^{-4} G.

In Fig. 14 (bottom panel) the minimal attainable uncertainty ΔB_x for the estimation of the magnetic-field gradient along the x-direction is presented. Similar to ΔB_0 , the optimal operating point is achieved when $B_0 - B_{\text{res}} \approx \Delta$ and $B_x = 0$. However, contrary to the estimation of the field B_0 , departure from $B_x = 0$ leads to significant deterioration of the gradient uncertainty. Therefore, in this case the performance of the sensor is the highest only for small gradients. The uncertainty ΔB_x reaches the value 10^{-3} G mm $^{-1}$ for small gradients. For increasing gradients, the precision deteriorates and for $B_x \approx 1$ G mm $^{-1}$ it is on the order of a Gauss per millimeter. All the results are improved by a factor $1/\sqrt{N}$ by repeating the measurement N times.

In summary, the work [H9] proposes a magnetic-field sensor scheme utilizing atomic collisions in an array of waveguides. At the input of the device, single atoms are injected into the waveguides and then collide with the impurities, while the transmitted and reflected atoms are detected at the end of each waveguide. The multiwaveguide configuration of the sensor can be exploited to simultaneously measure magnetic field strength and its gradient with a precision on the order of $1 \text{ nT}/\sqrt{N}$ and $100 \text{ nT}/(\text{mm} \sqrt{N})$, respectively. The work demonstrates that ultracold atomic collisions are useful for quantum sensing. The proposed device can potentially

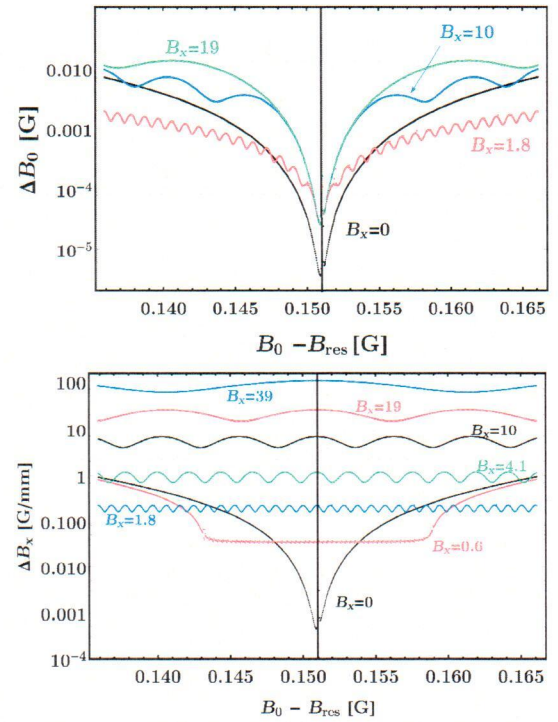


Fig. 14. (Upper panel) Estimation uncertainty ΔB_0 as a function of $B_0 - B_{\text{res}}$ for a fixed gradient B_x . The values of B_x are indicated on the figure. (Lower panel) Gradient uncertainty ΔB_x as a function of $B_0 - B_{\text{res}}$ for fixed B_x . The values of B_x are indicated on the figure. (Both panels) The black vertical line shows $B_0 - B_{\text{res}} = \Delta$. The parameters $\Delta = 0.15$ G, $d = 20\bar{a}$, $a_{\text{bg}} = 9.76\bar{a}$ and $p = 10^{-4}\bar{a}^{-1}$.

find various applications in ultracold laboratories where the magnetic field and its spatial characteristics have to be precisely known, e.g., in quantum simulators based on atoms in optical lattices.

4.3.12 Summary of the scientific achievement

The presented scientific achievement explores how interactions and dynamical processes in quantum many-body systems give rise to genuinely quantum correlations and emergent phenomena. The research involves diverse theoretical approaches to uncover how such effects can be controlled and exploited both for fundamental understanding and for advancing quantum technologies, in particular for quantum metrology.

One of the central themes of the achievement is the role of interactions in generating entanglement or nonlocal correlations. Novel schemes are developed to induce and manipulate atom-atom interactions via light-matter coupling, allowing for creation of robust, highly entangled states of ultracold atoms optimized for precision measurements. The studies introduce quantum Fisher information as a unifying approach linking entanglement theory, many-body physics, and metrological sensitivity. Functional and dynamical approaches demonstrate how the Fisher information can characterize correlations and critical behavior in complex quantum systems, and how it bridges reduced density matrix functional theory with quantum metrology.

The dynamics of interacting systems are further investigated in the context of quasiparticles and non-equilibrium phenomena. New theoretical models explain the decoherence and relaxation of driven Fermi polarons, distinguishing microscopic mechanisms of dissipation. Applied to open systems, a novel class of dissipative quasiparticles, the quantum-Zeno Fermi polarons, is predicted, revealing how strong losses can stabilize exotic quantum matter.

The achievement also includes experimental and theoretical studies of nonlocal correlations in many-body systems. The observation of Bell correlations in freely propagating massive particles demonstrates quantum nonlocal Bell correlations, while proposed protocols show how dynamical spinor condensates can violate Bell inequalities and exhibit Einstein-Podolsky-Rosen correlations. These results establish a direct connection between many-body interactions, entanglement generation, and foundational tests of quantum mechanics.

Finally, the research translates the fundamental insights about interactions in many-body systems into metrological applications. By exploiting Feshbach resonances and ultracold collisions, novel quantum sensors for magnetic fields and field gradients are proposed, achieving sensitivities approaching fundamental quantum limits.

In summary, the achievement presents a coherent series of works linking interactions, dynamics, quantum correlations, and quantum metrology. It advances the understanding of how complex quantum systems generate and sustain useful entanglement, while offering practical approaches to quantum sensing and to the exploration of emergent states of matter in which interactions play a central role.

5 Presentation of significant scientific or artistic activity carried out at more than one university, scientific or cultural institution, especially at foreign institutions

The scientific activities and research underlying the publications [H1]–[H9], which together constitute the presented scientific achievement, were carried out in close collaboration with partners from both national and international research institutions.

The works presented in Refs. [H1]–[H2] were conducted at the Nicolaus Copernicus University in Toruń, following my return from the Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems in Dresden to Toruń, Poland. The study described in Ref. [H1] was performed in collaboration with dr hab. Jan Chwedeńczuk, a partner from the Faculty of Physics, University of Warsaw. The research reported in Ref. [H2] was initiated during my postdoctoral position at the Max Planck Institute in Dresden and subsequently continued after my transition to the Nicolaus Copernicus University in Toruń. The results were obtained in collaboration with Prof. Francesco Piazza (Max Planck Institute and University of Augsburg), Dr. Alessio Recati (Pitaevskii BEC Center, University of Trento), and Dr. Johannes Lang (University of Cologne). The work presented in Ref. [H3] was completed at the Nicolaus Copernicus University in Toruń, in collaboration with Dr. Alessio Recati (University of Trento) and Dr. Carlos Benavides-Riveros (Max Planck Institute in Dresden and University of Trento).

The publications from Refs. [H4]–[H7] were completed during my work at the Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems in Dresden. The results reported in Ref. [H4] were obtained in collaboration with Dr. Francesco Piazza (MPI-PKS, Dresden) and Dr. Richard Schmidt (Max Planck Institute for Quantum Optics, Garching). The research presented in Ref. [H5] was conducted in collaboration with dr hab. Jan Chwedeńczuk (University of Warsaw) and the experimental group of Prof. Andrew Truscott (Australian National University, Canberra, Australia). The results described in Ref. [H7] were obtained in collaboration with partners from the University of Warsaw and Dr. Francesco Piazza (MPI-PKS, Dresden).

The works [H6], [H9], and [H8] were published during my appointment at the Faculty of Physics, University of Warsaw, in the research group of dr hab. Zbigniew Idziaszek. These publications resulted from collaborations with partners from the University of Stuttgart, the University of Ulm, the University of Hamburg, and with Prof. Paul Julienne — a partner from the University of Maryland and the National Institute of Standards and Technology (NIST).

In summary, during my scientific career **after** obtaining the PhD degree I:

- coauthored 16 publications [B1]–[B16] (below) and 9 publications [H1]–[H9], all from the JCR (Journal Citation Report) list;
- intensively collaborated with (the order is rather random):
 - Prof. Francesco Piazza (University of Augsburg, Germany; previously University of Innsbruck and Max Planck Institute in Dresden, Germany),
 - Dr. Alessio Recati (Pitaevskii BEC Center, University of Trento, Italy),
 - Dr. Johannes Lang (University of Cologne, Germany),
 - dr hab. Zbigniew Idziaszek (University of Warsaw, Poland),
 - Dr. Carlos Benavides-Riveros (Max Planck Institute in Dresden; University of Trento, Italy)
 - Prof. Richard Schmidt (previously affiliated at Max Planck Institute for Quantum Optics, Garching; now at Heidelberg University, Germany),
 - group of Prof. Helmut Ritsch (University of Innsbruck, Austria),
 - group of Prof. Jordi Boronat (Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, Spain),
 - group of Prof. Andrew Truscott (Australian National University, Canberra, Australia),

- Dr. Antonio Negretti (University of Hamburg, Germany)
- group of Prof. Maciej Lewenstein (ICFO, The Barcelona Institute of Science and Technology, Spain),
- Prof. Paul Julienne (University of Maryland and the National Institute of Standards and Technology (NIST), USA).
- dr hab. Emilia Witkowska (Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland),
- dr hab. Paweł Zin (National Centre for Nuclear Research and University of Warsaw, Warsaw, Poland),
- dr Krzysztof Jachymski (University of Warsaw, Poland; University of Stuttgart, Germany; Forschungszentrum Jülich, Jülich, Germany),
- group of Prof. Christoph I. Westbrook (Institut d’Optique, Palaiseau, France),
- prof. dr hab. Mariusz Gajda (Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland),
- Prof. Tommaso Calarco (University of Ulm, Germany),
- Prof. Augusto Smerzi (QSTAR, INO-CNR and LENS, Florence, Italy),
- dr hab. Jan Chwedeńczuk (University of Warsaw, Warsaw, Poland),
- prof. dr hab. Marek Trippenbach (University of Warsaw, Warsaw, Poland),
- Prof. Vladimir V. Konotop (University of Lisbon, Portugal).

5.1 Other scientific achievement

Besides the works that constitute my main scientific achievements, my research activities have also resulted in 25 publications. Below, I present a list of publications that are not included in the scientific achievement section, i.e., they do not appear in the list [H1]–[H9] in Sec. 4.2. Some of these papers, listed in reverse chronological order, stem from projects conducted in collaboration with international partners. The publications [B1]–[B16] appeared after, and [C1]–[C10] were published before, the completion of my PhD. A brief description of the papers that appeared in print after having completed the PhD is provided in Sec. 5.2.

Publications *after* obtaining the PhD degree:

- [B1] Marta Sroczynska, Tomasz Wasak, Zbigniew Idziaszek, „Analytically solvable quasi-one-dimensional Kronig-Penney model”, *Phys. Rev. A* 111, 023313 (2025)
- [B2] G. Pascual, T. Wasak, A. Negretti, G.E. Astrakharchik, J. Boronat, „Temperature-induced miscibility of impurities in trapped Bose gases”, *Phys. Rev. Research* 6, L022014 Letter (2024)
- [B3] Marcin Płodzień, Tomasz Wasak, Emilia Witkowska, Maciej Lewenstein, Jan Chwedeńczuk, „Generation of scalable many-body Bell correlations in spin chains with short-range two-body interactions”, *Phys. Rev. Research* 6, 023050 (2024)

- [B4] Paweł Zin, Maciej Pylak, Tomasz Wasak, Krzysztof Jachymski, Zbigniew Idziaszek, „Quantum droplets in a dipolar Bose gas at a dimensional crossover”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 54, 165302 (2021)
- [B5] Artur Niezgoda, Jan Chwedeńczuk, Tomasz Wasak, Francesco Piazza, „Cooperatively enhanced precision of hybrid light-matter sensors”, *Phys. Rev. A* 104, 023315 (2021)
- [B6] Tomasz Wasak, Zbigniew Idziaszek, „Quantum reactive scattering in the long-range ion-dipole potential”, *Phys. Rev. A* 103, 023324 (2021)
- [B7] Paweł Zin, Tomasz Wasak, Denis Boiron, and Christoph I. Westbrook, „Pair correlation of atoms scattered from colliding Bose-Einstein quasicondensates”, *Phys. Rev. A* 101, 033616 (2020)
- [B8] Paweł Ziń, Maciej Pylak, Tomasz Wasak, Mariusz Gajda, Zbigniew Idziaszek, „Quantum Bose-Bose droplets at a dimensional crossover”, *Phys. Rev. A* 98, 051603 (R) (2018)
- [B9] Paweł Ziń, Tomasz Wasak, „Properties of atomic pairs produced in the collision of Bose-Einstein condensates”, *Phys. Rev. A* 97, 043620 (2018)
- [B10] Marta Sroczynska, Tomasz Wasak, Krzysztof Jachymski, Tommaso Calarco, Zbigniew Idziaszek, „Trap-induced shape resonances in an ultracold few-body system of an atom and static impurities”, *Phys. Rev. A* 98, 012708 (2018)
- [B11] Tomasz Wasak, Augusto Smerzi, Jan Chwedeńczuk, „Role of particle entanglement in the violation of Bell inequalities”, *Sci. Rep.* 8, 1777 (2018)
- [B12] Karol Gietka, Tomasz Wasak, Jan Chwedeńczuk, Francesco Piazza, Helmut Ritsch, „Quantum-enhanced interferometry with cavity QED-generated non-classical light”, *Eur. Phys. J. D* 71, 273 (2017)
- [B13] T. Wasak, A. Smerzi, L. Pezze, J. Chwedeńczuk, „Optimal measurements in phase estimation: simple examples”, *Quantum Inf. Process.* 15, 2231 (2016)
- [B14] T. Wasak, P. Szańkowski, M. Trippenbach, J. Chwedeńczuk, „Cauchy-Schwarz inequality for general measurements as an entanglement criterion”, *Quantum Inf. Process.* 15, 269 (2016)
- [B15] T. Wasak, P. Szańkowski, V. V. Konotop, M. Trippenbach, „Four-wave mixing in a PT-symmetric coupler”, *Optics Letters* 40, 5291 (2015)
- [B16] K. Gietka, P. Szankowski, T. Wasak, J. Chwedeńczuk, „Quantum-enhanced interferometry and the structure of twisted states”, *Phys. Rev. A* 92, 043622 (2015)

Publications *before* obtaining the PhD degree:

- [C1] T. Wasak, P. Szańkowski, J. Chwedeńczuk, „Interferometry with independently prepared Bose-Einstein condensates”, *Phys. Rev. A* 91, 043619 (2015),
- [C2] K. Zegadlo, T. Wasak, B. Malomed, M. Karpierz, M. Trippenbach, „Stabilization of solitons under competing nonlinearities by external potentials”, *Chaos* 24, 043136 (2014),

- [C3] T. Wasak, M. Krych, Z. Idziaszek, M. Trippenbach, Y. Avishai, Y. B. Band, „Simple model of Feshbach resonance in the strong-coupling regime”, *Phys. Rev. A* 90, 052719 (2014),
- [C4] T. Wasak, V. V. Konotop and M. Trippenbach, „Four-wave mixing with Bose-Einstein condensates in nonlinear lattices”, *Europhys. Lett.* 105, 64002 (2014),
- [C5] T. Wasak, P. Szańkowski, P. Ziń, M. Trippenbach, J. Chwedeńczuk, „Cauchy-Schwarz inequality and particle entanglement”, *Phys. Rev. A* 90, 033616 (2014),
- [C6] T. Wasak, P. Szańkowski, R. Bücker, J. Chwedeńczuk, M. Trippenbach, „Bogoliubov theory for atom scattering into separate regions”, *New J. Phys.* 16, 013041 (2014),
- [C7] T. Wasak, V. V. Konotop, and M. Trippenbach, „Atom laser based on four-wave mixing with Bose-Einstein condensates in nonlinear lattices”, *Phys. Rev. A* 88, 063626 (2013),
- [C8] P. Deuar, T. Wasak, P. Ziń, J. Chwedeńczuk, M. Trippenbach, „Tradeoffs for number squeezing in collisions of Bose-Einstein condensates”, *Phys. Rev. A* 88, 013617 (2013),
- [C9] T. Wasak, J. Chwedeńczuk, P. Ziń, M. Trippenbach, „Raman scattering of atoms from a quasicondensate in a perturbative regime”, *Phys. Rev. A* 86, 043621 (2012),
- [C10] T. Wasak, P. Szańkowski, W. Wasilewski, K. Banaszek, “Entanglement-based signature of nonlocal dispersion cancellation”, *Phys. Rev. A* 82, 052120 (2010).

5.2 Description of other research achievements

In this Section, I describe briefly the main results of research projects that led to publications, which are not included in the list constituting my main scientific achievement, and, thus, they do not appear in the list [H1]–[H9].

The work [B1] presents a generalization of the Kronig–Penney model to a quasi-one-dimensional waveguide, where transverse motion is confined by a harmonic potential and scattering occurs on an infinite array of contact potentials. The model is formulated using the Lippmann–Schwinger equation and solved exactly through the analytical quasi-1D Green’s function. The resulting band structure and effective mass are analyzed, and the results show multiple overlapping bands resulting from excitations in the transverse direction due to quasi-1D geometry. Comparisons with numerical simulations for long-range atom–ion systems confirm the accuracy of the model and highlight the role of energy-dependent scattering length and quantum interference effects between scatterers. Interestingly, the effective mass of the particle becomes negative for large and positive scattering lengths.

This research was conducted in collaboration with: Marta Sroczynska and dr hab. Zbigniew Idziaszek (University of Warsaw, Warsaw, Poland).

The article [B2] investigates the thermal behavior of impurities in a harmonically trapped, repulsively interacting Bose gas using path-integral Monte Carlo to access exact structural properties in an inhomogeneous many-body setting. The results show that at low temperatures, when the impurity–boson coupling exceeds the boson–boson interaction, a single impurity is expelled to the edges of the atomic cloud, while, upon increasing the gas temperature, the impurity relocates to the trap center, signaling miscibility of the impurities with the atomic gas. Such a thermal-induced miscibility crossover is also observed at finite impurity concentrations,

with the transition temperature depending on the impurity–boson interaction strength. The study further proposes a nondestructive thermometry scheme based on this crossover.

This research was conducted in collaboration with: Gerard Pascual, Dr. Gregory E. Astrakharchik and Prof. Jordi Boronat (Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, Spain); Dr. Antonio Negretti (University of Hamburg, Germany).

Ref. [B3] demonstrates that strong, scalable quantum resources, quantified specifically by many-body entanglement and Bell correlations, can be dynamically generated in spin-1/2 chains not only with all-to-all couplings (including the one-axis twisting protocol and power-law interactions) but also with strictly finite-range interactions. A threshold interaction range is identified, together with a threshold evolution time, beyond which scalable quantum correlations emerge. The analysis quantifies these thresholds and finds the parameter regimes supporting the entanglement and nonlocality. The work also proposes practical certification schemes for the generated states and for the genuine quantum correlations. It shows that the implementation of the protocol is accessible in modern quantum simulator platforms.

This research was conducted in collaboration with: dr Marcin Płodzień and Prof. Maciej Lewenstein (ICFO, The Barcelona Institute of Science and Technology, Spain); dr hab. Emilia Witkowska (Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland); dr hab. Jan Chwedeńczuk (University of Warsaw).

The publication from Ref. [B4] analyzes beyond-mean-field corrections to a two-dimensional dipolar Bose gas in a box potential with in-plane dipole orientation, yielding anisotropic interactions. Near the mean-field instability threshold, these corrections qualitatively modify the ground state, producing a self-bound droplet analogous to the free-space case. The properties of the droplet are obtained by minimizing the extended Gross–Pitaevskii energy functional. In the strong-confinement limit, the correction admits an analytic interpretation as an effective three-body repulsion that stabilizes the gas at finite density.

This research was conducted in collaboration with: dr hab. Paweł Zin (National Centre for Nuclear Research and University of Warsaw, Warsaw, Poland); dr Maciej Pylak (National Centre for Nuclear Research and Institute of Physics in Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland); dr Krzysztof Jachymski (University of Warsaw, Poland; Forschungszentrum Jülich, Jülich, Germany); dr hab. Zbigniew Idziaszek (University of Warsaw, Warsaw, Poland).

The work [B5] analyzes a hybrid light–matter sensing platform and quantifies how cooperative effects enhance the precision of estimating the effective light-matter coupling constants. For a model of N qubits coupled to a single electromagnetic mode, the ultimate bound exhibits double-Heisenberg scaling, while even with classical states and single-subsystem measurements, a Heisenberg-times-shot-noise scaling is reached. As a specific application, a Bose–Einstein condensate in a double-well optical lattice inside a cavity is shown to enable precise gravimetry. The analytical treatment incorporates photon leakage through the cavity mirrors and provides sensitivities for both atomic or photonic measurements.

This research was conducted in collaboration with: Artur Niezgoda and dr hab. Jan Chwedeńczuk (University of Warsaw, Warszawa, Poland); Dr. Francesco Piazza (Max-Planck-Institut für Physik komplexer Systeme, Dresden, Germany).

The Ref. [B6] develops a general theoretical framework for ion–dipole reactive scattering under the long-range anisotropic potential $V(r, \theta) = -\alpha \cos \theta / r^2$, which modifies the character of standard angular spherical harmonics and can result in the effective centrifugal term being attractive at low angular momenta. Modified spherical harmonics are introduced as exact solutions of the angular Schrödinger equation, and controlled approximations are derived in the strongly interacting regime. A scattering amplitude expressed in terms of these modified

harmonics is obtained, together with formulas for elastic and reactive collision rates. The radial solutions are given by Bessel functions and their behaviour is analyzed in regimes corresponding to attractive and repulsive long-range centrifugal potentials. Finally, the work also characterizes reactive collisions in the universal limit, where the short-range loss (or reaction) probability is equal to unity.

This research was conducted in collaboration with: dr hab. Zbigniew Idziaszek (Univeristy of Warsaw, Poland).

The article [B7] develops an analytical model for elastic atom scattering from elongated Bose-Einstein condensate clouds that incorporates a finite collision duration arising from gas expansion, and it accounts for finite-temperature quasi-condensate effects. Within this framework, the pair-correlation function measured in the work Kheruntsyan *et al.*, Phys. Rev. Lett. 108, 260401 (2012), is evaluated. The results show that the finite collision duration is an important factor governing the observed correlation characteristics, and the analytic predictions agree with the measurements. The model clarifies the physical mechanisms influencing correlations and provides a practical tool for experiments with non-classical pairs of atoms.

This research was conducted in collaboration with: dr Paweł Zin (National Center for Nuclear Research, Warsaw, Poland); Dr. Denis Boiron and Prof. Christoph I. Westbrook (Université Paris-Saclay, Institut d'Optique Graduate School, Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire Charles Fabry, Palaiseau, France).

The publication [B8] investigates liquid quantum droplets in two-component Bose-Einstein condensates subject to variable confinement along one or two spatial directions, highlighting how mode discreteness in reduced dimensions modifies the Lee-Huang-Yang energy. An extended beyond-mean-field theory is developed by deriving higher-order corrections to the mean-field energy for a single-component condensate under tight 1D or 2D confinement. These results are applied to mixtures in regimes favorable for droplet formation. The work analyzes droplet properties across the dimensional crossover and specifies demanding conditions for accessing quasi-low-dimensional behaviour. The findings provide guidance for experimental exploration of quantum droplets in reduced dimensions.

This research was conducted in collaboration with: dr Paweł Zin (National Centre for Nuclear Research, Warsaw; University of Warsaw, Poland); dr Maciej Pylak (University of Warsaw, Poland; Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland); prof. dr hab. Mariusz Gajda (Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland); dr hab. Zbigniew Idziaszek (University of Warsaw, Poland).

The work [B9] studies elastic atom-atom scattering from colliding elongated Bose-Einstein condensates within the Bogoliubov method within quantum field theory, with controlled approximations at each stage. Expressions for the one- and two-particle correlation functions are derived and explicitly related to the condensate wave function, allowing for efficient numerical evaluations. A variational approach for the condensate wave functions yields analytical forms of the correlation functions, whose properties are analyzed in detail. A semiclassical model is additionally formulated and benchmarked against the quantum treatment. The results are relevant to experiments on excited helium atoms and tests of non-classical correlations on pairs of massive particles.

This research was conducted in collaboration with dr Paweł Zin (National Centre for Nuclear Research, Warsaw; University of Warsaw, Poland).

The publication [B10] presents an analytically solvable framework for a single trapped atom interacting with an arbitrarily arranged set of static impurities interacting with the atom. The

study is relevant to hybrid ultracold platforms with trapped ions or Rydberg atoms, which can be used for emulating solid-state and molecular settings by controlling impurity geometry. A detailed analysis of the two-impurity configuration reveals multiple trap-induced resonances that can be exploited for entanglement generation. The study establishes an atom interacting with impurities as a building block for studies of quantum dynamics of complex systems.

This research was conducted in collaboration with: Marta Sroczynska and dr hab. Zbigniew Idziaszek (Faculty of Physics, University of Warsaw, Poland); dr Krzysztof Jachymski (University of Warsaw, Warsaw, Poland; University of Stuttgart, Stuttgart, Germany); Prof. Tommaso Calarco (University of Ulm, Germany).

The study [B11] analyzes the structure of entanglement required to violate a Bell inequality for detecting non-locality. It shows that to violate the Bell bound, the correlations must be accompanied by the entanglement between the constituent particles. This happens whenever a super-selection rule prohibits coherences between states with different total number of particles and, thus, imposes a constraint on feasible local operations in subsystems. The work demonstrates that the necessary particle entanglement can arise solely from indistinguishability, and presents a pure state exhibiting both mode and particle entanglement that, nevertheless, does not violate any Bell inequality. The results reveal a fundamental relation between the non-locality and the particle entanglement.

This research was conducted in collaboration with: Prof. Augusto Smerzi (QSTAR, INO-CNR and LENS, Florence, Italy); dr hab. Jan Chwedeńczuk (University of Warsaw, Warsaw, Poland).

The publication [B12] proposes an enhanced optical interferometer that employs tailored non-classical light generated via nonlinear dynamics and projective measurements in a three-level hybrid atom-cavity QED system. A cavity coherent state is dynamically entangled with two atomic ground states and, upon projective measurement, converted into a macroscopic superposition, which, combined with a classical laser pulse at the input of a Mach-Zehnder interferometer, allows for precision beyond the shot-noise limit. A practical phase-estimation scheme based on output photon counting is identified. The analysis quantifies the impact of photon loss and counting errors, showing that sensitivity remains significantly better than the shot-noise limit under realistic conditions.

This research was conducted in collaboration with: Karol Gietka and dr hab. Jan Chwedeńczuk (University of Warsaw, Warsaw, Poland); Dr. Francesco Piazza and Prof. Helmut Ritsch (University of Innsbruck, Innsbruck, Austria).

The study [B13] determines optimal phase-estimation measurements for interferometers acting on two-mode symmetric N -qubit states across several regimes. For a single qubit, the set of optimal measurements is parametrized with a continuous variable for pure states but collapses to two discrete measurements for mixed states. For the two-qubit symmetric Werner state, the optimal strategy is identified and it is shown that population-imbalance measurement is optimal only in the pure-state limit. The analysis extends to symmetric N -qubit Werner-like states and establishes conditions under which, for pure symmetric N -qubit states, estimation based on full N -body correlation function or on population imbalance is optimal.

This research was conducted in collaboration with: Prof. Augusto Smerzi and Dr. Luca Pezzé (QSTAR, INO-CNR and LENS, Florence, Italy); dr hab. Jan Chwedeńczuk (University of Warsaw, Warsaw, Poland).

The work [B14] demonstrates, within the most general quantum-mechanical measurement set, that violation of the Cauchy-Schwarz inequality for correlation functions of arbitrary order provide a sufficient witness of entanglement among bosons. The criterion is general for bosons

and remains valid even when the total particle number is not fixed, provided coherences between states with different number of particles are absent. These results establish an operational link between higher-order correlations and entanglement detection.

This research was conducted in collaboration with: dr Piotr Szańkowski, dr Jan Chwedeńczuk and prof. dr hab. Marek Trippenbach (University of Warsaw, Warsaw, Poland).

The article [B15] investigates parity-time-symmetric one-dimensional coupled waveguides as a platform for controllable matching conditions in four-wave mixing, specifying energy transfer processes between slow and fast modes. In defocusing Kerr media, degenerate four-wave mixing is analyzed in detail, showing that unbroken parity-time symmetry both preserves the process present in the conservative limit and allows for new matching conditions that are absent in conservative systems. The work demonstrates that in the former case, a slow beam splits into two fast beams with nearly conserved total power, while in the latter case, one slow and one fast beam are generated, with the energy of the primary slow beam unchanged while the newly generated energy of the slow beam varies due to gain and loss of the medium. Secondary resonant interactions are further described, leading to appreciable generation of a fifth mode. This research was conducted in collaboration with: dr Piotr Szańkowski and prof. dr hab. Marek Trippenbach (University of Warsaw, Warsaw, Poland); Prof. Vladimir V. Konotop (University of Lisbon, Portugal).

The study [B16] investigates the performance limits of quantum-enhanced interferometry based on one-axis twisting, which entangles initially uncorrelated particles via two-body interactions. Under realistic experimental conditions, the analysis shows that the metrological advantage originates from fine structures introduced into the many-body state by the many-body dynamics. The characteristic scale of these structures is used to identify minimal precision requirements for the complete interferometric sequence. These findings clarify the underlying operating principle of the interferometer and may help to develop ultra-precise interferometers. This research was conducted in collaboration with: Karol Gietka, dr Piotr Szańkowski and dr Jan Chwedeńczuk (University of Warsaw, Warsaw, Poland).

6 Presentation of teaching and organizational achievements as well as achievements in popularization of science or art

Teaching experience and supervision of diploma theses

The courses I taught were conducted before obtaining my PhD degree at the University of Warsaw and after returning from my postdoctoral research position at the Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems in Dresden. Between 09.2022 and 08.2024, I was employed in a research position related to my function as a Principal Investigator of the Polonez Bis grant at the Nicolaus Copernicus University in Toruń. After completing the grant in 2024, I continued my teaching activities.

Since being awarded my PhD degree, I have served as an assistant supervisor for two doctoral students. One of the students (dr Karol Gietka) obtained the PhD degree in 2019, then he worked in the group of Prof. Thomas Busch at the Okinawa Institute of Science and Technology Graduate University in Japan, and afterwards in the group of Prof. Helmut Ritsch at the Innsbruck University in Austria. The second doctoral student, Sankalp Sharma, is still working on the PhD thesis at the Nicolaus Copernicus University in Toruń.

Assistant supervisor of PhD theses:

- Sankalp Sharma, Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University in Toruń, supervisor: dr hab. Piotr Żuchowski, assistant supervisor: dr Tomasz Wasak, from 2022; Mr. Sankalp Sharma held a PhD student position in my NCN grant in the Polonez Bis programme “Quantum effects in many-body light-matter non-equilibrium systems, QLIMNES.”
- Karol Gietka, title of the PhD dissertation “Quantum Metrology with Atoms and Light”, Faculty of Physics, University of Warsaw, supervisor: dr hab. Jan Chwedeńczuk, defense date: 05.2019.

Courses taught *after* obtaining the PhD degree:

- 2025/26 – Classical mechanics, lecture+tutorials, Nicolaus Copernicus University in Toruń, in Polish;
- 2024/25 – Classical mechanics, tutorials, Nicolaus Copernicus University in Toruń, in Polish;
- 2024/25 – Fundamentals of programming, lecture, Nicolaus Copernicus University in Toruń, in Polish;
- 2024/25 – Introduction to stochastic processes, lecture+tutorials, Nicolaus Copernicus University in Toruń, in Polish;
- 2024/25 – Statistics and probability, tutorials, University of Warsaw, in Polish.

Courses taught *before* obtaining the PhD degree:

- 2013 – Quantum mechanics II with theoretical chemistry and molecular spectroscopy, tutorials, University of Warsaw, in Polish;
- 2010 – Electrodynamics, tutorials, University of Warsaw, in English;
- 2010 – Computing Workshop, tutorials, University of Warsaw, in Polish.

Popularization

- (a) 28.04.2025 – 23. Toruński Festiwal Nauki i Sztuki 2024 (23. Toruń Festival of Science and Art): “Quantum mechanics laboratory on a computer – discovering the extraordinary world on a microscale”, (pl. ‘Laboratorium mechaniki kwantowej na komputerze – odkrywamy niezwykły świat w skali mikro”), 2×1 h, ~ 12 persons per meeting, NCU, Toruń.
- (b) 26.07.2024 – General public lecture for the company Altkom Software & Consulting Sp. z o. o., Warsaw, Poland; talk: “Quantum mechanics: from paradoxes to applications,” invitation from CEO Adam Lejman; number of attendees 50 persons, 1 hour.
- (c) 22.04.2024 – 22. Toruński Festiwal Nauki i Sztuki 2024 (22nd Toruń Festival of Science and Art): “Quantum Mechanics Laboratory on a Computer – Secrets of the Micro-Scale World”, 2×1 h, ~ 12 persons per meeting, NCU, Toruń.

- (d) 02.12.2023 – “Kwantowe efekty w układach atomów i fotonów” (en. “Quantum effects in atom and photon systems”) – python programming workshop for high-school students entitled “Cyfrowa Nanonauka” (en. “Digital Nanoscience”) held in Polish; ~12 students, NCU, Toruń.
- (e) 24.04.2023 – 21. Toruński Festiwal Nauki i Sztuki 2023 (21st Toruń Festival of Science and Art): “Quantum Mechanics Laboratory on a Computer - Why does the micro world differ so much from everyday life?”, 2×1 hours, 10-15 persons per h, NCU, Toruń.
- (f) 04.03.2023 - “Fizyka polaronów w kwantowych układach wielu cząstek” (en. “Polaron physics in many-body systems”) – python programming workshop for high-school students entitled “Cyfrowa Nanonauka” (en. “Digital Nanoscience”) held in Polish; 12 students, NCU, Toruń.

Organizational achievements

- 01.09.2022 – 01.10.2024 — Principal Investigator of the Polonez Bis-1 research grant “Quantum effects in many-body light-matter nonequilibrium systems, QLIMNES”, co-funded by the National Science Centre (NCN) in Poland and the European Union’s Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Skłodowska-Curie grant agreement,
total amount: 1 038 043 zł,
project coordinator: dr Tomasz Wasak,
Project ID: 2021/43/P/ST2/02911;
- 09.03.2015 – 08.03.2017 — Principal Investigator of the Iunvetus Plus grant “Generation of correlated pairs of atoms in the four wave mixing process in Bose-Einstein condensates”, founded by the Ministry of Science and Higher Education of Poland,
total amount: 143250 zł,
project coordinator: dr Tomasz Wasak,
project number IP2014 050073,
Contract nr: 0500/IP3/2015/73;
- 2013 — Member of the committee, 7th National Physics Competition “Talent Search” (pl. VII Ogólnopolski Konkurs Fizyczny „Poszukiwanie talentów”), Faculty of Physics, University of Warsaw, Warsaw, Poland.

7 Other information about professional career

Reviews of diploma theses

Bachelor’s thesis reviews:

- Przemysław Zieliński, “Complex quantum systems as a classical measuring devices”, Faculty of Physics, Warsaw University, supervisor: dr hab. Jan Chwedeńczuk, defense date: 12.09.2017.
- Artur Niezgoda, “Phase estimation in atomic interferometer”, Faculty of Physics, University of Warsaw, supervisor: dr hab. Jan Chwedeńczuk, defense date: 06.2016.

Master's thesis reviews:

- Jan Krzywda, "Characterizing environment of the qubits by subjecting them to dynamical decoupling", supervisors: dr hab. Jan Chwedeńczuk and dr hab. Łukasz Cywiński, defense date: 07.2017.
- Marta Sroczyńska, "Quantum dynamics of hybrid systems of ultracold atoms and ions in traps", Faculty of Physics, University of Warsaw, supervisor: dr hab. Zbigniew Idziaszek, defense date: 06.2017.

Reviewer for scientific journals

After obtaining the PhD degree I have served as a Referee for the following journals:

- Physical Review Letters
- Physical Review Research
- PRX Quantum
- Physical Review A

Reviewing activities for international funding bodies

For a couple of years I have been working as an independent expert evaluator for the European Union Research Executive Agency, European Innovation Council, and European Research Council. The details on these activities are presented in the Annex No. 4 - "List of scientific or artistic achievements constituting a significant contribution to the development of a specific discipline."

Awards, prizes, scholarships (selection)

Below I present the latest achievements that I received during my PhD studies (years 2011-2015) and after obtaining the PhD degree (2015-now). The full list is included in Annex No. 4 - "List of scientific or artistic achievements constituting a significant contribution to the development of a specific discipline.", it includes also the declined ones (such as NAWA Ułam scholarship).

1. 06.2025 – Nicolaus Copernicus University Rector's collaborative award of the 2nd degree for scientific achievements, NCU in Toruń,
2. 05.2022 – laureate of the Polonez Bis-1 fellowship programme for experienced researchers, co-funded by the European Commission and the Polish National Science Centre under the Marie Skłodowska-Curie COFUND grant, Nicolaus Copernicus University Poland,
3. 2016 – Polish Physical Society award for the best PhD thesis in 2016,
4. 2015 – PhD thesis distinction by the Research Council of Faculty of Physics, University of Warsaw,
5. 2012–2015 - "Pro-quality scholarship" for outstanding PhD students, University of Warsaw,

6. 2013 – 2014 - Scholarship for the best PhD students, V ed. of Scholarship Contest within the “Modern University” project, University of Warsaw,
7. 2011 – 2015 - Scholarship within International PhD programme of the Foundation for Polish Science, Faculty of Physics, University of Warsaw.

Career breaks

During the period 2020–2025 I have taken in total 273 days of parental leave.

References

- [1] M. Paris: “Quantum estimation for quantum technology”, *Int. J. Quantum Inf.* **07**, 125 (2009).
- [2] S. Amari: “Exponential families and mixture families of probability distributions”, in *Information geometry and its applications* (Springer, Tokyo, 2016), pp. 31–49.
- [3] A. Rath, C. Branciard, A. Minguzzi, and B. Vermersch: “Quantum Fisher Information from Randomized Measurements”, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 260501 (2021).
- [4] L. Pezzé and A. Smerzi: “Entanglement, nonlinear dynamics, and the heisenberg limit”, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 100401 (2009).
- [5] G. Tóth: “Multipartite entanglement and high-precision metrology”, *Phys. Rev. A* **85**, 022322 (2012).
- [6] T. Wang, L. Wu, W. Yang, G. Jin, N. Lambert, and F. Nori: “Quantum Fisher information as a signature of the superradiant quantum phase transition”, *New J. Phys.* **16**, 063039 (2014).
- [7] R. Costa de Almeida and P. Hauke: “From entanglement certification with quench dynamics to multipartite entanglement of interacting fermions”, *Phys. Rev. Res.* **3**, L032051 (2021).
- [8] U. Marzolino and T. Prosen: “Fisher information approach to nonequilibrium phase transitions in a quantum XXZ spin chain with boundary noise”, *Phys. Rev. B* **96**, 104402 (2017).
- [9] P. Hauke, M. Heyl, L. Tagliacozzo, and P. Zoller: “Measuring multipartite entanglement through dynamic susceptibilities”, *Nat. Phys.* **12**, 778 (2016).
- [10] A. J. Daley, H. Pichler, J. Schachenmayer, and P. Zoller: “Measuring Entanglement Growth in Quench Dynamics of Bosons in an Optical Lattice”, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 020505 (2012).
- [11] A. Niezgoda and J. Chwedeńczuk: “Many-body nonlocality as a resource for quantum-enhanced metrology”, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 210506 (2021).
- [12] M. Gärttner, P. Hauke, and A. M. Rey: “Relating out-of-time-order correlations to entanglement via multiple-quantum coherences”, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 040402 (2018).
- [13] J. Lambert and E. S. Sørensen: “From classical to quantum information geometry: a guide for physicists”, *New J. Phys.* **25**, 081201 (2023).
- [14] S. L. Braunstein and C. M. Caves: “Statistical distance and the geometry of quantum states”, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3439 (1994).

- [15] A. Holevo: *Probabilistic and statistical aspects of quantum theory*, Publications of the Scuola Normale Superiore (Scuola Normale Superiore, 2011).
- [16] C. L. Degen, F. Reinhard, and P. Cappellaro: “Quantum sensing”, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 035002 (2017).
- [17] P. Hyllus, W. Laskowski, R. Krischek, C. Schwemmer, W. Wieczorek, H. Weinfurter, L. Pezzé, and A. Smerzi: “Fisher information and multiparticle entanglement”, *Phys. Rev. A* **85**, 022321 (2012).
- [18] H. Strobel, W. Muessel, D. Linnemann, T. Zibold, D. B. Hume, L. Pezzè, A. Smerzi, and M. Oberthaler: “Fisher information and entanglement of non-Gaussian spin states”, *Science* **345**, 424 (2014).
- [19] P. Hyllus, L. Pezzé, and A. Smerzi: “Entanglement and sensitivity in precision measurements with states of a fluctuating number of particles”, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 120501 (2010).
- [20] S. Haroche and J.-M. Raimond: *Exploring the quantum: atoms, cavities, and photons* (Oxford University Press, 2006).
- [21] I. B. Mekhov, C. Maschler, and H. Ritsch: “Probing quantum phases of ultracold atoms in optical lattices by transmission spectra in cavity quantum electrodynamics”, *Nat. Phys.* **3**, 319 (2007).
- [22] N. Dogra, M. Landini, K. Kroeger, L. Hruby, T. Donner, and T. Esslinger: “Dissipation-induced structural instability and chiral dynamics in a quantum gas”, *Science* **366**, 1496 (2019).
- [23] F. Mivehvar, F. Piazza, T. Donner, and H. Ritsch: “Cavity qed with quantum gases: new paradigms in many-body physics”, *Adv. Phys.* **70**, 1 (2021).
- [24] P. Münstermann, T. Fischer, P. Maunz, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe: “Observation of cavity-mediated long-range light forces between strongly coupled atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4068 (2000).
- [25] V. D. Vaidya, Y. Guo, R. M. Kroeze, K. E. Ballantine, A. J. Kollár, J. Keeling, and B. L. Lev: “Tunable-range, photon-mediated atomic interactions in multimode cavity qed”, *Phys. Rev. X* **8**, 011002 (2018).
- [26] M. A. Norcia, R. J. Lewis-Swan, J. R. Cline, B. Zhu, A. M. Rey, and J. K. Thompson: “Cavity-mediated collective spin-exchange interactions in a strontium superradiant laser”, *Science* **361**, 259 (2018).
- [27] R. Mottl, F. Brennecke, K. Baumann, R. Landig, T. Donner, and T. Esslinger: “Roton-type mode softening in a quantum gas with cavity-mediated long-range interactions”, *Science* **336**, 1570 (2012).
- [28] N. Masalaeva, H. Ritsch, and F. Mivehvar: “Tuning photon-mediated interactions in a multimode cavity: from supersolid to insulating droplets hosting phononic excitations”, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 173401 (2023).
- [29] B. P. Marsh, D. A. Schuller, Y. Ji, H. S. Hunt, G. Z. Socolof, D. P. Bowman, J. Keeling, and B. L. Lev: “Multimode cavity qed ising spin glass”, *Physical Review Letters* **135**, 160403 (2025).

- [30] K. Baumann, C. Guerlin, F. Brennecke, and T. Esslinger: “Dicke quantum phase transition with a superfluid gas in an optical cavity”, *Nature* **464**, 1301 (2010).
- [31] H. Ritsch, P. Domokos, F. Brennecke, and T. Esslinger: “Cold atoms in cavity-generated dynamical optical potentials”, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 553 (2013).
- [32] J. Klinder, H. Keßler, M. R. Bakhtiari, M. Thorwart, and A. Hemmerich: “Observation of a superradiant mott insulator in the dicke-hubbard model”, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 230403 (2015).
- [33] R. Landig, L. Hruby, N. Dogra, M. Landini, R. Mottl, T. Donner, and T. Esslinger: “Quantum phases from competing short- and long-range interactions in an optical lattice”, *Nature* **532**, 476 (2016).
- [34] J. Léonard, A. Morales, P. Zupancic, T. Esslinger, and T. Donner: “Supersolid formation in a quantum gas breaking a continuous translational symmetry”, *Nature* **543**, 87 (2017).
- [35] J. Léonard, A. Morales, P. Zupancic, T. Donner, and T. Esslinger: “Monitoring and manipulating higgs and goldstone modes in a supersolid quantum gas”, *Science* **358**, 1415 (2017).
- [36] C. Maschler, H. Ritsch, A. Vukics, and P. Domokos: “Entanglement assisted fast re-ordering of atoms in an optical lattice within a cavity at $t = 0$ ”, *Opt. Commun.* **273**, 446 (2007).
- [37] A. Vukics, C. Maschler, and H. Ritsch: “Microscopic physics of quantum self-organization of optical lattices in cavities”, *New J. Phys.* **9**, 255 (2007).
- [38] F. Finger, R. Rosa-Medina, N. Reiter, P. Christodoulou, T. Donner, and T. Esslinger: “Spin- and momentum-correlated atom pairs mediated by photon exchange and seeded by vacuum fluctuations”, *Phys. Rev. Lett.* **132**, 093402 (2024).
- [39] I. Krešić, G. R. M. Robb, G.-L. Oppo, and T. Ackemann: “Generating multiparticle entangled states by self-organization of driven ultracold atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 163602 (2023).
- [40] H. Konishi, K. Roux, V. Helsen, and J.-P. Brantut: “Universal pair polaritons in a strongly interacting fermi gas”, *Nature* **596**, 509 (2021).
- [41] K. Gietka, P. Szańkowski, T. Wasak, and J. Chwedeńczuk: “Quantum-enhanced interferometry and the structure of twisted states”, *Phys. Rev. A* **92**, 043622 (2015).
- [42] A. Niezgoda, J. Chwedeńczuk, T. Wasak, and F. Piazza: “Cooperatively enhanced precision of hybrid light-matter sensors”, *Phys. Rev. A* **104**, 023315 (2021).
- [43] M. Holland, S. Kokkelmans, M. L. Chiofalo, and R. Walser: “Resonance superfluidity in a quantum degenerate fermi gas”, *Physical review letters* **87**, 120406 (2001).
- [44] E. Timmermans, K. Furuya, P. W. Milonni, and A. K. Kerman: “Prospect of creating a composite fermi–bose superfluid”, *Physics Letters A* **285**, 228–233 (2001).
- [45] C. P. Search, J. M. Campuzano, and M. Zivkovic: “Quantum dynamics of cavity-assisted photoassociation of bose-einstein-condensed atoms”, *Phys. Rev. A* **80**, 043619 (2009).
- [46] G. Szirmai, G. Mazzarella, and L. Salasnich: “Tunneling dynamics of bosonic josephson junctions assisted by a cavity field”, *Phys. Rev. A* **91**, 023601 (2015).

- [47] C. Gross: “Spin squeezing, entanglement and quantum metrology with Bose–Einstein condensates”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **45**, 103001 (2012).
- [48] J. Esteve, C. Gross, A. Weller, S. Giovanazzi, and M. K. Oberthaler: “Squeezing and entanglement in a Bose–Einstein condensate”, *Nature* **455**, 1216 (2008).
- [49] C. Gross, T. Zibold, E. Nicklas, J. Esteve, and M. K. Oberthaler: “Nonlinear atom interferometer surpasses classical precision limit”, *Nature* **464**, 1165 (2010).
- [50] M. F. Riedel, P. Böhi, Y. Li, T. W. Hänsch, A. Sinatra, and P. Treutlein: “Atom-chip-based generation of entanglement for quantum metrology”, *Nature* **464**, 1170 (2010).
- [51] T. Berrada, S. van Frank, R. Bücker, T. Schumm, J.-F. Schaff, and J. Schmiedmayer: “Integrated Mach–Zehnder interferometer for Bose–Einstein condensates”, *Nat. Commun.* **4**, 2077 (2013).
- [52] N. Brunner, D. Cavalcanti, S. Pironio, V. Scarani, and S. Wehner: “Bell nonlocality”, *Reviews of modern physics* **86**, 419–478 (2014).
- [53] M. Płodzień, T. Wasak, E. Witkowska, M. Lewenstein, and J. Chwedeńczuk: “Generation of scalable many-body bell correlations in spin chains with short-range two-body interactions”, *Phys. Rev. Res.* **6**, 023050 (2024).
- [54] F. Scazza, G. Valtolina, P. Massignan, A. Recati, A. Amico, A. Burchianti, C. Fort, M. Inguscio, M. Zaccanti, and G. Roati: “Repulsive fermi polarons in a resonant mixture of ultracold li 6 atoms”, *Physical review letters* **118**, 083602 (2017).
- [55] M. M. Parish and J. Levinsen: “Quantum dynamics of impurities coupled to a fermi sea”, *Physical Review B* **94**, 184303 (2016).
- [56] H. S. Adlong, W. E. Liu, F. Scazza, M. Zaccanti, N. D. Oppong, S. Fölling, M. M. Parish, and J. Levinsen: “Quasiparticle lifetime of the repulsive fermi polaron”, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 133401 (2020).
- [57] C. Kohstall, M. Zaccanti, M. Jag, A. Trenkwalder, P. Massignan, G. M. Bruun, F. Schreck, and R. Grimm: “Metastability and coherence of repulsive polarons in a strongly interacting fermi mixture”, *Nature* **485**, 615–618 (2012).
- [58] N. Darkwah Oppong, L. Riegger, O. Bettermann, M. Höfer, J. Levinsen, M. M. Parish, I. Bloch, and S. Fölling: “Observation of coherent multiorbital polarons in a two-dimensional fermi gas”, *Physical Review Letters* **122**, 193604 (2019).
- [59] S. Pilati, G. Bertaina, S. Giorgini, and M. Troyer: “Itinerant ferromagnetism of a repulsive atomic fermi gas: a quantum monte carlo study”, *Physical review letters* **105**, 030405 (2010).
- [60] P. Massignan, M. Zaccanti, and G. M. Bruun: “Polarons, dressed molecules and itinerant ferromagnetism in ultracold fermi gases”, *Reports on Progress in Physics* **77**, 034401 (2014).
- [61] F. J. Vivanco, A. Schuckert, S. Huang, G. L. Schumacher, G. G. Assumpção, Y. Ji, J. Chen, M. Knap, and N. Navon: “The strongly driven fermi polaron”, *Nature Physics*, 1–6 (2025).

- [62] B. Lücke, M. Scherer, J. Kruse, L. Pezzé, F. Deuretzbacher, P. Hyllus, O. Topic, J. Peise, W. Ertmer, J. Arlt, L. Santos, A. Smerzi, and C. Klempt: "Twin Matter Waves for Interferometry Beyond the Classical Limit", *Science* **334**, 773 (2011).
- [63] G. Mathew, S. Silva, A. Jain, A. Mohan, D. T. Adroja, V. G. Sakai, C. V. Tomy, A. Banerjee, R. Goreti, A. V. N., R. Singh, and D. Jaiswal-Nagar: "Experimental realization of multipartite entanglement via quantum Fisher information in a uniform antiferromagnetic quantum spin chain", *Phys. Rev. Res.* **2**, 043329 (2020).
- [64] M. Yu, Y. Liu, P. Yang, M. Gong, Q. Cao, S. Zhang, H. Liu, M. Heyl, T. Ozawa, N. Goldman, et al.: "Quantum Fisher information measurement and verification of the quantum Cramér–Rao bound in a solid-state qubit", *npj Quantum Inf.* **8**, 56 (2022).
- [65] J. T. Reilly, J. D. Wilson, S. B. Jäger, C. Wilson, and M. J. Holland: "Optimal generators for quantum sensing", *Phys. Rev. Lett.* **131**, 150802 (2023).
- [66] T. L. Gilbert: "Hohenberg-Kohn theorem for nonlocal external potentials", *Phys. Rev. B* **12**, 2111 (1975).
- [67] M. Levy: "Universal variational functionals of electron densities, first-order density matrices, and natural spin-orbitals and solution of the v-representability problem", *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **76**, 6062 (1979).
- [68] J. Cioslowski, Z. Mihálka, and A. Szabados: "Bilinear Constraints upon the Correlation Contribution to the Electron–Electron Repulsion Energy as a Functional of the One-Electron Reduced Density Matrix", *J. Chem. Theory Comput.* **15**, 4862 (2019).
- [69] J. Cioslowski: "One-Electron Reduced Density Matrix Functional Theory of Spin-Polarized Systems", *J. Chem. Theory Comput.* **16**, 1578 (2020).
- [70] A. Görling: "Density-functional theory beyond the Hohenberg-Kohn theorem", *Phys. Rev. A* **59**, 3359 (1999).
- [71] B. Misra and E. C. G. Sudarshan: "The zeno's paradox in quantum theory", *J. Math. Phys.* **18**, 756 (1977).
- [72] W. M. Itano, D. J. Heinzen, J. J. Bollinger, and D. J. Wineland: "Quantum zeno effect", *Phys. Rev. A* **41**, 2295 (1990).
- [73] C. Presilla, R. Onofrio, and U. Tambini: "Measurement quantum mechanics and experiments on quantum zeno effect", *Ann. Phys.* **248**, 95 (1996).
- [74] P. Facchi and S. Pascazio: "Quantum zeno subspaces", *Physical review letters* **89**, 080401 (2002).
- [75] Y. Li, X. Chen, and M. P. Fisher: "Quantum zeno effect and the many-body entanglement transition", *Physical Review B* **98**, 205136 (2018).
- [76] B. Skinner, J. Ruhman, and A. Nahum: "Measurement-induced phase transitions in the dynamics of entanglement", *Physical Review X* **9**, 031009 (2019).
- [77] H. Fröml, A. Chiocchetta, C. Kollath, and S. Diehl: "Fluctuation-induced quantum zeno effect", *Phys. Rev. Lett.* **122**, 040402 (2019).
- [78] M. Sidler, P. Back, O. Cotlet, A. Srivastava, T. Fink, M. Kroner, E. Demler, and A. Imamoglu: "Fermi polaron-polaritons in charge-tunable atomically thin semiconductors", *Nature Physics* **13**, 255–261 (2017).

- [79] L. B. Tan, O. Cotlet, A. Bergschneider, R. Schmidt, P. Back, Y. Shimazaki, M. Kroner, and A. ç. İmamo ğlu: “Interacting polaron-polaritons”, *Phys. Rev. X* **10**, 021011 (2020).
- [80] A. Kamenev: *Field theory of non-equilibrium systems* (Cambridge University Press, 2023).
- [81] L. M. Sieberer, M. Buchhold, and S. Diehl: “Keldysh field theory for driven open quantum systems”, *Reports on Progress in Physics* **79**, 096001 (2016).
- [82] A. Altland and B. Simons: *Condensed matter field theory*, tech. rep. (Cambridge University Press, 2023).
- [83] F. Chevy: “Universal phase diagram of a strongly interacting fermi gas with unbalanced spin populations”, *Phys. Rev. A* **74**, 063628 (2006).
- [84] J. S. Bell: “On the einstein podolsky rosen paradox”, *Physics Physique Fizika* **1**, 195 (1964).
- [85] S. J. Freedman and J. F. Clauser: “Experimental test of local hidden-variable theories”, *Physical review letters* **28**, 938 (1972).
- [86] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger: “Experimental test of bell’s inequalities using time-varying analyzers”, *Physical review letters* **49**, 1804 (1982).
- [87] M. Laméhi-Rachti and W. Mittig: “Quantum mechanics and hidden variables: a test of bell’s inequality by the measurement of the spin correlation in low-energy proton-proton scattering”, *Physical Review D* **14**, 2543 (1976).
- [88] H. Sakai, T. Saito, T. Ikeda, K. Itoh, T. Kawabata, H. Kuboki, Y. Maeda, N. Matsui, C. Rangacharyulu, M. Sasano, et al.: “Spin correlations of strongly interacting massive fermion pairs as a test of bell’s inequality”, *Physical review letters* **97**, 150405 (2006).
- [89] M. Żukowski, A. Zeilinger, M. A. Horne, and A. K. Ekert: ““event-ready-detectors”bell experiment via entanglement swapping”, *Physical Review Letters* **71**, 4287 (1993).
- [90] B. Hensen, H. Bernien, A. E. Dréau, A. Reiserer, N. Kalb, M. S. Blok, J. Ruitenber, R. F. Vermeulen, R. N. Schouten, C. Abellán, et al.: “Loophole-free bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres”, *Nature* **526**, 682–686 (2015).
- [91] W. Rosenfeld, D. Burchardt, R. Garthoff, K. Redeker, N. Ortegel, M. Rau, and H. Weinfurter: “Event-ready bell test using entangled atoms simultaneously closing detection and locality loopholes”, *Physical review letters* **119**, 010402 (2017).
- [92] A. Bassi, A. Großardt, and H. Ulbricht: “Gravitational decoherence”, *Classical and Quantum Gravity* **34**, 193002 (2017).
- [93] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt: “Proposed experiment to test local hidden-variable theories”, *Physical review letters* **23**, 880 (1969).
- [94] L. Pezze, A. Smerzi, M. K. Oberthaler, R. Schmied, and P. Treutlein: “Quantum metrology with nonclassical states of atomic ensembles”, *Reviews of Modern Physics* **90**, 035005 (2018).
- [95] R. Geiger and M. Trupke: “Proposal for a quantum test of the weak equivalence principle with entangled atomic species”, *Physical Review Letters* **120**, 043602 (2018).
- [96] R. I. Khakimov, B. Henson, D. Shin, S. Hodgman, R. Dall, K. Baldwin, and A. Truscott: “Ghost imaging with atoms”, *Nature* **540**, 100–103 (2016).

- [97] R. Dall, A. Manning, S. Hodgman, W. RuGway, K. V. Kheruntsyan, and A. Truscott: “Ideal n-body correlations with massive particles”, *Nature Physics* **9**, 341–344 (2013).
- [98] T. Wasak, P. Szańkowski, R. Bücker, J. Chwedeńczuk, and M. Trippenbach: “Bogoliubov theory for atom scattering into separate regions”, *New Journal of Physics* **16**, 013041 (2014).
- [99] M. Bonneau, J. Ruaudel, R. Lopes, J.-C. Jaskula, A. Aspect, D. Boiron, and C. I. Westbrook: “Tunable source of correlated atom beams”, *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics* **87**, 061603 (2013).
- [100] Q. He, P. Drummond, M. Olsen, and M. Reid: “Einstein-podolsky-rosen entanglement and steering in two-well bose-einstein-condensate ground states”, *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics* **86**, 023626 (2012).
- [101] E. G. Cavalcanti, S. J. Jones, H. M. Wiseman, and M. D. Reid: “Experimental criteria for steering and the einstein-podolsky-rosen paradox”, *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics* **80**, 032112 (2009).
- [102] M. D. Reid, P. D. Drummond, W. P. Bowen, E. G. Cavalcanti, P. K. Lam, H. A. Bachor, U. L. Andersen, and G. Leuchs: “Colloquium: the einstein-podolsky-rosen paradox: from concepts to applications”, *Reviews of Modern Physics* **81**, 1727–1751 (2009).
- [103] G. De Chiara, S. Montangero, P. Calabrese, and R. Fazio: “Entanglement entropy dynamics of heisenberg chains”, *Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment* **2006**, P03001 (2006).
- [104] R. Nandkishore and D. A. Huse: “Many-body localization and thermalization in quantum statistical mechanics”, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **6**, 15–38 (2015).
- [105] J. Ma and X. Wang: “Fisher information and spin squeezing in the lipkin-meshkov-glick model”, *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics* **80**, 012318 (2009).
- [106] T.-L. Wang, L.-N. Wu, W. Yang, G.-R. Jin, N. Lambert, and F. Nori: “Quantum fisher information as a signature of the superradiant quantum phase transition”, *New Journal of Physics* **16**, 063039 (2014).
- [107] R. H. Dicke: “Coherence in spontaneous radiation processes”, *Physical review* **93**, 99 (1954).
- [108] P. Kirton, M. M. Roses, J. Keeling, and E. G. Dalla Torre: “Introduction to the dicke model: from equilibrium to nonequilibrium, and vice versa”, *Advanced Quantum Technologies* **2**, 1800043 (2019).
- [109] A. Altland and F. Haake: “Quantum chaos and effective thermalization”, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 073601 (2012).
- [110] A. Altland and F. Haake: “Equilibration and macroscopic quantum fluctuations in the dicke model”, *New Journal of Physics* **14**, 073011 (2012).
- [111] C. Emary and T. Brandes: “Chaos and the quantum phase transition in the dicke model”, *Phys. Rev. E* **67**, 066203 (2003).
- [112] M. Olshanii: “Atomic scattering in the presence of an external confinement and a gas of impenetrable bosons”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 938–941 (1998).

- [113] T. Bergeman, M. G. Moore, and M. Olshanii: “Atom-atom scattering under cylindrical harmonic confinement: numerical and analytic studies of the confinement induced resonance”, Phys. Rev. Lett. **91**, 163201 (2003).
- [114] G. F. Gribakin and V. V. Flambaum: “Calculation of the scattering length in atomic collisions using the semiclassical approximation”, Phys. Rev. A **48**, 546–553 (1993).
- [115] B. E. Granger and D. Blume: “Tuning the interactions of spin-polarized fermions using quasi-one-dimensional confinement”, Phys. Rev. Lett. **92**, 133202 (2004).
- [116] P. Giannakeas, F. K. Diakonov, and P. Schmelcher: “Coupled ℓ -wave confinement-induced resonances in cylindrically symmetric waveguides”, Phys. Rev. A **86**, 042703 (2012).



Dokument podpisany przez
Tomasz Wasak; UMK w
Toruniu
Data: 2025.11.14 11:22:57 CET

.....
(Applicant's signature)

**Załącznik nr 4. Wykaz osiągnięć naukowych albo artystycznych, stanowiących znaczny wkład
w rozwój określonej dyscypliny**

dr Tomasz Wasak

**Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu**

**I. WYKAZ OSIĄGNIĘĆ NAUKOWYCH ALBO ARTYSTYCZNYCH,
O KTÓRYCH MOWA W ART. 219 UST. 1. PKT 2 USTAWY**

1. Monografie naukowe, zgodnie z art. 219 ust. 1. pkt 2a ustawy;
Nie dotyczy.
2. Cykl powiązanych tematycznie artykułów naukowych, zgodnie z art. 219 ust. 1. pkt 2b ustawy;

Osiągnięcie główne.

Osiągnięciem naukowym jest cykl publikacji pt.:

**Rola oddziaływań oraz dynamiki układu w wytwarzaniu kwantowych korelacji na
potrzeby metrologii oraz nowych stanów materii**

- [H1] Sankalp Sharma, Jan Chwedeńczuk, Tomasz Wasak, „Engineering interactions by collective coupling of atom pairs to cavity photons for entanglement generation”, Phys. Rev. Research 7, L012038 (2025)
- [H2] Tomasz Wasak, Matteo Sighinolfi, Johannes Lang, Francesco Piazza, Alessio Recati, „Decoherence and momentum relaxation in Fermi-polaron Rabi dynamics: a kinetic equation approach”, Phys. Rev. Lett. 132, 183001 (2024)
- [H3] Carlos L. Benavides-Riveros, Tomasz Wasak, Alessio Recati, „Extracting Many-Body Quantum Resources within One-Body Reduced Density Matrix Functional Theory”, Phys. Rev. Research 6, L012052 Letter (2024)
- [H4] Tomasz Wasak, Richard Schmidt, Francesco Piazza, „Quantum-Zeno Fermi polaron in the strong dissipation limit”, Phys. Rev. Research 3, 013086 (2021)
- [H5] D. K. Shin, B. M. Henson, S. S. Hodgman, T. Wasak, J. Chwedeńczuk, A. G. Truscott, „Bell correlations between spatially separated pairs of atoms”, Nature Communications 10, 4447 (2019)
- [H6] Tomasz Wasak, Jan Chwedeńczuk, „Bell inequality, Einstein-Podolsky-Rosen steering

and quantum metrology with spinor Bose-Einstein condensates”, Phys. Rev. Lett. 120, 140406 (2018)

- [H7] Karol Gietka, Jan Chwedeńczuk, Tomasz Wasak, Francesco Piazza, „Multipartite-Entanglement Dynamics in Regular-to-Ergodic Transition: a Quantum-Fisher-Information approach”, Phys. Rev. B 99, 064303 (2019)
- [H8] Krzysztof Jachymski, Tomasz Wasak, Zbigniew Idziaszek, Paul S. Julienne, Antonio Negretti, Tommaso Calarco, „Single-atom transistor as a precise magnetic field sensor”, Phys. Rev. Lett, 120, 013401 (2018)
- [H9] Tomasz Wasak, Krzysztof Jachymski, Tommaso Calarco, Antonio Negretti, „Magnetic-field gradiometer based on ultracold collisions”, Phys. Rev. A 97, 052701 (2018)

Opis mojego wkładu zamieszczony jest w podpisanych oświadczeniach habilitanta, które stanowią załącznik do wniosku. Dla ułatwienia jednak zamieszczam poniżej również kopie tekstu dotyczącą mojego wkładu merytorycznego, odnosząc się do każdej z wyżej wymienionych publikacji. Załączone oświadczenia innych współautorów zawierają ich wkłady w powstanie prac.

Chciałbym zwrócić uwagę, że we wzorze oświadczenia o współautorstwie proponowanym przez Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu zawarte jest zdanie dotyczące również wkładu procentowego danego współautora. Jednak należy zaznaczyć, że nie koordynowałem ani nie sugerowałem procentowego wkładu danego współautora pozostawiając im zupełną swobodę w jego określeniu. Umieszczone przez nich liczby świadczą zatem o ich subiektywnie odczuwanym skwantyfikowaniu wkładu. Biorąc pod uwagę brak jednoznacznego kryterium lub algorytmu obliczania procentowego wkładu, sumaryczny wkład z danej publikacji od wszystkich autorów nie sumuje się do 100% i zdarza się, że jest zarówno większy jak i mniejszy niż ta wartość.

Opisowy wkład habilitanta każdej z wyżej wymienionych publikacji:

Ad. [H1]: Mój udział polegał na:

- zainicjowaniu projektu i opracowaniu geometrii układu (ultrazimny gaz bozonów we wnęce optycznej) oraz sposobów wzbudzania układu (pompowanie fotonów przez lustra wewnętrzne oraz bezpośrednie wzbudzanie par atomów);
- wyprowadzeniu głównych równań na efektywne oddziaływanie indukowane wnęką w formalizmie kwantowej teorii pola;

- wykonanie analitycznego śladowania po molekularnych stopniach swobody – adiabatyczna eliminacja kwantowego operatora pola molekuł;
- nadzorowaniu projektu na wszystkich etapach badań;
- opracowaniu strategii prezentacji wyników;
- wykonaniu niektórych obliczeń analitycznych, np. warunków na optymalność pomiarów, wyprowadzenie efektywnego Hamiltonianu dwumodowego, wykonanie mapowania dwumodowych operatorów na operatory momentu pędu;
- udziale we wszystkich dyskusjach i analizach wyników symulacji numerycznych;
- nadzorowaniu opracowania algorytmów do obliczeń numerycznych oraz ich testowania;
- współprzygotowaniu tekstu publikacji.

Ad. [H2]: Mój udział polegał na:

- opracowaniu metod analitycznych i numerycznych do rozwiązania problemu w formalizmie Keldysa;
- wyprowadzeniu głównych równań w formalizmie nierównowagowej kwantowej teorii pola w podejściu Keldysa;
- wyprowadzeniu pełnych równań kinetycznych, które stały się podstawą głównych wyników w pracy;
- opracowaniu pomysłu badania termalizacji oraz pełnym wyprowadzeniu opisu i analizie dochodzenia do stanu równowagi termodynamicznej polaronów;
- wykonaniu obliczeń analitycznych i numerycznych;
- analizie i interpretacji wyników symulacji numerycznych oraz analitycznych;
- współtworzeniu tekstu publikacji;
- przygotowaniu wykresów w publikacji;
- udziale we wszystkich dyskusjach oraz analizach projektu na wszystkich etapach badań;
- współudziale w ustalaniu strategii prezentacji wyników;
- interpretacji oraz zrozumieniu fizycznemu członów odpowiedzialnych za dekoherencję oraz za redystrybucję rozkładu polaronów;
- analizie wyników doświadczalnych oraz porównaniu z obliczeniami teoretycznymi;
- współtworzeniu tekstu dodatku „Supplemental material”.

Ad. [H3]: Mój udział polegał na:

- współtworzeniu koncepcji projektu;
- udziale we wszystkich dyskusjach nad powstaniem projektu;

- współudziale we wszystkich dyskusjach nad analizą i interpretacją wyników analitycznych;
- opracowaniu teoretycznego podejścia analitycznego: wyrażenie Hamiltonianu przy pomocy operatorów momentu pędu, wyprowadzenie równań na macierz kwantowej informacji Fishera, wprowadzenie funkcjonału macierzy kwantowej informacji Fishera, obliczenie pochodnych funkcjonału po stałych sprzężenia występujących w Hamiltonianie;
- wyprowadzenie równań łączących funkcjonał macierzy kwantowej Fishera oraz funkcjonał energii (lub uniwersalny funkcjonał) – wyprowadzenie wzoru na funkcjonał generujący oraz wykonanie jego analizy analitycznej;
- współudziale w opracowaniu podejścia numerycznego oraz analizie wyników symulacji;
- dyskusjach nad potencjałem połączenia metod metrologii kwantowej oraz uniwersalnych funkcjonałów;
- współtworzeniu treści publikacji oraz dodatku „Supplemental Material”.

Ad. [H4]: Mój udział polegał na:

- współudziale w tworzeniu pomysłu projektu;
- opracowaniu metod analitycznych i numerycznych do rozwiązania problemu w formalizmie Keldysha;
- wyprowadzeniu głównych równań w formalizmie nierównowagowej kwantowej teorii pola w podejściu Keldysha;
- odkryciu kwantowego efektu Zenona w kontekście polaronu Fermiego układzie w układzie z silną dyssypacją;
- interpretacja kwantowego efektu Zenona w ramach teorii rozpraszania w sytuacji nierównowagowej;
- wykonaniu obliczeń analitycznych i numerycznych;
- analizie i interpretacji wyników symulacji numerycznych oraz analitycznych;
- udziale we wszystkich dyskusjach oraz analizach projektu na wszystkich etapach badań;
- ustalaniu strategii prezentacji wyników;
- przygotowanie wykresów w publikacji;
- współtworzeniu tekstu publikacji.

Ad. [H5]: Mój udział polegał na:

- współudziale w tworzeniu pomysłu projektu;
- propozycji dwuciałowego korelatora;
- wyprowadzenie kryterium splątania dla dwuciałowego korelatora;

- wyprowadzenie nierówności Bella dla dwuciałowego korelatora;
- teoretyczne obliczenie wartości korelatora;
- opracowanie modelu teoretycznego układu w ramach teorii Bogoliubova spinorowego kondensatu;
- obliczenie granicznych wartości korelatora potrzebnych doświadczalnie do wykazania nieklasycznych korelacji Bella w ramach teorii Bogoliubova dla spinorowego kondensatu;
- wyrażenie dwuciałowego korelatora przez funkcje korelacji rozproszonych atomów;
- wykonaniu obliczeń analitycznych i numerycznych;
- analizie i interpretacji wyników analitycznych;
- interpretacja danych doświadczalnych;
- udziale we wszystkich dyskusjach naukowych na wszystkich etapach badań;
- współtworzeniu tekstu publikacji;
- współtworzeniu tekstu dodatku „Supplementary information”.

Ad. [H6]: Mój udział polegał na:

- zainicjowaniu projektu i opracowaniu pierwotnego pomysłu badania układu;
- opracowaniu modelu matematycznego układu w ramach teorii Bogoliubova;
- wyprowadzeniu równań dynamicznych dla układu znajdującego się w siatce optycznej;
- zaproponowaniu struktury operatorów momentu pędu;
- zaproponowaniu korelatora do pomiaru nierówności Bella przez operatory momentu pędu;
- udziale w dyskusjach nad interpretacją i znaczeniem korelatora w badanym układzie;
- obliczeniu maksymalnego łamania nierówności Bella w rozważanym układzie;
- obliczeniu krytycznej wartości funkcji korelacji potrzebnej do łamania nierówności Bella;
- udziale w dyskusjach nad fizyczną realizacją rozważanego badania;
- opracowaniu algorytmów i wykonaniu wszystkich obliczeń numerycznych;
- zaproponowaniu kryterium sprawdzającego sterowalność EPR (ang. „EPR steering”);
- opracowaniu oraz obliczeniu kwantowej informacji Fishera;
- udziale we wszystkich dyskusjach oraz analizach na wszystkich etapach badań;
- analizie oraz interpretacji wyników analitycznych oraz numerycznych;
- udziale w dyskusjach nad ustalaniem strategii prezentacji wyników;
- przygotowaniu wykresów w publikacji;
- współtworzeniu tekstu publikacji;
- współtworzeniu tekstu dodatku „Supplemental material”;

Ad. [H7]: Mój udział polegał na:

- interpretacji dynamiki kwantowego Fishera jako narzędzia do studiowania chaotycznej dynamiki;
- udziale w dyskusjach nad zrozumieniem skalowania asymptotycznego czasu względem liczby cząstek oraz względem siły oddziaływania spinów z modelem bozonowym;
- analizie oraz interpretacji wyników numerycznych oraz analitycznych;
- udziale we wszystkich dyskusjach oraz analizach na wszystkich etapach badań;
- udziale w dyskusjach nad strategią prezentacji wyników;
- współtworzeniu tekstu publikacji.

Ad. [H8]: Mój udział polegał na:

- współudziale w tworzeniu pomysłu projektu;
- współudziale opracowania opisu zderzenia atomów w polu magnetycznym i transmisji atomów przez quasi-1D falowodów;
- udziale w dyskusjach nad opracowaniem koncepcji fizycznej sensora pola magnetycznego;
- wykonaniu obliczeń analitycznych i numerycznych dotyczących opisu sensora na potrzeby metrologii kwantowej pola magnetycznego przy pomocy kwantowej informacji Fishera oraz teorii estymacji;
- analizie i interpretacji wyników symulacji numerycznych oraz analitycznych;
- udziale we wszystkich dyskusjach oraz analizach na wszystkich etapach badań;
- ustalaniu strategii prezentacji wyników;
- przygotowanie wykresów w publikacji;
- współtworzeniu treści publikacji oraz dodatku „Supplemental Material”.

Ad. [H9]: Mój udział polegał na:

- współudziale w tworzeniu pomysłu projektu;
- współudziale w opracowaniu opisu zderzeń ultrazimnych atomów;
- opracowaniu modelu matematycznego sensora kwantowego oraz zaproponowaniu charakterystyk opisujących wydajność sensora przy pomocy macierzy informacji Fishera;
- opracowaniu matematycznego formalizmu w ramach teorii estymacji pola oraz gradientów pola magnetycznego przy pomocy rezonansu
- wykonaniu obliczeń analitycznych i numerycznych dotyczących przydatności właściwości rozproszeniowych na potrzeby metrologii kwantowej pola magnetycznego oraz gradientów pola magnetycznego;

- analizie i interpretacji wyników symulacji numerycznych oraz analitycznych;
 - udziale we wszystkich dyskusjach oraz analizach projektu na wszystkich etapach badań;
 - ustalaniu strategii prezentacji wyników;
 - przygotowaniu wykresów w publikacji;
 - współtworzeniu tekstu publikacji;
 - wykonaniu obliczeń analitycznych i numerycznych.
3. Zrealizowane oryginalne osiągnięcia projektowe, konstrukcyjne, technologiczne lub artystyczne, zgodnie z art. 219 ust. 1. pkt 2c ustawy;
Nie dotyczy.
 4. Inne, niż wymienione w pkt. I.1-3, osiągnięcia naukowe lub artystyczne.

Osiągnięcie dodatkowe.

Publikacje

(nie uwzględnione w spisie z punktu I.2 powyżej)

Preprinty:

1. **Tomasz Wasak**, Falko Pientka, Francesco Piazza, „Fermi polaron laser in two-dimensional semiconductors”, arXiv:2103.14040 (2021).
2. **Tomasz Wasak**, Gerard Pascual, Gregory E. Astrakharchik, Jordi Boronat, Antonio Negretti, “The Bose polaron as thermometer of a trapped Bose gas: a quantum Monte Carlo study”, arXiv:2503.04553 (2025).

Opublikowane:

Po uzyskaniu stopnia doktora:

1. Marta Sroczyńska, **Tomasz Wasak**, Zbigniew Idziaszek, „Analytically solvable quasi-one-dimensional Kronig-Penney model”, Phys. Rev. A **111**, 023313 (2025).
2. G. Pascual, **T. Wasak**, A. Negretti, G.E. Astrakharchik, J. Boronat, „Temperature-induced miscibility of impurities in trapped Bose gases”, Phys. Rev. Research **6**, L022014 Letter (2024).
3. Marcin Płodzień, **Tomasz Wasak**, Emilia Witkowska, Maciej Lewenstein, Jan Chwedeńczuk, „Generation of scalable many-body Bell correlations in spin chains with short-range two-body interactions”, Phys. Rev. Research **6**, 023050 (2024).
4. Paweł Zin, Maciej Pylak, **Tomasz Wasak**, Krzysztof Jachymski, Zbigniew Idziaszek, „Quantum droplets in a dipolar Bose gas at a dimensional crossover”, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **54**,

165302 (2021)

5. Artur Niezgoda, Jan Chwedenczuk, **Tomasz Wasak**, Francesco Piazza, „Cooperatively enhanced precision of hybrid light-matter sensors”, *Phys. Rev. A* **104**, 023315 (2021).
6. **Tomasz Wasak**, Zbigniew Idziaszek, „Quantum reactive scattering in the long-range ion-dipole potential”, *Phys. Rev. A* **103**, 023324 (2021).
7. Paweł Zin, **Tomasz Wasak**, Denis Boiron, and Christoph I. Westbrook, „Pair correlation of atoms scattered from colliding Bose-Einstein quasicondensates”, *Phys. Rev. A* **101**, 033616 (2020).
8. Paweł Ziń, Maciej Pylak, **Tomasz Wasak**, Mariusz Gajda, Zbigniew Idziaszek, „Quantum Bose-Bose droplets at a dimensional crossover”, *Phys. Rev. A* **98**, 051603 (R) (2018),
9. Paweł Ziń, **Tomasz Wasak**, „Properties of atomic pairs produced in the collision of Bose-Einstein condensates”, *Phys. Rev. A* **97**, 043620 (2018),
10. Marta Sroczynska, **Tomasz Wasak**, Krzysztof Jachymski, Tommaso Calarco, Zbigniew Idziaszek, „Trap-induced shape resonances in an ultracold few-body system of an atom and static impurities”, *Phys. Rev. A* **98**, 012708 (2018).
11. **Tomasz Wasak**, Augusto Smerzi, Jan Chwedeńczuk, „Role of particle entanglement in the violation of Bell inequalities”, *Sci. Rep.* **8**, 1777 (2018),
12. Karol Gietka, **Tomasz Wasak**, Jan Chwedeńczuk, Francesco Piazza, Helmut Ritsch, „Quantum-enhanced interferometry with cavity QED-generated non-classical light”, *Eur. Phys. J. D* **71**, 273 (2017),
13. **T. Wasak**, A. Smerzi, L. Pezzé, J. Chwedeńczuk, „Optimal measurements in phase estimation: simple examples”, *Quantum Inf. Process.* **15**, 2231 (2016),
14. **T. Wasak**, P. Szańkowski, M. Trippenbach, J. Chwedeńczuk, „Cauchy-Schwarz inequality for general measurements as an entanglement criterion”, *Quantum Inf. Process.* **15**, 269 (2016),
15. **T. Wasak**, P. Szańkowski, V. V. Konotop, M. Trippenbach, „Four-wave mixing in a PT-symmetric coupler”, *Optics Letters* **40**, 5291 (2015),
16. K. Gietka, P. Szańkowski, **T. Wasak**, J. Chwedeńczuk, „Quantum-enhanced interferometry and the structure of twisted states”, *Phys. Rev. A* **92**, 043622 (2015),

Przed uzyskaniem stopnia doktora:

1. **T. Wasak**, P. Szańkowski, J. Chwedeńczuk, „Interferometry with independently prepared Bose-Einstein condensates”, *Phys. Rev. A* **91**, 043619 (2015),
2. K. Zegadlo, **T. Wasak**, B. Malomed, M. Karpierz, M. Trippenbach, „Stabilization of solitons under competing nonlinearities by external potentials”, *Chaos* **24**, 043136 (2014),

3. **T. Wasak**, M. Krych, Z. Idziaszek, M. Trippenbach, Y. Avishai, Y. B. Band, „Simple model of Feshbach resonance in the strong-coupling regime”, *Phys. Rev. A* **90**, 052719 (2014),
4. **T. Wasak**, V. V. Konotop and M. Trippenbach, „Four-wave mixing with Bose-Einstein condensates in nonlinear lattices”, *Europhys. Lett.* **105**, 64002 (2014),
5. **T. Wasak**, P. Szańkowski, P. Ziń, M. Trippenbach, J. Chwedeńczuk, „Cauchy-Schwarz inequality and particle entanglement”, *Phys. Rev. A* **90**, 033616 (2014),
6. **T. Wasak**, P. Szańkowski, R. Bücker, J. Chwedeńczuk, M. Trippenbach, „Bogoliubov theory for atom scattering into separate regions”, *New J. Phys.* **16**, 013041 (2014),
7. **T. Wasak**, V. V. Konotop, and M. Trippenbach, „Atom laser based on four-wave mixing with Bose-Einstein condensates in nonlinear lattices”, *Phys. Rev. A* **88**, 063626 (2013),
8. P. Deuar, **T. Wasak**, P. Ziń, J. Chwedeńczuk, M. Trippenbach, „Tradeoffs for number squeezing in collisions of Bose-Einstein condensates”, *Phys. Rev. A* **88**, 013617 (2013),
9. **T. Wasak**, J. Chwedeńczuk, P. Ziń, M. Trippenbach, „Raman scattering of atoms from a quasicondensate in a perturbative regime”, *Phys. Rev. A* **86**, 043621 (2012),
10. **T. Wasak**, P. Szańkowski, W. Wasilewski, K. Banaszek, “Entanglement-based signature of nonlocal dispersion cancellation”, *Phys. Rev. A* **82**, 052120 (2010).

Nagrody uzyskane po uzyskaniu stopnia doktora:

1. 06.2025 – Zespołowa nagroda Rektora UMK stopnia drugiego za osiągnięcie naukowe, UMK w Toruniu,
2. 05.2022 – laureat Polonez Bis-1 stypendium dla doświadczonych naukowców, współfinansowane przez Komisję Europejską oraz Narodowe Centrum Nauki NCN w ramach programu Marii Skłodowskiej-Curie grant COFUND, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, Polska,
3. 11.2021 – laureat Ulam NAWA Programme, Polish National Agency for Academic Exchange (NAWA), Nicolaus Copernicus University Poland (*zrezygnowałem ze względu na uzyskanie grantu Polonez Bis NCN Confund MSCA EU*),
4. 06.2021 – laureat AIAS-COFUND II Marie Skłodowska-Curie Fellowship, Aarhus University, Denmark (*zrezygnowałem ze względu na sytuację rodzinną*),
5. 2016 – Nagroda Polskiego Towarzystwa Fizycznego za najlepszą pracę doktorską w 2016 roku,
6. 2015 – Wyróżnienie pracy doktorskiej przez Radę Naukową Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

Nagrody uzyskane przed uzyskaniem stopnia doktora:

7. 2014 – 2015 - „Pro-quality scholarship” for outstanding PhD students, Uniwersytet Warszawski
8. 2013 – 2014 - Scholarship for the best PhD students, V ed. of Scholarship Contest within the „Modern University” project,
9. 2012-2013 – „Pro-quality scholarship”, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego,
10. 2011 – 2015 – Stypendium w ramach Międzynarodowych Studiów Doktoranckich MPD Fundacji na rzecz Nauki Polskiej,
11. 2010 – 2011 – Stypendium w programie TEAM Fundacji na rzecz Nauki Polskiej,
12. 2010 – Obrona pracy magisterskiej z wyróżnieniem,
13. 2006 – 2009 – Stypendium Wydziału Fizyki dla najlepszych studentów, Wydział Fizyki UW.

II. WYKAZ AKTYWNOŚCI NAUKOWEJ ALBO ARTYSTYCZNEJ

1. Wykaz członkostwa w redakcjach naukowych monografii.
Nie dotyczy.
2. Wykaz wystąpień na krajowych lub międzynarodowych konferencjach naukowych lub artystycznych, z wyszczególnieniem przedstawionych wykładów na zaproszenie i wykładów plenarnych.

Wygłoszone prezentacje na konferencjach naukowych po uzyskaniu stopnia doktora:

Całkowita liczba wystąpień na konferencjach po uzyskaniu stopnia doktora: 16.

- | | |
|---------------|---|
| 01-05.09.2025 | Quantum Optics 11 Conference, Kraków, Poland;
Talk: “Engineering interactions by collective coupling of atom pairs to cavity photons for entanglement generation”; |
| 23-27.06.2025 | 29 th Central European Workshop on Quantum Optics CEWQO29, Vilnius, Lithuania,
Hot-topic talk: “Engineering interactions by collective coupling of atom pairs to cavity photons for entanglement generation”; |
| 18.04.2023 | Workshop NanoDay Meeting, Institute of Physics, Nicolaus Copernicus University in Toruń, Poland,
Invited talk: „Fermi polaron lasing in two dimensional semiconductors weakly coupled to cavity photons”; |
| 13-17.02.2023 | International Workshop „Blackbody Radiation Induced Effects and Phenomena”, Erwin Schrödinger International Institute for Mathematics and Physics, Wien, Austria
Invited talk: „Non-equilibrium Fermi polarons in driven-dissipative systems” |
| 27-30.06.2021 | International workshop „Collective Effects and Non-Equilibrium Quantum Dynamics”, Wilhelm und Else Heraeus Stiftung, Bad Honnef, Germany,
Poster: „Fermi-polaron lasing in monolayer charge-tunable semiconductors”; |

- 15-20.04.2021 International virtual workshop „Korrelationstage 2021”, Max-Planck-Institute PKS, Dresden, Germany;
Poster: „Fermi-polaron lasing in monolayer charge-tunable semiconductors”;
- 27-30.10.2020 International conference on „Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures” PLMCN-2020, Clermont-Ferrand, France;
Poster: „Fermi-polaron dynamics in driven-dissipative 2D materials”;
- 11-16.09.2018 International conference: “Quantum Technologies Conference IX - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Jastarnia - Hel, Polska;
Talk: “Quantum Bose-Bose droplets at a dimensional crossover”;
- 25.02-03.03.2018 International conference: „Quantum Optics 2018”, Obergurgl, Austria;
Poster : „Single-atom transistor as a precise magnetic field sensor”;
- 17-23.09.2017 International conference: „Quantum Optics IX”, Gdańsk, Poland;
Talk: „Ultracold collisional magnetic field sensor”;
- 13-15.09.2017 Workshop „FoKA: Fotony-Kwanty-Atomy” (Photons-Quanta-Atoms), Kazimierz Dolny, Poland;
Talk: „Collision in the system of atoms, ions, and molecules, and entangled states in quantum metrology”
- 19-21.07.2017 Workshop: „Charge impurities in cold atomic and molecular physics”, Institute for Theoretical Atomic Molecular and Optical Physics, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, USA;
Invited talk: „Application of ultracold atom-atom and atom-ion systems for magnetic field sensing”
- 10-13.04.2017 Workshop: „From few to many: Exploring quantum systems one atom at a time”, Obergurgl, Austria;
Poster: „Description of dipole-dipole scattering within quantum defect theory”;
- 20-25.09.2016 International conference: “Quantum Technologies Conference VII - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Warsaw, Polska;
Talk: “Generation of non-classical states of light due to single atom interaction in optical cavity for quantum enhanced metrology”;
- 24-29.07.2016 Workshop 1st CoCo Summer School „Ultracold few- and many-body systems: Quantum mechanics made crystal clear”, Mittelwihrl, France;
Poster: „Description of ultracold collision between dipole and ion”;
- 28.09 – 30.09.2015 Workshop: “Hybrid Atomic Quantum Systems”, Center for Quantum Optical Technologies, University of Hamburg, Germany;
Poster: “Theory for twin matter waves experiments”;

Wygłoszone prezentacje na konferencjach naukowych przed uzyskaniem stopnia doktora:

Całkowita liczba wystąpień na konferencjach przed uzyskaniem stopnia doktora: 10.

- 21.06 – 27.06.2015 International conference: “Quantum Technologies Conference VI - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Warsaw, Poland;
Talk: “Interferometry with independently prepared Bose-Einstein condensates”;
- 07.09 – 13.09.2014 International conference: “Quantum Technologies Conference V - Manipulating

- photons, atoms, and molecules", Cracow, Poland;
Talk: "Cauchy-Schwarz inequality and particle entanglement";
- 28.05 – 31.05.2014 International conference „BEC 2014 – Quantum Gases and Quantum Coherence”, Levico Terme, Italy;
Poster: „Cauchy-Schwarz inequality and particle entanglement”;
- 15.09 – 20.09.2013 International conference: “Quantum Technologies Conference IV - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Warsaw, Poland;
Talk: "Theory for twin matter waves experiments”;
- 30.06 – 05.07.2013 International conference: „Quantum Information Processing and Communication”, Florence, Italy;
Poster: „Theory for twin matter waves experiments”;
- 26.05 – 01.06.2013 International conference: „Quantum Optics VIII”, Jachranka near Warsaw, Poland;
Talk: „Theory for twin matter waves experiments”;
- 09.09 – 15.09.2012 International conference: “Quantum Technologies Conference III - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Warszawa, Polska;
Talk: "Quantum model for twin-beam experiment”;
- 02.04 – 03.04.2012 Workshop: "Correlated atomic pairs", Institute d'Optique, Palaiseau, France;
Poster: „Estimation of the temperature of the quasi-condensate”;
- 30.08 – 04.09.2011 International conference: “Quantum Technologies Conference II - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Cracow, Poland;
Talk: „Scattering of atoms in a collision of quasi-condensates”;
- 11.02 – 19.02.2011 International conference: Young Atom Opticians Conference 2011, Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover, Germany;
Talk: “Scattering of atoms in collision of Bose-Einstein Condensates”;

Wygłoszone seminaria (na zaproszenie) po uzyskaniu stopnia doktora:

Całkowita liczba wygłoszonych seminariów po uzyskaniu stopnia doktora: 16.

- 29.02.2024 Seminar at Theoretical Physics III, Center for Electronic Correlations and Magnetism, Institute of Physics, University of Augsburg, Germany;
Tytuł: “Decoherence and momentum relaxation in Fermi-polaron Rabi dynamics”.
Zapraszający: Prof. Francesco Piazza
- 20.02.2024 Cavity Quantum Electrodynamics Group Seminar, Institut für Theoretische Physik, Universität Innsbruck, Innsbruck, Austria;
Tytuł: “Decoherence and momentum relaxation in Fermi-polaron Rabi dynamics”.
Zapraszający: Prof. Helmut Ritsch
- 13.04.2023 Thursday Colloquium, Institute of Physics, Nicolaus Copernicus University, Toruń, Poland,
Tytuł: „Non-equilibrium physics of mobile impurities in quantum many-body gases”.
Zapraszający: prof. dr hab. Ireneusz Grabowski
- 28.03.2023 Pitaevskii BEC Center, CNR-INO and Dipartimento di Fisica, Povo, Trento, Italy
Tytuł: „ Quantum kinetic theory of Fermi polarons”
Zapraszający: Dr. Alessio Recati;

- 23.03.2023 Optical Seminar, Faculty of Physics, University of Warsaw,
Tytuł: „Quantum kinetic theory of Fermi polarons”
Zapraszający: prof. dr hab. Michał Tomza;
- 30.11.2021 Theoretical Physics Seminar at the Institute of Physics in Polish Academy of Sciences,
Warsaw, Poland;
Tytuł: „Fermi polarons in non-equilibrium systems”
Zapraszający: Prof. Michał Matuszewski;
- 08.06.2021 Quantum Optics Seminar at the University of Innsbruck, Austria;
Tytuł: „Non-equilibrium Fermi polarons in driven-dissipative systems”
Zapraszający: Dr. Hannes Pichler;
- 13.04.2021 Seminar at the Department of Quantum Physics, Faculty of Physics, Astronomy and
Informatics, Nicolaus Copernicus University, Toruń, Poland;
Tytuł: „Non-equilibrium Fermi polarons in driven-dissipative systems”
Zapraszający: dr hab. Michał Zieliński, prof. UMK;
- 08.10.2018 Seminar at Prof. Jan Michael Rost's group meeting at Finite Systems Division, Max
Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Dresden, Germany;
Tytuł: „Quantum Bose-Bose droplets at a dimensional crossover”;
Zapraszający: Prof. Jan Michael Rost;
- 01.12.2017 Seminar at the Institute of Theoretical Physics (jointly with the Institute of
Experimental Physics), Faculty of Physics and Astronomy, Wrocław University,
Wrocław, Poland;
Tytuł: „Quantum interferometry with ultracold atomic gases”;
Zapraszający: dr hab. Piotr Ługiewicz;
- 26.10.2017 Quantum Information Seminar, Faculty of Physics University of Warsaw, Warsaw,
Poland;
Tytuł: Ultracold collisions in the atom-atom and atom-ion systems and their
application for magnetic field sensing”;
Zapraszający: dr hab. Rafał Demkowicz-Dobrzański;
- 20.03.2017 Seminar at the Department of Atom Optics, Faculty of Physics, Jagiellonian
University, Cracow, Poland;
Tytuł: "Generation of nonclassical pairs of atoms in the context of Bell inequalities”;
Zapraszający: prof. Krzysztof Sacha;
- 11.02.2017 Talk given for the award for best PhD thesis in 2016 obtained from Polish Physical
Society, Poland;
Tytuł: „Atom interferometry in ultracold quantum gases”;
Zapraszający: PTF
- 25.05.2016 BEC seminar, Center for Theoretical Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw,
Poland;
Tytuł: "Ultracold collisions between ions and polar molecules”;
Zapraszający: prof. Kazimierz Rzążewski;
- 25.11.2015 BEC seminar, Center for Theoretical Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw,
Poland;
Tytuł: “Four wave mixing as a consequence of two-body collisions”;
Zapraszający: prof. Kazimierz Rzążewski;
- 13.10.2015 Seminar given in Prof. Helmut Ritsch's group, Institut für Theoretische Physik,
Universität Innsbruck, Innsbruck, Austria;

Tytuł: "What can we learn from second-order correlation function about the entanglement"
Zapraszający: Prof. Helmut Ritsch;

Wygłoszone seminaria (na zaproszenie) przed uzyskaniem stopnia doktora:

Całkowita liczba wygłoszonych seminariów przed uzyskaniem stopnia doktora: 4.

- | | |
|------------|---|
| 13.05.2015 | Seminar: Physics Faculty Seminars on Modern Trends in Physics Research, Faculty of Physics, Adam Mickiewicz University, Poznań, Poland;
Tytuł: „Cauchy-Schwarz inequality and particle entanglement”;
Zapraszający: prof. Adam Miranowicz; |
| 26.05.2014 | Seminar at LENS-QSTAR in Florence, LENS - European Laboratory for Non-Linear Spectroscopy at University of Florence, Florence, Italy;
Tytuł: „What can we learn from second-order correlation function about the entanglement?”
Zapraszający: prof. Augusto Smerzi; |
| 20.02.2014 | Optics Seminar, Faculty of Physics, University of Warsaw, Poland;
Tytuł: „Nonclassical correlations in many-body atomic systems”;
Zapraszający: prof. Tadeusz Stacewicz; |
| 13.05.2013 | Seminar, Department of Atom Optics, Jagiellonian University, Cracow, Poland;
Tytuł: „Theory for twin atom beams experiments”;
Zapraszający: prof. Krzysztof Sacha. |

3. Wykaz udziału w komitetach organizacyjnych i naukowych konferencji krajowych lub międzynarodowych, z podaniem pełnionej funkcji.

2013 – Członek komisji, VII Ogólnopolski Konkurs Fizyczny „Poszukiwanie talentów”, Uniwersytet Warszawski

4. Wykaz uczestnictwa w pracach zespołów badawczych realizujących projekty finansowane w drodze konkursów krajowych lub zagranicznych, z podziałem na projekty zrealizowane i będące w toku realizacji, oraz z uwzględnieniem informacji o pełnionej funkcji w ramach prac zespołów.

Projekty zrealizowane:

Udział w grantach po uzyskaniu stopnia doktora:

- | | |
|-------------------------|---|
| 01.09.2022 – 01.10.2024 | Kierownik/Principal Investigator grantu Polonez Bis-1 „Quantum effects in many-body light-matter nonequilibrium systems, QLIMNES”, współfinansowane przez Narodowe Centrum Nauki (NCN) w Polsce oraz Program Badań i Innowacji Horyzont 2020 Unii Europejskiej w programie Marii Skłodowskiej-Curie, |
|-------------------------|---|

- Całkowita kwota: 1 038 043 zł,
Kierownik projektu: dr Tomasz Wasak,
Project ID: 2021/43/P/ST2/02911;
- 01.11.2015 – 24.05.2018 **Wykonawca/Post-doc** w grantie Narodowego Centrum Nauki grant Harmonia „Realistic models of collisions for ultracold systems of atoms, ions, and polar molecules”,
Całkowita kwota: 959 790 zł,
Kierownik: dr hab. Zbigniew Idziaszek,
Project ID: 2014/14/M/ST2/00015,
- 08.09.2015 – 31.10.2015 **Wykonawca/Grant contractor** w grantie Narodowego Centrum Nauki grant Harmonia „Realistic models of collisions for ultracold systems of atoms, ions, and polar molecules”,
Całkowita kwota: 959 790 zł,
Kierownik: dr hab. Zbigniew Idziaszek,
Project ID: 2014/14/M/ST2/00015,
- 09.03.2015 – 08.03.2017 **Kierownik/Principal Investigator** grantu Iunvetus Plus „Generation of correlated pairs of atoms in the four wave mixing process in Bose-Einstein condensates”, Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego w Polsce,
Całkowita kwota: 143250 zł,
Numer projektu IP2014 050073,
Numer kontraktu: 0500/IP3/2015/73.

Udział w grantach przed uzyskaniem stopnia doktora:

- 09.03.2015 – 08.03.2017 **Kierownik/Principal Investigator** grantu Iunvetus Plus „Generation of correlated pairs of atoms in the four wave mixing process in Bose-Einstein condensates”, Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego w Polsce,
Całkowita kwota: 143250 zł,
Numer projektu IP2014 050073,
Numer kontraktu: 0500/IP3/2015/73.
- 08.2012 – 02.2016 **Wykonawca/Grant contractor** w grantie NCN Sonata: „Generation and application of non-classical states of atoms for quantum interferometry”,
Całkowita kwota: 460 440 zł,
Kierownik projektu: dr Jan Chwedeńczuk,
Numer projektu: DEC-2011/03/D/ST2/00200.
- 04.2011– 04.2014 **Wykonawca/Grant contractor** w grantie NCN: „Analysis of nonlinear and many-body effects in quantum atomic gases”,
Całkowita kwota: 240 200 zł,
Kierownik projektu: prof. dr hab. Marek Trippenbach.
- 01.08.2011 – 30.06.2015 **Stypendium doktoranckie/PhD student position** w programie “International PhD studies at the Faculty of Physics, University of Warsaw”, finansowane przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej, Polska,
Kierownik projektu: prof. dr hab. Marek Trippenbach,
- 10.2010 – 07.2011 **Stypendium doktoranckie/PhD student position** w projekcie “Photonic implementations of quantum-enhanced technologies”, w ramach programu TEAM, finansowanego przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej; Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski,
Kierownik projektu: prof. dr hab. Konrad Banaszek,

ID projektu: TEAM/2009-3/1.

01.2010 – 09.2010

Stypendium magisterskie/Student research position w projekcie “Photonic implementations of quantum-enhanced technologies”, w ramach programu TEAM, finansowanego przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej; Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski,
Kierownik projektu: prof. dr hab. Konrad Banaszek,
ID projektu: TEAM/2009-3/1.

5. Wykaz członkostwa w międzynarodowych lub krajowych organizacjach i towarzystwach naukowych wraz z informacją o pełnionych funkcjach.
6. Wykaz staży w instytucjach naukowych lub artystycznych, w tym zagranicznych, z podaniem miejsca, terminu, czasu trwania stażu i jego charakteru.

Dłuższe staże (staż podoktorski) po uzyskaniu stopnia doktora:

18.06.2018-30.08.2022 – Postdoc w grupie badawczej „Strongly Correlated Light-Matter Systems” prowadzona przez Dr. Francesco Piazza, Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Dresden, Germany;

01.11.2015-24.05.2018 – Postdoc w grupie badawczej dr. Zbigniewa Idziaszeka, Wydział Fizyki Uniwersytet Warszawski.

Krótkie pobyty/staże po uzyskaniu stopnia doktora:

1. 2024.02, 2 dni, Uni. Augsburg, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Prof. Francesco Piazza
2. 2024.02, 7 dni, Uni. Trento, Italy, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Dr. Alessio Recati, Prof. Iacopo Carusotto,
3. 2024.02, 2 dni, Uni. Innsbruck, Austria, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Prof. Helmut Ritsch, Dr. Farokh Mivehvar
4. 2023.06, 8 dni, Uni. Trento, Italy, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Dr. Alessio Recati, Dr. Carlos Benavides-Riveros,
5. 2023.04, 8 dni, Uni. Trento, Italy, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Dr. Alessio Recati, Dr. Carlos Benavides-Riveros,
6. 2020.03, 3 dni, Uni. Toruń, Poland, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Dr. P. Żuchowski,
7. 2017.04, 4 dni, Uni. Hamburg, Germany, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Dr. A. Negretti,
8. 2017.05, 4 dni, Uni. Stuttgart, Germany, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Dr. K. Jachymski, Prof. H.P. Buechler,
9. 2017.02, 3 dni, Uni. Hamburg, Germany, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Dr. A. Negretti, Dr. K. Jachymski, Dr. R. Gerritsma,
10. 2016.05, 1 dni, Uni. Ulm, Germany, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Prof. T. Calarco, Dr. A. Negretti,
11. 2016.05, 1 dni, Uni. Stuttgart, Germany, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Prof. H.P. Buechler, Dr. K. Jachymski,
12. 2016.04, 2 tygodni, Uni. Innsbruck, Austria, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Prof. H. Ritsch, Dr. F. Piazza,

13. 2015.10, 1 miesiąc, Uni. Innsbruck, Austria, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Prof. H. Ritsch, Dr. F. Piazza,

Krótkie pobyty/staże przed uzyskaniem stopnia doktora:

14. 2014.05, 2 miesiące, INO, Florence, Italy, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Prof. A. Smerzi,
15. 2013.02, 1 miesiąc, INO, Florence, Italy, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Prof. A. Smerzi,
16. 2012.10, 2 miesiące, INO, Florence, Italy, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Prof. A. Smerzi,
17. 2011.10, 2 miesiąc, Institute d'Optique, Palaiseau, France, rozmowy naukowe nad wspólnymi projektami: Prof. C. Westbrook.
7. Wykaz członkostwa w komitetach redakcyjnych i radach naukowych czasopism wraz z informacją o pełnionych funkcjach (np. redaktora naczelnego, przewodniczącego rady naukowej, itp.).
8. Wykaz recenzowanych prac naukowych lub artystycznych, w szczególności publikowanych w czasopismach międzynarodowych.
1. Physical Review Letters (ca. 12 raportów)
 2. Physical Review Research
 3. PRX Quantum
 4. Physical Review A
9. Wykaz uczestnictwa w programach europejskich lub innych programach międzynarodowych.
10. Wykaz udziału w zespołach badawczych, realizujących projekty inne niż określone w pkt. II.4.

Udział w projekcie zrealizowanym przed uzyskaniem stopnia doktora:

07.2013 - Kierownik projektu "Optimal measurements for the classical and quantum Fisher information with applications in interferometry", finansowanego przez Consiglio Nazionale Delle Ricerche (CNR), Florencja, Włochy;

Całkowita kwota: 2 000 euro,

Cel: praca nad zagadnieniami optymalnych pomiarów i interferometrii atomowej we współpracy z Prof. Augusto Smerzi, Istituto Nazionale di Ottica, Florencja, Włochy,

Numer ID: CNRINO n. 1910 z 28/02/2013.

11. Wykaz uczestnictwa w zespołach oceniających wnioski o finansowanie badań, wnioski o przyznanie nagród naukowych, wnioski w innych konkursach mających charakter naukowy lub dydaktyczny.

Udział w zespołach oceniających wnioski o finansowanie badań

po uzyskaniu stopnia doktora:

1. Niezależny ekspert oceniający (zdalnie) [ang. Independent Expert Evaluator] – program Horizon 2020, Komisja Europejska, Agencja Wykonawcza ds. Badań Naukowych (Research Executive Agency REA): 2017, 2018, 2020.
2. Niezależny ekspert oceniający (zdalnie) [ang. Independent Expert Evaluator] – program Horizon Europe, Europejska Rada ds. Innowacji (European Innovation Council EIC), EIC and SMEs Executive Agency (EISMEA), European Commission: 2021, 2022, 2023, 2024, 2025.
3. Niezależny ekspert oceniający (zdalnie) [ang. Independent Expert Evaluator] – ERC Consolidator Grant, European Research Council (ERCEA), European Commission: 2025.

12. Inne

Opieka nad pracami dypłomowymi:

1. Opiekun pomocniczy pracy doktorskiej Karola Gietki, tytuł rozprawy doktorskiej: „Quantum Metrology with Atoms and Light”; Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, opiekun: dr hab. Jan Chwedeńczuk, data obrony: 05.2019,
2. Opiekun pomocniczy pracy doktorskiej Sankalp Sharma (od 2022 do teraz); Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, opiekun: dr hab. Piotr Żuchowski. Mgr Sankalp Sharma był stypendystą w projekcie NCN Polonez Bis-1 pt. „Quantum effects in many-body light-matter nonequilibrium systems, QLIMNES”, którego byłem kierownikiem.

Popularyzacja nauki:

28.04.2025 – 23. Toruński Festiwal Nauki i Sztuki 2024, warsztaty "Laboratorium mechaniki kwantowej na komputerze – odkrywamy niezwykły świat w skali mikro", 2 x 1godzina, 12 osób na spotkanie (1h), UMK, Toruń.

26.07.2024 – Wykład dla pracowników Altkom Software & Consulting Sp. z o. o., Warsaw, Poland; Prezentacja pt.: "Mechanika kwantowa: od paradoksów do zastosowań", zaproszenie od CEO Adama Lejmana; liczba uczestników ~ 50 osób, czas trwania: 1 godzina.

22.04.2024 – 22. Toruński Festiwal Nauki i Sztuki 2024: Warsztaty z programowania "Laboratorium mechaniki kwantowej na komputerze – tajemnice mikroskopowego świata", 2x1 godzina, 12 osób na spotkanie, UMK, Toruń.

02.12.2023 – “Kwantowe efekty w układach atomów i fotonów” – warsztaty programowania z Pythona dla uczniów szkół średnich w projekcie “Cyfrowa Nanonauka”; ~12 osób, UMK, Toruń.

24.04.2023 – 21. Toruński Festiwal Nauki i Sztuki 2023: warsztaty programowania "Laboratorium mechaniki kwantowej na komputerze – dlaczego mikroskopowy świat tak bardzo różni się od świata codziennego?", 2 x 1 godzina, ~15 osób na spotkanie, UMK, Toruń.

04.03.2023 - “Fizyka polaronów w kwantowych układach wielu cząstek” – warsztaty programowania Python dla uczniów szkół średnich w projekcie “Cyfrowa Nanonauka”; 12 osób, UMK, Toruń.

Recenzje prac dyplomowych:

a) Prace licencjackie:

1. Artur Niezgoda, „Phase estimation in atomic interferometer”, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski; opiekun pracy: dr hab. Jan Chwedeńczuk, data obrony: 06.2016.
2. Przemysław Zieliński, „Complex quantum systems as a classical measuring devices”, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski; opiekun pracy: dr hab. Jan Chwedeńczuk, data obrony: 12.09.2017.

b) Prace magisterskie:

1. Marta Sroczyńska, „Quantum dynamics of hybrid systems of ultracold atoms and ions in traps”, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, opiekun pracy: dr hab. Zbigniew Idziaszek, data obrony: 06.2017.
2. Jan Krzywda, „Characterizing environment of the qubits by subjecting them to dynamical decoupling”, opiekunowie pracy: dr hab. Jan Chwedeńczuk (Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski) i dr hab. Łukasz Cywiński (Polska Akademia Nauk) data obrony: 07.2017.

III. WSPÓŁPRACA Z OTOCZENIEM SPOŁECZNYM I GOSPODARCZYM

1. Wykaz dorobku technologicznego.

Nie dotyczy.

2. Współpraca z sektorem gospodarczym.

Współpraca po uzyskaniu stopnia doktora:

24.06-31.07.2024 – staż na stanowisku Developer AI w firmie Altkom Software & Consulting

Sp. z o. o., ul. Chopina 51, 00-867 Warszawa. Praca nad projektem wykorzystującym modele LLM oraz wymiana wiedzy na temat metod obliczeniowych i analizy danych stosowanych w fizyce oraz w problemach z zastosowaniem sztucznej inteligencji.

26.07.2024 – Prezentacja dla pracowników firmy Altkom Software & Consulting Sp. z o. o., Warsaw, Poland; tytuł: “Mechanika kwantowa: od paradoksów do zastosowań”; zaproszenie: CEO Adam Lejman. Liczba uczestników ~ 50 persons, 1 godzina.

3. Wykaz uzyskanych praw własności przemysłowej, w tym uzyskanych patentów krajowych lub międzynarodowych.
Nie dotyczy.
4. Wykaz wdrożonych technologii.
Nie dotyczy.
5. Wykaz wykonanych ekspertyz lub innych opracowań wykonanych na zamówienie instytucji publicznych lub przedsiębiorców.
Nie dotyczy.
6. Wykaz udziału w zespołach eksperckich lub konkursowych.
Nie dotyczy.
7. Wykaz projektów artystycznych realizowanych ze środowiskami pozaartystycznymi.
Nie dotyczy.

IV. DANE NAUKOMETRYCZNE (na dzień 24.10.2025)

1. Impact Factor (w dziedzinach i dyscyplinach, w których parametr ten jest powszechnie używany jako wskaźnik naukometryczny).

Poniżej przedstawiam zbiorcze dane z bazy danych WoS. Analizowane są tutaj 34 publikacje widniejące w bazie (tymczasem do dnia złożenia wniosku opublikowanych mam 35 publikacji).

Wyniki na temat IF (obie tabele poniżej) bazują wyłącznie na danych Web of Science.

Parametr IF jest brany na rok 2025, taki jaki jest podawany w bazie danych WoS.

Podsumowanie IF:

Całkowita liczba publikacji (rzeczywiście opublikowanych w czasopismach z listy JCR): 35

Całkowita liczba publikacji według Web of Science: 34

Sumaryczny impact factor IF według JCR (WoS): 132

Nazwa czasopisma	IF-2025	Kategoria	Liczba artykułów
NATURE COMMUNICATIONS	15,7	Q1	1
PHYSICAL REVIEW LETTERS	9,0	Q1	3

PHYSICAL REVIEW RESEARCH	4,2	Q1	4
SCIENTIFIC REPORTS	3,9	Q1	1
PHYSICAL REVIEW B	3,7	Q2	1
OPTICS LETTERS	3,3	Q2	1
CHAOS	3,2	Q1	1
PHYSICAL REVIEW A	2,9	Q2	16
NEW JOURNAL OF PHYSICS	2,8	Q2	1
QUANTUM INFORMATION PROCESSING	2,2	Q2	2
EPL	1,8	Q2	1
EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL D	1,5	Q3	1
JOURNAL OF PHYSICS B-ATOMIC			
MOLECULAR AND OPTICAL PHYSICS	1,5	Q3	1

Kategoria czasopisma vs liczba publikacji.

Kategoria czasopisma	Liczba artykułów
Q1	10
Q2	22
Q3	2

2. Liczba cytowań publikacji wnioskodawcy, z oddzielnym uwzględnieniem autocytowań.

Sumaryczna liczba cytowań publikacji według bazy danych:

Web of Science (bez autocytowań): 390 (349)

Scopus: 398

Google Scholar: 572

Liczba artykułów w bazie:

Web of Science: 34

Scopus: 35

Google Scholar: 48

3. Indeks Hirscha.

Web of Science: 11

Scopus: 11

Google Scholar: 14


 Dokument podpisany przez
 Tomasz Wasak; UMK w
 Toruniu
 Data: 2025.11.14 09:55:31 CET

 (podpis wnioskodawcy)

Annex No 4. List of scientific or artistic achievements constituting a significant contribution to the development of a specific discipline

dr Tomasz Wasak
Faculty of Physics, Astronomy and Informatics,
Nicolaus Copernicus University in Toruń

I. LIST OF SCIENTIFIC OR ARTISTIC ACHIEVEMENTS, REFERRED TO IN ARTICLE 219, SECTION 1. POINT 2 OF THE ACT

1. Scientific monographs, in accordance with Article 219, Section 1. Point 2a of the Act; or *Not applicable.*
2. A cycle of thematically related scientific articles, in accordance with Article 219, Section 1. Point 2b of the Act;

Main scientific achievement.

The scientific achievement is a series of articles on the topic entitled:

The role of interactions and system dynamics in generating quantum correlations for metrology and novel states of matter

- [H1] Sankalp Sharma, Jan Chwedeńczuk, Tomasz Wasak, „Engineering interactions by collective coupling of atom pairs to cavity photons for entanglement generation”, Phys. Rev. Research 7, L012038 (2025)
- [H2] Tomasz Wasak, Matteo Sighinolfi, Johannes Lang, Francesco Piazza, Alessio Recati, „Decoherence and momentum relaxation in Fermi-polaron Rabi dynamics: a kinetic equation approach”, Phys. Rev. Lett. 132, 183001 (2024)
- [H3] Carlos L. Benavides-Riveros, Tomasz Wasak, Alessio Recati, „Extracting Many-Body Quantum Resources within One-Body Reduced Density Matrix Functional Theory”, Phys. Rev. Research 6, L012052 Letter (2024)
- [H4] Tomasz Wasak, Richard Schmidt, Francesco Piazza, „Quantum-Zeno Fermi polaron in the strong dissipation limit”, Phys. Rev. Research 3, 013086 (2021)
- [H5] D. K. Shin, B. M. Henson, S. S. Hodgman, T. Wasak, J. Chwedeńczuk, A. G. Truscott, „Bell correlations between spatially separated pairs of atoms”, Nature Communications 10, 4447 (2019)
- [H6] Tomasz Wasak, Jan Chwedeńczuk, „Bell inequality, Einstein-Podolsky-Rosen steering and quantum metrology with spinor Bose-Einstein condensates”, Phys. Rev. Lett. 120, 140406 (2018)
- [H7] Karol Gietka, Jan Chwedeńczuk, Tomasz Wasak, Francesco Piazza, „Multipartite-Entanglement Dynamics in Regular-to-Ergodic Transition: a Quantum-Fisher-Information approach”, Phys. Rev. B 99, 064303 (2019)
- [H8] Krzysztof Jachymski, Tomasz Wasak, Zbigniew Idziaszek, Paul S. Julienne, Antonio Negretti, Tommaso Calarco, „Single-atom transistor as a precise magnetic field sensor”, Phys. Rev. Lett. 120, 013401 (2018)
- [H9] Tomasz Wasak, Krzysztof Jachymski, Tommaso Calarco, Antonio Negretti, „Magnetic-field gradiometer based on ultracold collisions”, Phys. Rev. A 97, 052701 (2018)

Description of my contribution is included in the signed statements of the habilitation candidate, which constitute an attachment to the application. However, for convenience, I also include below copies of the text describing my substantive contribution, referring to each of the aforementioned publications. The attached statements of the other co-authors contain descriptions of their respective contributions to the works.

I would like to draw attention to the fact that the co-authorship declaration template proposed by Nicolaus Copernicus University in Toruń includes a sentence concerning the percentage contribution of each co-author. However, it should be emphasized that I neither coordinated nor suggested the percentage contribution of any co-author, leaving them complete freedom in determining it. The numbers provided by them therefore reflect their subjective quantification of their contribution. Given the lack of a clear criterion or algorithm for calculating the percentage contribution, the total contribution for a given publication from all the authors does not sum to 100%, and it may happen that it is either greater or less than this value.

Descriptive contribution to each of the aforementioned publications:

Ad. [H1]: My contribution consisted of:

- initiating the project and conceptualizing the geometry of the system (an ultracold gas of bosons in an optical cavity) as well as the methods of driving the system (photon pumping through the cavity mirrors and direct excitation of atom pairs);
- deriving the main equations for the effective cavity-induced interaction within the quantum field theory;
- performing the analytical tracing out of the molecular degrees of freedom - adiabatic elimination of the quantum molecular field operator;
- supervising the project at all stages of the research;
- developing the strategy for presenting the results;
- performing some of the analytical calculations, e.g., determining the conditions for measurement optimality, deriving the effective two-mode Hamiltonian, mapping two-mode operators onto angular-momentum operators;
- participating in all discussions and analyses of the numerical simulation results;
- supervising the development of numerical algorithms and their testing;
- co-writing the manuscript of the publication.

Ad. [H2]: My contribution consisted of:

- developing analytical and numerical methods for solving the problem within the Keldysh formalism;
- deriving the main equations within nonequilibrium quantum field theory in the Keldysh approach;
- deriving the complete set of kinetic equations, which formed the basis of the main results of the work;
- developing the idea of studying thermalization, as well as fully deriving and analyzing the process of reaching the thermodynamic equilibrium state of polarons;

- performing analytical and numerical calculations;
- analyzing and interpreting the results of numerical and analytical simulations;
- co-writing the text of the publication;
- preparing the figures presented in the publication;
- participating in all discussions and analyses of the project at all stages of the research;
- contributing to the development of the strategy for presenting the results;
- interpreting and providing physical understanding of the terms responsible for decoherence and redistribution of the polaron distribution;
- analyzing the experimental results and comparing them with theoretical calculations;
- co-writing the text of the "Supplemental Material".

Ad. [H3]: My contribution consisted of:

- co-developing the project concept;
- participating in all discussions concerning the creation of the project;
- taking part in all discussions regarding the analysis and interpretation of the analytical results;
- developing the theoretical analytical approach: expressing the Hamiltonian using angular-momentum operators, deriving the equations for the quantum Fisher information matrix, introducing the quantum Fisher information matrix functional, and computing the derivatives of the functional with respect to the coupling strengths of the Hamiltonian;
- deriving the equations connecting the quantum Fisher information functional with the energy functional (or the universal functional) – deriving the expression for the generating functional and performing its analytical analysis;
- contributing to the development of the numerical approach and to the analysis of the simulation results;
- participating in discussions on the potential of combining quantum metrology methods with universal functionals;
- co-writing the content of the publication and the "Supplemental Material".

Ad. [H4]: My contribution consisted of:

- contributing to the development of the project concept;
- developing analytical and numerical methods for solving the problem within the Keldysh formalism;
- deriving the main equations within nonequilibrium quantum field theory in the Keldysh approach;
- discovering the quantum Zeno effect in the context of the Fermi polaron system subject to strong dissipation;
- interpreting the quantum Zeno effect within the framework of quantum scattering theory in nonequilibrium conditions;
- performing analytical and numerical calculations;
- analyzing and interpreting the results of numerical and analytical simulations;
- participating in all discussions and analyses of the project at all stages of the research;
- establishing the strategy for presenting the results;
- preparing the figures presented in the publication;
- co-writing the text of the publication.

Ad. [H5]: My contribution consisted of:

- contributing to the development of the project concept;
- proposing the two-body correlator;
- deriving the entanglement criterion for the two-body correlator;
- deriving the Bell inequality for the two-body correlator;
- performing the theoretical calculation of the correlator value;
- developing the theoretical model of the system within the Bogoliubov theory of a spinor condensate;
- calculating the threshold values of the correlator required experimentally to demonstrate nonclassical Bell correlations within the Bogoliubov theory for a spinor condensate;
- expressing the two-body correlator in terms of the correlation functions of scattered atoms;
- performing analytical and numerical calculations;
- analyzing and interpreting the analytical results;
- interpreting the experimental data;
- participating in all scientific discussions at all stages of the research;
- co-writing the text of the publication;
- co-writing the text of the "Supplementary Information".

Ad. [H6]: My contribution consisted of:

- initiating the project and developing the original idea for studying the system;
- developing the mathematical model of the system within Bogoliubov theory;
- deriving the dynamical equations for the system in an optical lattice;
- proposing the structure of angular momentum operators;
- proposing a correlator for testing the Bell inequality through angular momentum operators;
- participating in discussions on the interpretation and significance of the correlator in the studied system;
- calculating the maximum violation of the Bell inequality in the considered system;
- calculating the critical value of the correlation function required for the violation of the Bell inequality;
- participating in the discussions on the physical implementation of the proposed study;
- developing algorithms and performing all numerical calculations;
- proposing a criterion for testing EPR steering;
- developing the formulas and calculating the quantum Fisher information;
- participating in all discussions and analyses at all stages of the research;
- analyzing and interpreting the analytical and numerical results;
- participating in discussions on establishing the strategy for presenting the results;
- preparing the figures presented in the publication;
- co-writing the text of the publication;
- co-writing the text of the "Supplemental Material".

Ad. [H7]: My contribution consisted of:

- interpreting the dynamics of the quantum Fisher information as a tool for studying chaotic dynamics;

- participating in discussions on understanding the asymptotic time scaling with respect to the number of particles and the spin-boson coupling strength;
- analyzing and interpreting the numerical and analytical results;
- participating in all discussions and analyses at all stages of the research;
- contributing to discussions on the strategy for presenting the results;
- co-writing the text of the publication.

Ad. [H8]: My contribution consisted of:

- contributing to the development of the project concept;
- contributing to the development of the description of atomic collisions in a magnetic field and the transmission of atoms through a quasi-1D waveguide;
- participating in discussions on the formulation of the physical concept of the magnetic field sensor;
- performing analytical and numerical calculations concerning the description of the sensor for quantum metrology of magnetic fields using quantum Fisher information and estimation theory;
- analyzing and interpreting the results of numerical and analytical simulations;
- participating in all discussions and analyses at all stages of the research;
- determining the strategy for presenting the results;
- preparing figures presented in the publication;
- co-writing the content of the publication and the "Supplemental Material".

Ad. [H9]: My contribution consisted of:

- contributing to the development of the project concept;
- contributing to the development of the description of ultracold atom collisions;
- developing the mathematical model of the quantum sensor and proposing performance characteristics described by the Fisher information matrix;
- developing the mathematical formalism of field and magnetic field gradient estimation theory using the Feshbach resonance;
- performing analytical and numerical calculations concerning the applicability of scattering properties for quantum metrology of magnetic fields and magnetic field gradients;
- performing analytical and numerical calculations;
- analyzing and interpreting the results of numerical and analytical simulations;
- participating in all discussions and analyses of the project at all stages of the research;
- determining the strategy for presenting the results;
- preparing figures presented in the publication;
- co-writing the text of the publication.

3. Original design, construction, technological or artistic achievements performed, in accordance with Article 219, Section 1, point 2c of the Act;
Not applicable.

4. Scientific or artistic achievements other than those listed in points I.1-3.

Additional (other) scientific achievement.

Publications
(not listed in I.2 above)

Preprints:

1. **Tomasz Wasak**, Falko Pientka, Francesco Piazza, „Fermi polaron laser in two-dimensional semiconductors”, arXiv:2103.14040 (2021).
2. **Tomasz Wasak**, Gerard Pascual, Gregory E. Astrakharchik, Jordi Boronat, Antonio Negretti, “The Bose polaron as thermometer of a trapped Bose gas: a quantum Monte Carlo study”, arXiv:2503.04553 (2025).

Published:

After obtaining the PhD degree:

1. Marta Sroczynska, **Tomasz Wasak**, Zbigniew Idziaszek, „Analytically solvable quasi-one-dimensional Kronig-Penney model”, Phys. Rev. A **111**, 023313 (2025).
2. G. Pascual, **T. Wasak**, A. Negretti, G.E. Astrakharchik, J. Boronat, „Temperature-induced miscibility of impurities in trapped Bose gases”, Phys. Rev. Research **6**, L022014 Letter (2024).
3. Marcin Płodzień, **Tomasz Wasak**, Emilia Witkowska, Maciej Lewenstein, Jan Chwedeńczuk, „Generation of scalable many-body Bell correlations in spin chains with short-range two-body interactions”, Phys. Rev. Research **6**, 023050 (2024).
4. Paweł Zin, Maciej Pylak, **Tomasz Wasak**, Krzysztof Jachymski, Zbigniew Idziaszek, „Quantum droplets in a dipolar Bose gas at a dimensional crossover”, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **54**, 165302 (2021)
5. Artur Niezgoda, Jan Chwedeńczuk, **Tomasz Wasak**, Francesco Piazza, „Cooperatively enhanced precision of hybrid light-matter sensors”, Phys. Rev. A **104**, 023315 (2021).
6. **Tomasz Wasak**, Zbigniew Idziaszek, „Quantum reactive scattering in the long-range ion-dipole potential”, Phys. Rev. A **103**, 023324 (2021).
7. Paweł Zin, **Tomasz Wasak**, Denis Boiron, and Christoph I. Westbrook, „Pair correlation of atoms scattered from colliding Bose-Einstein quasicondensates”, Phys. Rev. A **101**, 033616 (2020).
8. Paweł Ziń, Maciej Pylak, **Tomasz Wasak**, Mariusz Gajda, Zbigniew Idziaszek, „Quantum Bose-Bose droplets at a dimensional crossover”, Phys. Rev. A **98**, 051603 (R) (2018),
9. Paweł Ziń, **Tomasz Wasak**, „Properties of atomic pairs produced in the collision of Bose-Einstein condensates”, Phys. Rev. A **97**, 043620 (2018),
10. Marta Sroczynska, **Tomasz Wasak**, Krzysztof Jachymski, Tommaso Calarco, Zbigniew Idziaszek, „Trap-induced shape resonances in an ultracold few-body system of an atom and

- static impurities", Phys. Rev. A **98**, 012708 (2018).
11. **Tomasz Wasak**, Augusto Smerzi, Jan Chwedeńczuk, „Role of particle entanglement in the violation of Bell inequalities", Sci. Rep. **8**, 1777 (2018),
 12. Karol Gietka, **Tomasz Wasak**, Jan Chwedeńczuk, Francesco Piazza, Helmut Ritsch, „Quantum-enhanced interferometry with cavity QED-generated non-classical light", Eur. Phys. J. D **71**, 273 (2017),
 13. **T. Wasak**, A. Smerzi, L. Pezzé, J. Chwedeńczuk, „Optimal measurements in phase estimation: simple examples", Quantum Inf. Process. **15**, 2231 (2016),
 14. **T. Wasak**, P. Szańkowski, M. Trippenbach, J. Chwedeńczuk, „Cauchy-Schwarz inequality for general measurements as an entanglement criterion", Quantum Inf. Process. **15**, 269 (2016),
 15. **T. Wasak**, P. Szańkowski, V. V. Konotop, M. Trippenbach, „Four-wave mixing in a PT-symmetric coupler", Optics Letters **40**, 5291 (2015),
 16. K. Gietka, P. Szańkowski, **T. Wasak**, J. Chwedeńczuk, „Quantum-enhanced interferometry and the structure of twisted states", Phys. Rev. A **92**, 043622 (2015),

Before obtaining the PhD degree:

1. **T. Wasak**, P. Szańkowski, J. Chwedeńczuk, „Interferometry with independently prepared Bose-Einstein condensates", Phys. Rev. A **91**, 043619 (2015),
2. K. Zegadlo, **T. Wasak**, B. Malomed, M. Karpierz, M. Trippenbach, „Stabilization of solitons under competing nonlinearities by external potentials", Chaos **24**, 043136 (2014),
3. **T. Wasak**, M. Krych, Z. Idziaszek, M. Trippenbach, Y. Avishai, Y. B. Band, „Simple model of Feshbach resonance in the strong-coupling regime", Phys. Rev. A **90**, 052719 (2014),
4. **T. Wasak**, V. V. Konotop and M. Trippenbach, „Four-wave mixing with Bose-Einstein condensates in nonlinear lattices", Europhys. Lett. **105**, 64002 (2014),
5. **T. Wasak**, P. Szańkowski, P. Ziń, M. Trippenbach, J. Chwedeńczuk, „Cauchy-Schwarz inequality and particle entanglement", Phys. Rev. A **90**, 033616 (2014),
6. **T. Wasak**, P. Szańkowski, R. Bücker, J. Chwedeńczuk, M. Trippenbach, „Bogoliubov theory for atom scattering into separate regions", New J. Phys. **16**, 013041 (2014),
7. **T. Wasak**, V. V. Konotop, and M. Trippenbach, „Atom laser based on four-wave mixing with Bose-Einstein condensates in nonlinear lattices", Phys. Rev. A **88**, 063626 (2013),
8. P. Deuar, **T. Wasak**, P. Ziń, J. Chwedeńczuk, M. Trippenbach, „Tradeoffs for number squeezing in collisions of Bose-Einstein condensates", Phys. Rev. A **88**, 013617 (2013),
9. **T. Wasak**, J. Chwedeńczuk, P. Ziń, M. Trippenbach, „Raman scattering of atoms from a quasicondensate in a perturbative regime", Phys. Rev. A **86**, 043621 (2012),
10. **T. Wasak**, P. Szańkowski, W. Wasilewski, K. Banaszek, „Entanglement-based signature of nonlocal dispersion cancellation", Phys. Rev. A **82**, 052120 (2010).

Awards and prizes (after completing the PhD)

1. 06.2025 – Rector's collaborative award of the 2nd degree for scientific achievements, NCU in Toruń,
2. 05.2022 – laureate of the Polonez Bis-1 fellowship programme for experienced researchers, co-funded by the European Commission and the Polish National Science Centre under the Marie Skłodowska-Curie COFUND grant, Nicolaus Copernicus University Poland,
3. 11.2021 – laureate of the Ulam NAWA Programme, Polish National Agency for Academic Exchange (NAWA), Nicolaus Copernicus University Poland,
4. 06.2021 – laureate of the AIAS-COFUND II Marie Skłodowska-Curie Fellowship, Aarhus University, Denmark (I declined due to family reasons),
5. 2016 – Polish Physical Society award for the best PhD thesis in 2016,
6. 2015 – PhD thesis distinction by the Research Council of Faculty of Physics, Uni. Warsaw,

Awards and prizes (before completing the PhD)

7. 2014 – 2015 - „Pro-quality scholarship” for outstanding PhD students, Warsaw University,
8. 2013 – 2014 - Scholarship for the best PhD students, V ed. of Scholarship Contest within the „Modern University” project,
9. 2013 – „Pro-quality scholarship”, Warsaw University,
10. 2012 – „Pro-quality scholarship”, Warsaw University,
11. 2011 – 2015 - Scholarship within International PhD programme of the Foundation for Polish Science,
12. 2010 – 2011 - Scholarship within the TEAM programme of Foundation for Polish Science,
13. 2010 – The master degree obtained with distinction,
14. 2006 – 2009 - Physics Department Scholarship for Outstanding Students, Faculty of Physics.

II. LIST OF SCIENTIFIC OR ARTISTIC ACTIVITY

1. List of membership in scientific editorial boards of monographs.

Not applicable.

2. List of speeches at national or international scientific or artistic conferences, with specification of invited lectures and plenary lectures.

Presentations delivered at scientific conferences after obtaining the doctoral degree:

Total number of conference presentations after obtaining the doctoral degree: 16.

- | | |
|---------------|--|
| 01-05.09.2025 | Quantum Optics 11 Conference, Kraków, Poland;
Talk: “Engineering interactions by collective coupling of atom pairs to cavity photons for entanglement generation”; |
| 23-27.06.2025 | 29 th Central European Workshop on Quantum Optics CEWQO29, Vilnius, Lithuania,
Hot-topic talk: “Engineering interactions by collective coupling of atom pairs to cavity photons for entanglement generation”; |
| 18.04.2023 | Workshop NanoDay Meeting, Institute of Physics, Nicolaus Copernicus University in Toruń, Poland,
Invited talk: „Fermi polaron lasing in two dimensional semiconductors weakly coupled to cavity photons”; |

- 13-17.02.2023 International Workshop „Blackbody Radiation Induced Effects and Phenomena”, Erwin Schrödinger International Institute for Mathematics and Physics, Wien, Austria
Invited talk: „Non-equilibrium Fermi polarons in driven-dissipative systems”
- 27-30.06.2021 International workshop „Collective Effects and Non-Equilibrium Quantum Dynamics”, Wilhelm und Else Heraeus Stiftung, Bad Honnef, Germany,
Poster: „Fermi-polaron lasing in monolayer charge-tunable semiconductors”;
- 15-20.04.2021 International virtual workshop „Korrelationstage 2021”, Max-Planck-Institute PKS, Dresden, Germany;
Poster: „Fermi-polaron lasing in monolayer charge-tunable semiconductors”;
- 27-30.10.2020 International conference on „Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures” PLMCN-2020, Clermont-Ferrand, France;
Poster: „Fermi-polaron dynamics in driven-dissipative 2D materials”;
- 11-16.09.2018 International conference: “Quantum Technologies Conference IX - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Jastarnia - Hel, Polska;
Talk: “Quantum Bose-Bose droplets at a dimensional crossover”;
- 25.02-03.03.2018 International conference: „Quantum Optics 2018”, Obergurgl, Austria;
Poster : „Single-atom transistor as a precise magnetic field sensor”;
- 17-23.09.2017 International conference: „Quantum Optics IX”, Gdańsk, Poland;
Talk: „Ultracold collisional magnetic field sensor”;
- 13-15.09.2017 Workshop „FoKA: Fotony-Kwanty-Atomy” (Photons-Quanta-Atoms), Kazimierz Dolny, Poland;
Talk: „Collision in the system of atoms, ions, and molecules, and entangled states in quantum metrology”
- 19-21.07.2017 Workshop: „Charge impurities in cold atomic and molecular physics”, Institute for Theoretical Atomic Molecular and Optical Physics, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, USA;
Invited talk: „Application of ultracold atom-atom and atom-ion systems for magnetic field sensing”
- 10-13.04.2017 Workshop: „From few to many: Exploring quantum systems one atom at a time”, Obergurgl, Austria;
Poster: „Description of dipole-dipole scattering within quantum defect theory”;
- 20-25.09.2016 International conference: “Quantum Technologies Conference VII - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Warsaw, Polska;
Talk: “Generation of non-classical states of light due to single atom interaction in optical cavity for quantum enhanced metrology”;
- 24-29.07.2016 Workshop 1st CoCo Summer School „Ultracold few- and many-body systems: Quantum mechanics made crystal clear”, Mittelwihl, France;
Poster: „Description of ultracold collision between dipole and ion”;
- 28.09 – 30.09.2015 Workshop: “Hybrid Atomic Quantum Systems”, Center for Quantum Optical Technologies, University of Hamburg, Germany;
Poster: “Theory for twin matter waves experiments”;

Presentations delivered at scientific conferences before obtaining the doctoral degree:

Total number of conference presentations before obtaining the doctoral degree: 10.

- 21.06
27.06.2015 – International conference: “Quantum Technologies Conference VI - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Warsaw, Poland;
Talk: “Interferometry with independently prepared Bose-Einstein condensates”;
- 07.09
13.09.2014 – International conference: “Quantum Technologies Conference V - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Cracow, Poland;
Talk: “Cauchy-Schwarz inequality and particle entanglement”;
- 28.05
31.05.2014 – International conference „BEC 2014 – Quantum Gases and Quantum Coherence”, Levico Terme, Italy;
Poster: „Cauchy-Schwarz inequality and particle entanglement”;
- 15.09
20.09.2013 – International conference: “Quantum Technologies Conference IV - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Warsaw, Poland;
Talk: “Theory for twin matter waves experiments”;
- 30.06
05.07.2013 – International conference: „Quantum Information Processing and Communication”, Florence, Italy;
Poster: „Theory for twin matter waves experiments”;
- 26.05
01.06.2013 – International conference: „Quantum Optics VIII”, Jachranka near Warsaw, Poland;
Talk: „Theory for twin matter waves experiments”;
- 09.09
15.09.2012 – International conference: “Quantum Technologies Conference III - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Warszawa, Polska;
Talk: “Quantum model for twin-beam experiment”;
- 02.04
03.04.2012 – Workshop: “Correlated atomic pairs”, Institute d’Optique, Palaiseau, France;
Poster: „Estimation of the temperature of the quasi-condensate”;
- 30.08
04.09.2011 – International conference: “Quantum Technologies Conference II - Manipulating photons, atoms, and molecules”, Cracow, Poland;
Talk: „Scattering of atoms in a collision of quasi-condensates”;
- 11.02
19.02.2011 – International conference: Young Atom Opticians Conference 2011, Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover, Germany;
Talk: “Scattering of atoms in collision of Bose-Einstein Condensates”;

Invited seminars delivered after obtaining the doctoral degree:

Total number of invited seminars delivered after obtaining the doctoral degree: 16.

- 29.02.2024 Seminar at Theoretical Physics III, Center for Electronic Correlations and Magnetism, Institute of Physics, University of Augsburg, Germany;
Title: “Decoherence and momentum relaxation in Fermi-polaron Rabi dynamics”.
Invitation from: Prof. Francesco Piazza

- 20.02.2024 Cavity Quantum Electrodynamics Group Seminar, Institut für Theoretische Physik, Universität Innsbruck, Innsbruck, Austria;
Title: „Decoherence and momentum relaxation in Fermi-polaron Rabi dynamics”.
Invitation from: Prof. Helmut Ritsch
- 13.04.2023 Thursday Colloquium, Institute of Physics, Nicolaus Copernicus University, Toruń, Poland,
Title: „Non-equilibrium physics of mobile impurities in quantum many-body gases”.
Invitation from: prof. dr hab. Ireneusz Grabowski
- 28.03.2023 Pitaevskii BEC Center, CNR-INO and Dipartimento di Fisica, Povo, Trento, Italy
Title: „ Quantum kinetic theory of Fermi polarons”
Invitation from: Dr. Alessio Recati;
- 23.03.2023 Optical Seminar, Faculty of Physics, University of Warsaw,
Title: „Quantum kinetic theory of Fermi polarons”
Invitation from: prof. dr hab. Michał Tomza;
- 30.11.2021 Theoretical Physics Seminar at the Institute of Physics in Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland;
Title: „Fermi polarons in non-equilibrium systems”
Invitation from: Prof. Michał Matuszewski;
- 08.06.2021 Quantum Optics Seminar at the University of Innsbruck, Austria;
Title: „Non-equilibrium Fermi polarons in driven-dissipative systems”
Invitation from: Dr. Hannes Pichler;
- 13.04.2021 Seminar at the Department of Quantum Physics, Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University, Toruń, Poland;
Title: „Non-equilibrium Fermi polarons in driven-dissipative systems”
Invitation from: dr hab. Michał Zieliński, prof. UMK;
- 08.10.2018 Seminar at Prof. Jan Michael Rost's group meeting at Finite Systems Division, Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Dresden, Germany;
Title: „Quantum Bose-Bose droplets at a dimensional crossover”;
Invitation from: Prof. Jan Michael Rost;
- 01.12.2017 Seminar at the Institute of Theoretical Physics (jointly with the Institute of Experimental Physics), Faculty of Physics and Astronomy, Wrocław University, Wrocław, Poland;
Title: „Quantum interferometry with ultracold atomic gases”;
Invitation from: dr hab. Piotr Ługiewicz;
- 26.10.2017 Quantum Information Seminar, Faculty of Physics University of Warsaw, Warsaw, Poland;
Title: Ultracold collisions in the atom-atom and atom-ion systems and their application for magnetic field sensing”;
Invitation from: dr hab. Rafał Demkowicz-Dobrzański;
- 20.03.2017 Seminar at the Department of Atom Optics, Faculty of Physics, Jagiellonian University, Cracow, Poland;
Title: "Generation of nonclassical pairs of atoms in the context of Bell inequalities”;
Invitation from: prof. Krzysztof Sacha;
- 11.02.2017 Talk given for the award for best PhD thesis in 2016 obtained from Polish Physical Society, Poland;
Title: „Atom interferometry in ultracold quantum gases”;
Invitation from: PTF

- 25.05.2016 BEC seminar, Center for Theoretical Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland;
Title: "Ultracold collisions between ions and polar molecules";
Invitation from: prof. Kazimierz Rzążewski;
- 25.11.2015 BEC seminar, Center for Theoretical Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland;
Title: "Four wave mixing as a consequence of two-body collisions";
Invitation from: prof. Kazimierz Rzążewski;
- 13.10.2015 Seminar given in Prof. Helmut Ritsch's group, Institut für Theoretische Physik, Universität Innsbruck, Innsbruck, Austria;
Title: "What can we learn from second-order correlation function about the entanglement"
Invitation from: Prof. Helmut Ritsch;

Invited seminars delivered before obtaining the doctoral degree:

Total number of invited seminars delivered before obtaining the doctoral degree: 4.

- 13.05.2015 Seminar: Physics Faculty Seminars on Modern Trends in Physics Research, Faculty of Physics, Adam Mickiewicz University, Poznań, Poland;
Title: „Cauchy-Schwarz inequality and particle entanglement”;
Invitation from: prof. Adam Miranowicz;
- 26.05.2014 Seminar at LENS-QSTAR in Florence, LENS - European Laboratory for Non-Linear Spectroscopy at University of Florence, Florence, Italy;
Title: „What can we learn from second-order correlation function about the entanglement?”
Invitation from: prof. Augusto Smerzi;
- 20.02.2014 Optics Seminar, Faculty of Physics, University of Warsaw, Poland;
Title: „Nonclassical correlations in many-body atomic systems”;
Invitation from: prof. Tadeusz Stacewicz;
- 13.05.2013 Seminar, Department of Atom Optics, Jagiellonian University, Cracow, Poland;
Title: „Theory for twin atom beams experiments”;
Invitation from: prof. Krzysztof Sacha.

3. List of participation in organizational and scientific committees of national or international conferences, with specifying the function performed.

2013 – Member of the committee, 7th National Physics Competition “Talent Search” (pl. VII Ogólnopolski Konkurs Fizyczny „Poszukiwanie talentów”) Faculty of Physics, University of Warsaw, Warsaw, Poland;

4. List of participation in works of research teams implementing projects financed by way of national or international competitions, with division into completed projects and projects in the course of performance and with taking into account the information on the function performed within the framework of works of the teams.

Completed projects:

Participation in grants after obtaining the doctoral degree:

- 01.09.2022 –
01.10.2024 **Principal Investigator** of the Polonez Bis-1 research grant „Quantum effects in many-body light-matter nonequilibrium systems, QLIMNES”, co-funded by the National Science Centre (NCN) in Poland and the European Union’s Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Skłodowska-Curie grant agreement,
total amount: 1 038 043 zł,
project coordinator: dr Tomasz Wasak,
Project ID: 2021/43/P/ST2/02911,
- 01.11.2015 –
24.05.2018 **Post-doc position** in National Science Center (NCN) grant Harmonia „Realistic models of collisions for ultracold systems of atoms, ions, and polar molecules”,
total amount of the project: 959 790 zł,
project coordinator: dr hab. Zbigniew Idziaszek,
Project ID: 2014/14/M/ST2/00015,
- 08.09.2015 –
31.10.2015 **Grant contractor** in NCN grant Harmonia „Realistic models of collisions for ultracold systems of atoms, ions, and polar molecules”,
total amount of the project: 959 790 zł,
project coordinator: dr hab. Zbigniew Idziaszek,
Project ID: 2014/14/M/ST2/00015,
- 09.03.2015 –
08.03.2017 **Principal Investigator** of the Iunvetus Plus grant „Generation of correlated pairs of atoms in the four wave mixing process in Bose-Einstein condensates”, founded by the Ministry of Science and Higher Education of Poland,
project number IP2014 050073,
total amount: 143250 zł,
Contract nr: 0500/IP3/2015/73,

Participation in grants before obtaining the doctoral degree:

- 09.03.2015 –
08.03.2017 **Principal Investigator** of the Iunvetus Plus grant „Generation of correlated pairs of atoms in the four wave mixing process in Bose-Einstein condensates”, founded by the Ministry of Science and Higher Education of Poland,
project number IP2014 050073,
total amount: 143250 zł,
Contract nr: 0500/IP3/2015/73,
- 08.2012 – 02.2016 **Grant contractor** within NCN Sonata: „Generation and application of non-classical states of atoms for quantum interferometry”,
total amount: 460 440 zł,
project coordinator: dr Jan Chwedeńczuk,
Project ID: DEC-2011/03/D/ST2/00200
- 04.2011– 04.2014 **Grant contractor** within NCN project: „Analysis of nonlinear and many-body effects in quantum atomic gases”,
total amount: 240 200 zł,
project coordinator: prof. dr hab. Marek Trippenbach,

01.08.2011 – 30.06.2015	PhD student position within the programme “International PhD studies at the Faculty of Physics, University of Warsaw”, founded by the Foundation of Polish Science, Poland, total amount: 5 857 900 zł, project coordinator: prof. dr hab. Marek Trippenbach,
10.2010 – 07.2011	PhD student research position in the project “Photonic implementations of quantum-enhanced technologies”, funded under the TEAM programme, operated by the Foundation for Polish Science; Faculty of Physics, University of Warsaw, total amount: 2 659 900 zł, project coordinator: prof. dr hab. Konrad Banaszek, Project ID: TEAM/2009-3/1,
01.2010 – 09.2010	Student research position in the project “Photonic implementations of quantum-enhanced technologies”, funded under the TEAM programme, operated by the Foundation for Polish Science; Faculty of Physics, University of Warsaw, total amount: 2 659 900 zł, project coordinator: prof. dr hab. Konrad Banaszek, Project ID: TEAM/2009-3/1.

5. List of membership in international or national organizations and scientific societies, together with information on the functions performed.

6. List of internships at scientific or artistic institutions, including foreign ones, with specifying the place, date, duration of the internship and its nature.

Long-term research stays (postdoctoral fellowships) after obtaining the doctoral degree:

18.06.2018–30.08.2022 – Postdoctoral researcher in the group "Strongly Correlated Light-Matter Systems" led by Dr. Francesco Piazza, Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Dresden, Germany;

01.11.2015–24.05.2018 – Postdoctoral researcher in the research group of Dr. Zbigniew Idziaszek, Faculty of Physics, University of Warsaw.

Short-term research visits/internships after obtaining the doctoral degree:

1. 2024.02, 2 days, Uni. Augsburg, scientific discussions on joint projects: Prof. Francesco Piazza
2. 2024.02, 7 days, Uni. Trento, Italy, discussions: Dr. Alessio Recati, Prof. Iacopo Carusotto,
3. 2024.02, 2 days, Uni. Innsbruck, Austria, discussions: Prof. Helmut Ritsch, Dr. Farokh Mivehvar
4. 2023.06, 8 days, Uni. Trento, Italy, discussions: Dr. Alessio Recati, Dr. Carlos Benavides-Riveros,
5. 2023.04, 8 days, Uni. Trento, Italy, discussions: Dr. Alessio Recati, Dr. Carlos Benavides-Riveros,
6. 2020.03, 3 days, Uni. Toruń, Poland, discussions: Dr. P. Żuchowski,
7. 2017.04, 4 days, Uni. Hamburg, Germany, discussions: Dr. A. Negretti,
8. 2017.05, 4 days, Uni. Stuttgart, Germany, discussions: Dr. K. Jachymski, Prof. H.P. Buechler,
9. 2017.02, 3 days, Uni. Hamburg, Germany, discussions: Dr. A. Negretti, Dr. K. Jachymski, Dr. R. Gerritsma,
10. 2016.05, 1 day, Uni. Ulm, Germany, discussions: Prof. T. Calarco, Dr. A. Negretti,
11. 2016.05, 1 day, Uni. Stuttgart, Germany, discussions: Prof. H.P. Buechler, Dr. K. Jachymski,
12. 2016.04, 2 weeks, Uni. Innsbruck, Austria, discussions: Prof. H. Ritsch, Dr. F. Piazza,

Short-term research visits/internships before obtaining the doctoral degree:

13. 2015.10, 1 month, Uni. Innsbruck, Austria, discussions: Dr. H. Ritsch, Dr. F. Piazza,
14. 2014.05, 2 months, INO, Florence, Italy, discussions: Prof. A. Smerzi,
15. 2013.02, 1 month, INO, Florence, Italy, discussions: Prof. A. Smerzi,
16. 2012.10, 2 months, INO, Florence, Italy, discussions: Prof. A. Smerzi,
17. 2011.10, 2 months, Institute d'Optique, Palaiseau, France, discussions: Prof. C. Westbrook.

7. List of membership in editorial committees and scientific councils of journals, along with information on the functions performed (e.g. editor-in-chief, chairman of the scientific council, etc.).

8. List of peer-reviewed scientific or artistic works, particularly those published in international journals.

1. Physical Review Letters (ca. 12 reports)
2. Physical Review Research
3. PRX Quantum
4. Physical Review A

9. List of participation in European or other international programs.

10. List of participation in research teams implementing projects other than those specified in point II.4.

Participation in a project completed before obtaining the doctoral degree:

07.2013 – Principal Investigator of the project “Optimal measurements for the classical and quantum Fisher information with applications in interferometry”, funded by the Consiglio Nazionale Delle Ricerche (CNR), Florence, Italy;

Total amount: 2,000 EUR;

Objective: research on optimal measurement schemes and atomic interferometry in collaboration with Prof. Augusto Smerzi, Istituto Nazionale di Ottica, Florence, Italy;

Project ID number: CNRINO no. 1910 dated 28/02/2013.

11. List of participation in teams assessing applications for research funding, applications for granting scientific awards, applications in other competitions having a scientific or didactic nature.

Participation in review panels evaluating research funding proposals after obtaining the doctoral degree:

1. Independent Expert Evaluator (remote) – Horizon 2020, European Commission, Research Executive Agency (REA): 2017, 2018, 2020
2. Independent Expert Evaluator (remote) – Horizon Europe, European Innovation Council (EIC), EIC and SMEs Executive Agency (EISMEA), European Commission: 2021, 2022, 2023, 2024, 2025

3. Independent Expert Evaluator (remote) – ERC Consolidator Grant, European Research Council (ERCEA), Brussels/European Commission: 2025

12. Other

Assistant supervisor of PhD theses:

1. Sankalp Sharma, Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University in Toruń, supervisor: dr hab. Piotr Żuchowski, assistant supervisor: dr Tomasz Wasak, from 2022; Mr. Sankalp Sharma held a PhD student position in my NCN grant in the Polonez Bis programme “Quantum effects in many-body light-matter non-equilibrium systems, QLIMNES.”
2. Karol Gietka, title of the PhD dissertation “Quantum Metrology with Atoms and Light”, Faculty of Physics, University of Warsaw, supervisor: dr hab. Jan Chwedeńczuk, defense date: 05.2019.

Popularization of science:

(a) 28.04.2025 – 23. Toruński Festiwal Nauki i Sztuki 2024 (23. Toruń Festival of Science and Art): “Quantum mechanics laboratory on a computer – discovering the extraordinary world on a microscale”, (pl. ‘Laboratorium mechaniki kwantowej na komputerze – odkrywamy niezwykły świat w skali mikro’), 2 x 1 h, ~12 persons per meeting, NCU, Toruń.

(b) 26.07.2024 – General public lecture for the company Altkom Software & Consulting Sp. z o. o., Warsaw, Poland; talk: “Quantum mechanics: from paradoxes to applications,” invitation from CEO Adam Lejman; number of attendees 50 persons, 1 hour.

(c) 22.04.2024 – 22. Toruński Festiwal Nauki i Sztuki 2024 (22nd Toruń Festival of Science and Art): “Quantum Mechanics Laboratory on a Computer – Secrets of the Micro-Scale World”, 2 x 1 h, ~12 persons per meeting, NCU, Toruń.

(d) 02.12.2023 – “Kwantowe efekty w układach atomów i fotonów” (en. “Quantum effects in atom and photon systems”) – python programming workshop for high-school students entitled “Cyfrowa Nanonauka” (en. “Digital Nanoscience”) held in Polish; ~12 students, NCU, Toruń.

(e) 24.04.2023 – 21. Toruński Festiwal Nauki i Sztuki 2023 (21st Toruń Festival of Science and Art): “Quantum Mechanics Laboratory on a Computer - Why does the micro world differ so much from everyday life?”, 2 x 1 hours, 10-15 persons per h, NCU, Toruń.

(f) 04.03.2023 - “Fizyka polaron.w w kwantowych układach wielu cząstek” (en. “Polaron physics in many-body systems”) – python programming workshop for high-school students entitled “Cyfrowa Nanonauka” (en. “Digital Nanoscience”) held in Polish; 12 students, NCU, Toruń.

Review of diploma theses:

Bachelor’s thesis reviews:

1. Artur Niezgoda, „Phase estimation in atomic interferometer”, Faculty of Physics, University of Warsaw, supervisor: dr hab. Jan Chwedeńczuk, defense date: 06.2016.
2. Przemysław Zieliński, „Complex quantum systems as a classical measuring devices”, Faculty of Physics, Warsaw University, supervisor: dr hab. Jan Chwedeńczuk, defense date: 12.09.2017.

Master's thesis reviews:

1. Marta Sroczynska, „Quantum dynamics of hybrid systems of ultracold atoms and ions in traps”, Faculty of Physics, University of Warsaw, supervisor: dr hab. Zbigniew Idziaszek, defense date: 06.2017.
2. Jan Krzywda, „Characterizing environment of the qubits by subjecting them to dynamical decoupling”, supervisors: dr hab. Jan Chwedeńczuk and dr hab. Łukasz Cywiński, defense date: 07.2017.

III. COOPERATION WITH THE SOCIAL AND ECONOMIC ENVIRONMENT

1. List of technological achievements.

Not applicable.

2. Cooperation with the economic sector.

Collaboration after obtaining the doctoral degree:

24.06–31.07.2024 – Internship as an Developer AI at Altkom Software & Consulting Sp. z o.o., ul. Chopina 51, 00-867 Warsaw, Poland. Work on a project involving large language models (LLMs) and knowledge exchange on computational methods and data analysis techniques used in physics and in artificial intelligence applications.

26.07.2024 – Presentation for the employees of Altkom Software & Consulting Sp. z o.o., Warsaw, Poland; title: “Quantum mechanics: from paradoxes to applications”; invitation by CEO Adam Lejman. Number of participants: approximately 50; duration: 1 hour.

3. List of obtained industrial property rights, including obtained national or international patents.

Not applicable.

4. List of implemented technologies.

Not applicable.

5. List of performed expert opinions or other studies made to order for public institutions or entrepreneurs.

Not applicable.

6. List of participation in expert or competition teams.

Not applicable.

7. List of artistic projects implemented with non-artistic environments.

Not applicable.

IV. SCIENTOMETRIC DATA (as of 24.10.2025)

1. Impact Factor (in fields and disciplines where this parameter is commonly used as a scientometric indicator).

Below is a summary of data extracted from the Web of Science (WoS) database.

The analysis includes 34 publications listed in the database (whereas, as of the date of submission of the application, I have published 35 papers).

The results concerning the Impact Factor (IF) (see both tables below) are based exclusively on data from the Web of Science.

The IF parameter corresponds to the year 2025, as reported in the WoS database.

Summary of IF:

Total number of publications (actually published in journals listed in JCR): 35

Total number of publications according to Web of Science: 34

Total Impact Factor (IF) according to JCR (WoS): 132

Journal Name	IF-2025	Category	Number of articles
NATURE COMMUNICATIONS	15,7	Q1	1
PHYSICAL REVIEW LETTERS	9,0	Q1	3
PHYSICAL REVIEW RESEARCH	4,2	Q1	4
SCIENTIFIC REPORTS	3,9	Q1	1
PHYSICAL REVIEW B	3,7	Q2	1
OPTICS LETTERS	3,3	Q2	1
CHAOS	3,2	Q1	1
PHYSICAL REVIEW A	2,9	Q2	16
NEW JOURNAL OF PHYSICS	2,8	Q2	1
QUANTUM INFORMATION PROCESSING	2,2	Q2	2
EPL	1,8	Q2	1
EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL D	1,5	Q3	1
JOURNAL OF PHYSICS B-ATOMIC MOLECULAR AND OPTICAL PHYSICS	1,5	Q3	1

Journal category vs. number of publications.

Journal category	Number of articles
Q1	10
Q2	22
Q3	2

2. Number of citations of the applicant's publications, with separate consideration of self-citations.

Total number of citations of publications according to the database:

Web of Science (excluding self-citations): 390 (349)

Scopus: 398

Google Scholar: 572

Numer of articles in the database:

Web of Science: 34

Scopus: 35

Google Scholar: 48

3. Hirsch index.

Web of Science: 11

Scopus: 11

Google Scholar: 14

Dokument podpisany przez
Tomasz Wasak; UMK w
Toruniu
Data: 2025.11.14 09:54:26 CET

Tomasz Wasak

.....
(applicant's signature)