

Dr Tomasz Sowiński
Instytut Fizyki PAN

Załącznik 2A.

Autoreferat

Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk

Warszawa, 12 maja 2015 r.

Spis treści

1. Curriculum Vitae	2
1.1. Dane personalne	2
1.2. Wykształcenie i stopnie naukowe	2
1.3. Zatrudnienie	3
1.4. Staże naukowe	3
1.5. Dane bibliometryczne	4
2. Osiągnięcia naukowe	5
2.1. Tytuł osiągnięcia naukowego	5
2.2. Cykl publikacji stanowiący osiągnięcie naukowe	5
2.3. Szczegółowy opis osiągnięcia	6
3. Pozostałe osiągnięcia naukowo-badawcze	30
3.1. Przed uzyskaniem stopnia naukowego doktora	30
3.2. Po uzyskaniu stopnia naukowego doktora	31
4. Działalność naukowa	35
4.1. Kompletny wykaz publikacji naukowych	35
4.2. Udział w projektach badawczych	38
4.3. Udział w konferencjach i sympozjach	39
4.4. Wykłady seminaryjne	40
4.5. Działalność organizacyjna	41
5. Działalność dydaktyczna	42
5.1. Funkcje promotorskie	42
5.2. Zajęcia dla studentów	42
5.3. Działalność w organizacjach pozarządowych	43
5.4. Publikacje popularnonaukowe	43
5.5. Wykłady popularnonaukowe	44
6. Nagrody i wyróżnienia	45
Bibliografia	46



Curriculum Vitae

1.1. Dane personalne

Imię i nazwisko Tomasz Sowiński

Adres Instytut Fizyki PAN
Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa

Telefon + 48 22 116 31 17

E-mail Tomasz.Sowinski@ifpan.edu.pl

WWW www.ifpan.edu.pl/~tomsow

1.2. Wykształcenie i stopnie naukowe

22 września 2008 Doktor nauk fizycznych w zakresie fizyki
Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Stopień naukowy nadany na podstawie
rozprawy doktorskiej pt. *„Oddziaływanie układów
dwupoziomowych z kwantowym polem elektromagnetycznym”*
przygotowanej w Centrum Fizyki Teoretycznej PAN
pod kierunkiem prof. dra hab. Iwo Białynickiego-Biruli.

21 czerwca 2005 Magister fizyki w zakresie fizyki teoretycznej
Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Tytuł zawodowy uzyskany na podstawie
pracy magisterskiej pt. *„Pełny klasyczny i kwantowy opis
ruchu w wirującej pułapce harmoniczej”* przygotowanej pod
kierunkiem prof. dra hab. Iwo Białynickiego-Biruli.

2000 – 2005 Studia magisterskie w zakresie fizyki
na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.
Specjalność: fizyka teoretyczna.
Studia ukończone z wyróżnieniem.



1.3. Zatrudnienie

- 2013 – Adiunkt
 Centrum Fizyki Teoretycznej Polskiej Akademii Nauk
- 2010 – Adiunkt
 Zespół Optyki Kwantowej
 Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk
- 2009 – 2012 Adiunkt
 Wydział Biologii i Nauk o Środowisku
 Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego
- 2005 – 2009 Asystent
 Centrum Fizyki Teoretycznej Polskiej Akademii Nauk
- 2003 – 2005 Laborant ds. informatycznych
 Centrum Fizyki Teoretycznej Polskiej Akademii Nauk

1.4. Staże naukowe

- 2012 – 2013 Visiting Scientist (9 miesięcy)
 ICFO – The Institute of Photonic Sciences
 Castelldefels (Barcelona), Hiszpania
 W ramach stypendium KOLUMB Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej
- 2011 Visiting Scientist (3 miesiące)
 ICFO – The Institute of Photonic Sciences
 Castelldefels (Barcelona), Hiszpania
 W ramach międzynarodowego projektu badawczego NAME-QUAM



1.5. Dane bibliometryczne

Dane bibliometryczne wg stanu na dzień	12 maja 2015 r.
Całkowita liczba publikacji opublikowanych lub przyjętych do druku	23
Liczba publikacji po uzyskaniu stopnia naukowego doktora	19
Liczba publikacji w bazie Web of Science	22
Całkowita liczba cytowań wg bazy Web of Science	127
Liczba cytowań bez autocytowań wg bazy Web of Science	102
Indeks Hirscha wg bazy Web of Science	8
Całkowity Impact Factor ^{*)}	65,61
Całkowita liczba cytowań wg Google Scholar	228
Indeks Hirscha wg Google Scholar	9

^{*)} Całkowity Impact Factor wyliczony przy założeniu, że Impact Factor prac opublikowanych w latach 2014 i 2015 jest taki sam jak w roku 2013.

Tomasz Janli
12 maja 2015 r.

Osiągnięcie naukowe

Wybrane osiągnięcie naukowe wynikające z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 z późn. zm.)

2.1. Tytuł osiągnięcia naukowego

MODELOWANIE ZJAWISK FIZYCZNYCH
ZACHODZĄCYCH W UKŁADACH ULTRAZIMNYCH BOZONÓW
PRZETRZYMYWANYCH W SIECIACH OPTYCZNYCH

2.2. Cykl publikacji stanowiący osiągnięcie naukowe

[H1] T. Sowiński

„Creation on demand of higher orbital states in a vibrating optical lattice”

Phys. Rev. Lett. **108**, 165301 (2012).

Impact Factor: 7.943.

[H2] T. Sowiński¹⁾, M. Łacki, O. Dutta, J. Pietraszewicz, P. Sierant, M. Gajda, J. Zakrzewski, M. Lewenstein

„Tunneling-Induced Restoration of the Degeneracy and the Time-Reversal Symmetry Breaking in Optical Lattices”

Phys. Rev. Lett. **111**, 215302 (2013).

Impact Factor: 7.728.

[H3] T. Sowiński

„Exact diagonalization of the one dimensional Bose-Hubbard model with local 3-body interactions”

Phys. Rev. A **85**, 065601 (2012).

Impact Factor: 3.042.

[H4] T. Sowiński

„One-dimensional Bose-Hubbard model with pure three-body interactions”

Cent. Eur. J. Phys. **12**, 473 (2014).

Impact Factor: 1.077.

¹⁾Wg oświadczeń współautorów udział habilitanta na poziomie 55%.

- [H5] T. Sowiński²⁾, R. W. Chhajlany
„Mean-field approaches to the Bose-Hubbard model with three-body local interaction”
Phys. Scripta **T160**, 014038 (2014).
Impact Factor: 1.296.
- [H6] T. Sowiński
„Quantum phase transition in a shallow one dimensional optical lattice”
J. Opt. Soc. Am. B **32**, 670 (2015).
Impact Factor: 1.806.

2.3. Szczegółowy opis osiągnięcia

2.3.1. Uzasadnienie wyboru prac stanowiących osiągnięcie naukowe

Po uzyskaniu stopnia naukowego doktora zmieniłem tematykę badawczą i rozpocząłem prace nad zjawiskami zachodzącymi w układach ultrazimnych gazów umieszczonych w pułapkach optycznych. W związku z tym większość prac opublikowanych po roku 2008 jest związana z tym tematem choć dotyczą one różnych zagadnień, m.in. dynamiki spinu (zjawisko Einsteina-de Haasa), zjawisk orbitalnych, wpływu oddziaływań dalekozasięgowych. Wiele z tych prac powstało w wyniku szerokiej współpracy krajowej i międzynarodowej. Jako osiągnięcie habilitacyjne przedstawiam cykl prac, które dotyczą bezspinowych ultrazimnych gazów bozonowych umieszczonych w sieciach optycznych i oddziałujących siłami krótkozasięgowymi.

2.3.2. Wprowadzenie

Inżynieria kwantowa, czyli koherentne kontrolowanie materii i promieniowania na skali atomowej, jest burzliwie rozwijającą się gałęzią współczesnej fizyki. Jej rozwój, oprócz wymiernych korzyści w naszym codziennym życiu, ma również fundamentalne znaczenie poznawcze. Pozwala on bowiem na kontrolowanie, z niespotykaną dotąd precyzją, zjawisk kwantowych, które do dziś stanowią nierozwiązaną w pełni zagadkę budowy świata. Metody doświadczalne współczesnej inżynierii kwantowej są na tyle precyzyjne, że pozwalają przetrzymywać, kontrolować i manipulować układami ultrazimnych gazów umieszczonych w tzw. sieciach optycznych – specjalnie wytwarzanych wiązkach światła laserowego tworzących periodyczny potencjał o dowolnym niemalże kształcie. Tym samym sieć optyczna jest nie tylko doskonałym narzędziem optyki kwantowej, ale staje się również areną dla podstawowych badań nad zjawiskami zachodzącymi w układach kwantowych silnie skorelowanych wielu ciał, z którymi fizyka ciała stałego zmagą się od wielu dziesięcioleci. Jest to bezpośrednio związane z faktem, że w odróżnieniu od sieci krystalicznej ciała stałego, w przypadku sieci

²⁾Wg oświadczenia współautora udział habilitanta na poziomie 50%.

optycznej można doświadczalnie kontrolować i zmieniać różne jej parametry takie jak głębokość i kształt sieci, a także siłę i zasięg oddziaływań pomiędzy umieszczonymi w niej atomami. Warto dodać, że precyzja dzisiejszych doświadczeń pozwala na przygotowanie eksperymentu w taki sposób, aby cały układ stał się niemalże idealną realizacją zadanego (dawniej czysto teoretycznego) modelu typu Hubbarda. Tym samym cały układ przejmie rolę dedykowanego symulatora kwantowego dla problemów fizyki materii skondensowanej [1].

Modele typu Hubbarda

Punktem wyjścia do rozważań nad zjawiskami zachodzącymi w układach bezspiniowych ultrazimnych gazów bozonowych umieszczonych w sieci optycznej i oddziałujących siłami kontaktowymi jest dość ogólny hamiltonian, który w języku drugiej kwantyzacji ma postać:

$$\hat{\mathcal{H}} = \int d\mathbf{r} \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\mathbf{r}) \right] \hat{\Psi}(\mathbf{r}) + \frac{g}{2} \int d\mathbf{r} \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}), \quad (2.1)$$

gdzie $V(\mathbf{r})$ jest potencjałem sieci optycznej, a g stałą oddziaływania kontaktowego, która jest proporcjonalna do kontrolowanej doświadczalnie długości rozpraszania a_0 w kanale kulisto-symetrycznym s . Bozonowy operator pola $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$ anihiluje cząstkę w punkcie $\mathbf{r}$ i spełnia naturalne warunki komutacyjne $[\hat{\Psi}(\mathbf{r}), \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}')] = \delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, $[\hat{\Psi}(\mathbf{r}), \hat{\Psi}(\mathbf{r}')] = 0$.

W dalszej części, w celu uproszczenia zapisu, będę zakładał, że sieć optyczna jest siecią kubiczną formowaną przez trzy pary przeciwbieżnych wiązek laserowych o tej samej długości fali λ i ewentualnie różnej intensywności w tych kierunkach. Potencjał periodyczny ma zatem prostą separowalną formę:

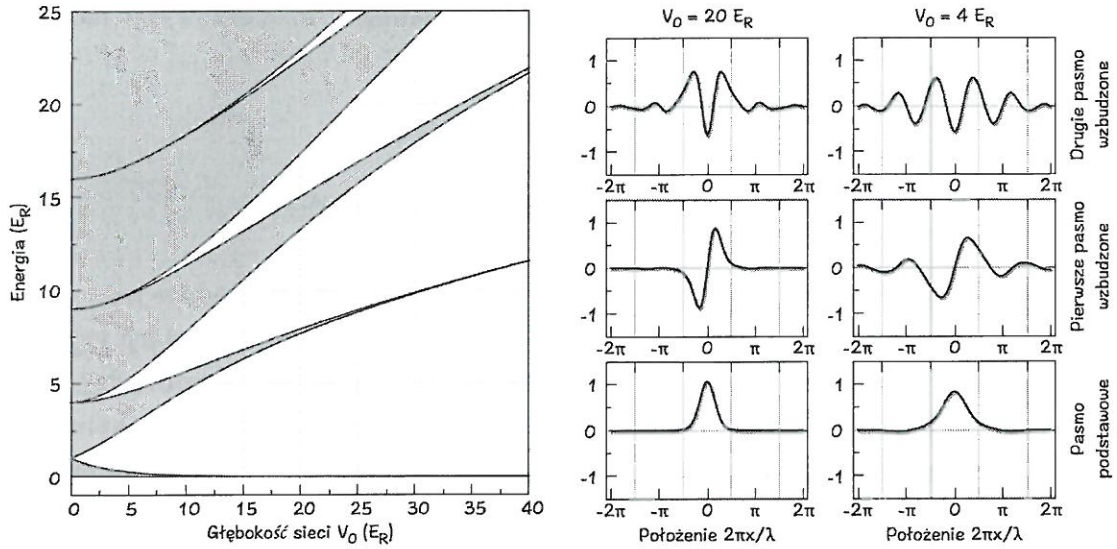
$$V(\mathbf{r}) = V_x \cos^2(kx) + V_y \cos^2(ky) + V_z \cos^2(kz), \quad (2.2)$$

gdzie $k = 2\pi/\lambda$. Parametry V_x , V_y i V_z są kontrolowane niezależnie.

Hamiltonian (2.1) jest bardzo ogólny i bez dodatkowych założeń upraszczających analiza jego własności jest niemożliwa. Standardową procedurą prowadzącą do uproszczonego i efektywnego opisu układu jest rozwinięcie operatora pola w bazie jednociłowych, maksymalnie zlokalizowanych funkcji Wanniera $\mathcal{W}_i^\alpha(\mathbf{r})$. Znalezienie funkcji Wanniera dla ogólnego potencjału periodycznego może być dość trudnym zadaniem. Jednak w przypadku separowalnego potencjału (2.2) mają one postać iloczynową $\mathcal{W}_i^\alpha(\mathbf{r}) = W_{i_x}^{\alpha_x}(x) W_{i_y}^{\alpha_y}(y) W_{i_z}^{\alpha_z}(z)$. Jednowymiarowe funkcje $W_i^\alpha(\xi)$ mogą zostać zaś łatwo wyznaczone, bo jednocząstkowy hamiltonian ma postać

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{d\xi^2} + V_0 \cos^2\left(\frac{2\pi}{\lambda}\xi\right), \quad (2.3)$$

a jego zagadnienie własne na funkcje Blocha $(H - E_q^\alpha)\psi_q^\alpha(\xi) = 0$ jest podręcznikowym przykładem równania Mathieu. Funkcje Wanniera $W_i^\alpha(\xi)$ są prostymi superpozy-



Rysunek 2.1: (lewy panel) Struktura pasmowa jednowymiarowej sieci optycznej opisanej hamiltonianem (2.3) w funkcji głębokości sieci V_0 . Zgodnie z oczekiwaniami, wraz ze wzrostem głębokości sieci poszczególne pasma stają się węższe. Dla zwiększenia czytelności rysunku, energia 0 wybrana jest tak, aby odpowiadała energii stanu z dna najniższego pasma. (prawy panel) Funkcje Wanniera (2.4) zlokalizowane w wybranym węźle sieci optycznej w zależności od głębokości sieci i indeksu wybranego pasma α . Dla odpowiednio głębokich sieci funkcje Wanniera swoim kształtem przypominają najniższe stany własne jednowymiarowego oscylatora harmonicznego.

cjami funkcji Blocha [2, 3]

$$W_k^\alpha(\xi) = \frac{V}{2\pi} \int_{q \in \text{BZ}} dq e^{-iqR_k} \psi_q^\alpha(\xi), \quad (2.4)$$

gdzie R_k jest położeniem węzła sieci, q jest kwazipędem funkcji Blocha $\psi_q^\alpha(\xi)$, a całkowanie odbywa się po całej strefie Brillouina. Widmo hamiltonianu (2.3) oraz kształt trzech najniższych funkcji Wanniera w zależności od głębokości sieci V_0 przedstawione są na rysunku 2.1.

Rozwinięcie operatora pola w bazie funkcji Wanniera ma postać:

$$\hat{\Psi}(r) = \sum_{i,\alpha} \mathcal{W}_i^\alpha(r) \hat{a}_{\alpha i}, \quad (2.5)$$

gdzie $\hat{a}_{\alpha i}$ jest operatorem anihilacji bozonu w stanie opisanym funkcją Wanniera $\mathcal{W}_i^\alpha(r)$. Rozwinięcie to pozwala przepisać hamiltonian (2.1) w postaci całkowicie równoważnego wielopasmowego hamiltonianu typu Hubbarda:

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{\alpha} \sum_{i,j} t_{i-j}^{(\alpha)} \hat{a}_{\alpha i}^\dagger \hat{a}_{\alpha j} + \sum_{ijkl} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} U_{ijkl}^{(\alpha\beta\gamma\delta)} \hat{a}_{\alpha i}^\dagger \hat{a}_{\beta j}^\dagger \hat{a}_{\gamma k} \hat{a}_{\delta l}. \quad (2.6)$$

ful.

Parametry $t_n^{(\alpha)}$ oraz $U_{ijkl}^{(\alpha\beta\gamma\delta)}$ są odpowiednimi elementami macierzowymi hamiltonianu wyjściowego (2.1)

$$t_l^{(\alpha)} = \int d^3r \overline{\mathcal{W}}_i^\alpha(r) H_0 \mathcal{W}_{i+l}^\alpha(r), \quad (2.7a)$$

$$U_{ijkl}^{(\alpha\beta\gamma\delta)} = \frac{g}{2} \int d^3r \overline{\mathcal{W}}_i^\alpha(r) \overline{\mathcal{W}}_j^\beta(r) \mathcal{W}_k^\gamma(r) \mathcal{W}_l^\delta(r), \quad (2.7b)$$

gdzie $H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r)$. Diagonalne parametry $t_0^{(\alpha)}$ wyrażają średnie jednocząstkowe energie w poszczególnych stanach opisanych przez funkcje Wanniera $\mathcal{W}_i^{(\alpha)}(r)$. Pozostałe człony jednocząstkowe $t_{n \neq 0}^{(\alpha)}$ są amplitudami tunelowania pomiędzy odpowiednimi węzłami sieci optycznej. Warto zwrócić uwagę, że ze względu na konstrukcję funkcji Wanniera, tunelowania pomiędzy węzłami sieci nigdy nie zmieniają pasma, w którym znajduje cząstka. Oddziaływania dwuciałowe oczywiście nie mają już tej własności i w ogólności mogą sprzęgać dowolne pasma.

Funkcje Wanniera tworzą bazę zupełną w przestrzeni stanów jednocząstkowych i dlatego hamiltonian (2.6) jest całkowicie równoważny wyjściowemu hamiltonianowi (2.1). Ze względu na fakt, że zbiór funkcji Wanniera jest przeliczalny i są one zlokalizowane, procedura prowadząca do uproszczonych modeli jest bardziej czytelna.

Standardowy model Bose-Hubbarda

W sytuacji, gdy słabo oddziałujący ultrazimny gaz przetrzymywany jest w bardzo głębokiej sieci optycznej (w praktyce $V_0 > 30E_R$) rozsądne jest założenie, że cząstki będą obsadzały wyłącznie najniższe pasmo periodycznego potencjału. W takiej bowiem sytuacji typowe energie oddziaływania są znacznie mniejsze od przerwy energetycznej pomiędzy pasmami i nie jest możliwe wzbudzenie cząstek do wyższych pasm sieci optycznej. Równocześnie człony tunelowania do dalszych sąsiadów są zanedbywalnie małe w porównaniu z tunelowaniem do sąsiadów najbliższych (szczegół w punkcie 2.3.6.). Dlatego hamiltonian (2.6) może zostać uproszczony do postaci

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{BH}} = E_0 \sum_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i - t \sum_{\{i,j\}} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + \frac{U}{2} \sum_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \hat{a}_i, \quad (2.8)$$

gdzie wprowadzono uproszczoną notację: $E_0 = t_0^{(0)}$, $t = t_1^{(0)}$, $U = U_{iiii}^{(0000)}$ oraz $\hat{a}_i = \hat{a}_{(0,0,0)i}$, a symbol $\{.\}$ oznacza sumowanie po węzłach najbliższego sąsiedztwa. Właściwości stanu podstawowego układu opisywanego tym hamiltonianem zostały teoretycznie przeanalizowane różnymi, wzajemnie komplementarnymi metodami [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10]. Jedną z najważniejszych konsekwencji hamiltonianu (2.8) jest istnienie dwóch faz kwantowych, w których układ może się znajdować w zależności od parametrów modelu: (i) fazy nadciekłej, gdy w układzie dominują jednociłowe tunelowania pomiędzy węzłami sieci; (ii) fazy izolującej, gdy w układzie dominują oddziaływania, a stosunek liczby cząstek w układzie do liczby węzłów sieci ρ jest liczbą całkowitą. W roku 2002, w spektakularnym doświadczeniu z atomami rubidu umieszczono

nymi w sieci optycznej, zaobserwowano obie te fazy, a także dokonano kontrolowanego przejścia fazowego pomiędzy nimi [11]. Kilka lat później udało się przeprowadzić analogiczne doświadczenia dla układu ultrazimnych fermionów [12, 13]. Tym samym osiągnięto doświadczalną realizację układu opisywanego oryginalnym hamiltonianem Hubbarda znanego fizyce materii skondensowanej od ponad 50 lat [14].

Doświadczenia [11, 12, 13] miały fundamentalne znaczenie poznawcze gdyż pokazały, że układy ultrazimnych gazów umieszczonych w sieciach optycznych mogą pełnić funkcję symulatorów kwantowych – „programowalnych” układów doświadczalnych realizujących zadane modele teoretyczne silnie skorelowanych układów wielu ciał, które wcześniej uznawane były jedynie za *modele-zabawki*. Od tego czasu trwa nieustanny wyścig w teoretycznym formułowaniu możliwych rozszerzeń standardowego modelu Hubbarda i pomysłów ich doświadczalnego symulowania w układach ultrazimnych gazów [P1]. Przedłożone osiągnięcie naukowe stanowiące podstawę ubiegania się o stopień naukowy doktora habilitowanego wpisuje się właśnie w ten kontekst.

2.3.3. Wytwarzanie stanów orbitalnych na żądanie – [H1]

Jedynym z możliwych rozszerzeń standardowego modelu Hubbarda jest wzięcie pod uwagę wyższych pasm sieci optycznej. Jest to o tyle istotne, że opracowano metody doświadczalne przenoszenia do nich ultrazimnych atomów przygotowanych wcześniej w paśmie podstawowym. W pierwszych eksperymentach tego typu z atomami rubidu ^{87}Rb wykorzystano dwufotonowe procesy ramanowskie stymulowane odpowiednio dobranymi przeciwbieżnymi wiązkami światła [15]. Jeśli różnica częstotliwości wiązek stymulujących jest rezonansowo dostrojona do przerwy energetycznej pomiędzy pasmami sieci optycznej to istnieje niezerowe prawdopodobieństwo, że atom będzie przenoszony pomiędzy sprzężonymi pasmami wykonując oscylacje Rabiego. Drugi sposób wytwarzania stanów orbitalnych został opracowany nieco później i opierał się na wykorzystaniu zjawiska rezonansowego tunelowania pomiędzy węzłami sieci prowadzącego do zmiany stanu orbitalnego [16]. Jak wspominałem wcześniej, w najprostszej sieci optycznej (2.2) takie procesy nie występują. Dlatego w tym eksperymencie wykorzystano bardziej skomplikowaną geometrię tzw. supersieci optycznej – potencjału periodycznego z węzłami sieci o zmieniającej się naprzemiennie głębokości. Dobierając odpowiednio głębokość węzłów można uzyskać efekt tunelowania z pasma podstawowego węzłów płytszych do pasma wzbudzonego węzłów głębszych. Te dwa eksperymenty otwały nową, obiecującą gałąź badań nad ultrazimnymi gazami [17].

W pracy [H1] podałem zupełnie inny sposób kontrolowanego przenoszenia atomów do stanów orbitalnych w sieci optycznej. Sposób ten opiera się na zjawisku rezonansu parametrycznego i jest wyjaśniony poniżej. Szczegółowe obliczenia i symulacje przedstawione w pracy [H1] zostały przeprowadzone dla realistycznego układu

atomów chromu ^{52}Cr umieszczonych w sieci optycznej wytwarzanej przez wiązki laserowe o długości $\lambda = 523 \text{ nm}$. Wszystkie liczby mianowane są wyznaczone przy tych założeniach.

Wyjaśnienie nowego sposobu wytwarzania stanów orbitalnych w sieciach optycznych należy rozpocząć od rozważań ogólnych nad strukturą hamiltonianu (2.6) uwzględniającego kilka najniższych pasm potencjału periodycznego. Zakładając, że sieć optyczna jest bardzo głęboka w kierunku Z i wyższe stany orbitalne w tym kierunku są energetycznie nieosiągalne najniższymi dostępnymi stanami orbitalnymi są stany p_x i p_y (jednokrotne wzbudzenie w kierunku X lub Y). W takiej sytuacji hamiltonian (2.6) jest sumą nielokalnego hamiltonianu tunelowania $\mathcal{H}_t$ i lokalnego hamiltonianu oddziaływania $\mathcal{H}_{\text{int}}$, który ma postać:

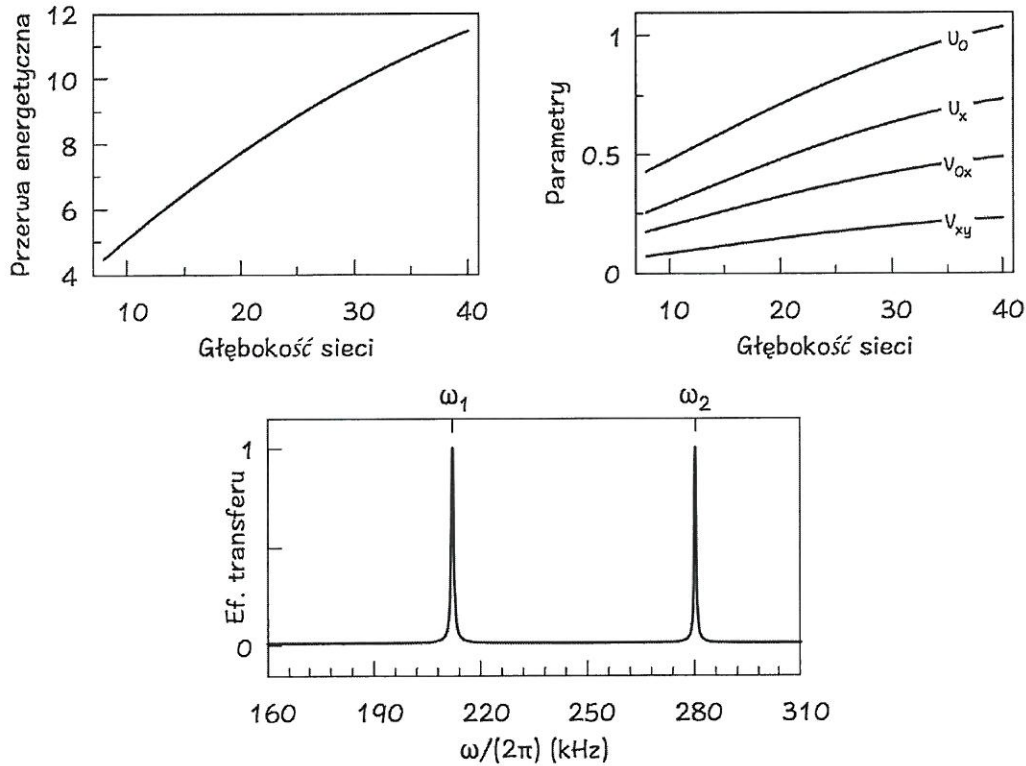
$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{int}} = \sum_i \left[\sum_{\sigma} E_{\sigma} \hat{n}_i^{\sigma} + \frac{U_{\sigma\sigma}}{2} \hat{n}_i^{\sigma} (\hat{n}_i^{\sigma} - 1) + \sum_{\sigma \neq \sigma'} U_{\sigma\sigma'} \hat{n}_i^{\sigma} \hat{n}_i^{\sigma'} \right] \quad (2.9a)$$

$$+ \frac{U_{sx}}{2} \hat{a}_i^{\dagger 2} \hat{b}_i^2 + \frac{U_{sy}}{2} \hat{a}_i^{\dagger 2} \hat{c}_i^2 + \frac{U_{xy}}{2} \hat{b}_i^{\dagger 2} \hat{c}_i^2 + \text{H.c.} \Big], \quad (2.9b)$$

gdzie $\sigma \in (s, x, y)$ przebiega indeksy rozważanych pasm ($s = (0, 0, 0)$, $x = (1, 0, 0)$, $y = (0, 1, 0)$). Dodatkowo, dla uproszczenia notacji, wprowadzono oznaczenia $\hat{a}_i = \hat{a}_{si}$, $\hat{b}_i = \hat{a}_{xi}$, $\hat{c}_i = \hat{a}_{yi}$, $\hat{n}_{\sigma i} = \hat{a}_{\sigma i}^{\dagger} \hat{a}_{\sigma i}$, $E_{\sigma} = t_0^{(\sigma)}$, $U_{\sigma\sigma'} = U_{iiii}^{(\sigma\sigma'\sigma\sigma')}$. Szczegółowa postać hamiltonianu tunelowania $\mathcal{H}_t$ jest podana i wyjaśniona w [H1], ale nie ma istotnego znaczenia w dalszej dyskusji.

W tym miejscu warto podkreślić, że w sytuacji statycznej człony hamiltonianu z linii (2.9b) nie mają istotnego wkładu i są zazwyczaj pomijane. Jest to związane z faktem, że w typowej sytuacji doświadczalnej parametry U_{sx} i U_{sy} są istotnie mniejsze od przerw energetycznych $\Delta E_{\sigma} = E_{\sigma} - E_s$. Nie mogą one zatem prowadzić do istotnego obsadzenia stanów orbitalnych, gdyż zabrania tego zasada zachowania energii. Dodatkowo, w przypadku sieci o istotnie różnej głębokości w kierunku X i Y również ostatni człon lokalnego hamiltonianu może zostać pominięty, gdyż parametr U_{xy} jest znacznie mniejszy od różnicy energii $\Delta E_{xy} = |E_x - E_y|$. Zależność parametrów hamiltonianu (2.9) w funkcji głębokości symetrycznej sieci optycznej (wyznaczone wprost z kształtu funkcji Wanniera) przedstawione są na rysunku 2.2. Warto zauważyć, że pominięcie wspomnianych członów prowadzi bezpośrednio do zachowania całkowitej liczby cząstek w poszczególnych orbitalach i jedyną konsekwencją oddziaływań międzyorbitalnych są oddziaływania typu „gęstość-gęstość” (człony $\hat{n}_{\sigma} \hat{n}_{\sigma'}$ z pierwszej linii hamiltonianu). Kluczową obserwacją pracy [H1] jest fakt, że zwyczajowo pomijane człony nie mogą być zaniedbane w niektórych sytuacjach dynamicznych, a ich istnienie może zostać wykorzystane do wytwarzania stanów orbitalnych na żądanie.

Rozważmy najprostszą sytuację, w której układ ultrazimnych bozonów umieszczony jest w bardzo głębokiej sieci optycznej i przygotowany jest w stanie podstawowym z gęstością $\rho = 2$ w fazie izolującej daleko od punktu przejścia fazowego. Dodatkowo założymy, że głębokość sieci w kierunkach X i Y nie jest taka sama i jest równa



Rysunek 2.2: (górny panel) Parametry hamiltonianu (2.9) w funkcji głębokości sieci optycznej obliczone wprost z kształtu funkcji Wanniera dla symetrycznej sieci optycznej $V_x = V_y$ i typowej wartości parametru oddziaływania $g = 1$. Jak widać, w typowej sytuacji parametry związane z oddziaływaniami kontaktowymi są dziesięciokrotnie mniejsze od przerwy energetycznej pomiędzy pasmami. (dolny panel) Efektywność transferu w funkcji częstości wibrującej sieci ω . Dwa wyraźne maksima oznaczają sytuację rezonansową, w której możliwy jest całkowity transfer atomów z pasma podstawowego do pasma wzbudzonego. Rysunek zaadaptowany z pracy [H1].

odpowiednio $V_x = 32E_R$ i $V_y = 20E_R$. W takiej sytuacji tunelowanie jest całkowicie zdominowane przez oddziaływania i może zostać zaniedbane. To w konsekwencji oznacza, że stan układu jest stanem produktowym ze względu na węzły sieci i każdy z tych węzłów może być traktowany jako całkowicie niezależny układ. Teraz założymy, że głębokość sieci w kierunku X oscyluje z *niewielką* amplitudą i ściśle określoną częstością, $V_x(t)/E_R = 32 + A \sin(\omega t)$. Ze względu na strukturę hamiltonianu (2.9) dynamika w węźle sieci odbywa się w podprzestrzeni trzech stanów dwuciałowych $|200\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\hat{a}^{\dagger 2}|\text{vac}\rangle$, $|020\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\hat{b}^{\dagger 2}|\text{vac}\rangle$, $|002\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\hat{c}^{\dagger 2}|\text{vac}\rangle$. W tej podprzestrzeni hamiltonian ma prostą strukturę macierzową

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{sub}}(t) = \begin{bmatrix} 2E_s + U_{ss} & U_{sx} & U_{sy} \\ U_{sx} & 2E_x + U_{xx} & U_{xy} \\ U_{sy} & U_{xy} & 2E_y + U_{yy} \end{bmatrix}. \quad (2.10)$$

fu

Wszystkie parametry tego hamiltonianu zależą od czasu poprzez nietrywialną zależność od głębokości sieci optycznej kontrolowanej przez A i ω . Jeśli częstość wibracji sieci optycznej ω jest dopasowana do różnicy energii pomiędzy stanem podstawowym $2E_s + U_{ss}$, a jednym ze stanów wzbudzonych $2E_x + U_{xx}$ ($2E_y + U_{yy}$) obliczonej w sytuacji statycznej ($A \equiv 0$), to będziemy mieli do czynienia ze zjawiskiem rezonansu parametrycznego wymuszonego poprzez pozadiagonalne elementy macierzy (2.10). W konsekwencji układ będzie oscylował pomiędzy wybranymi stanami wielociałowymi. Dolny panel rysunku 2.2 prezentuje numerycznie otrzymaną efektywność transferu, zdefiniowaną jako największe opróżnienie stanu początkowego $|200\rangle$, jako funkcję częstości wibrującej sieci ω przy amplitudzie oscylacji $A = 4$. Położenie częstości rezonansowych jest zgodne z różnicą energii stanów wielociałowych. Szerokość rezonansu jest w obu przypadkach rzędu $\delta\omega/(2\pi) \approx 700$ Hz. W tym miejscu warto dodać, że całkowity transfer atomów ze stanu podstawowego do wybranego stanu wzbudzonego następuje w kilka milisekund (szczegóły w pracy [H1]). Jest to o tyle istotne, że eksperymentalnie obserwowany czas życia atomów w stanach orbitalnych jest kilkaset razy większy [15]. To oznacza, że zaproponowany mechanizm wytwarzania stanów orbitalnych jest w tej skali bardzo szybki i może rzeczywiście być wykorzystany.

Przedstawione powyżej rozumowanie zostało w pracy [H1] również uogólnione na inne przypadki. Przeanalizowano np. sytuację, w której w chwili początkowej układ znajduje się w sieci z równymi głębokościami w obydwu kierunkach. W takiej sytuacji stany $|020\rangle$ i $|002\rangle$, ze względu na ich degenerację energetyczną i niezerowe pozadiagonalne elementy macierzowe, nie są dobrym przybliżeniem dla wzbudzonych stanów własnych hamiltonianu (2.10). W tym przypadku atomy mogą być efektywnie przenoszone do symetrycznej lub antysymetrycznej kombinacji tych stanów $|\pm\rangle = (|020\rangle \pm |002\rangle)/\sqrt{2}$ poprzez odpowiednio skorelowane wibracje sieci w obydwu kierunkach równocześnie. Jednym z najciekawszych wyników pracy [H1] jest podanie przepisu eksperymentalnego na wytworzenie stanów orbitalnych postaci $|\pm i\rangle = (|020\rangle \pm i|002\rangle)/\sqrt{2}$. Jest to możliwe poprzez odpowiednią sekwencję wibracji w kierunkach X i Y . Wszystkie te przypadki zostały szczegółowo opisane w pracy [H1].

W pracy [H1] została również sprawdzona prawdziwość poczynionych przybliżeń poprzez przeprowadzenie symulacji w bardziej ogólnym modelu. Sprawdzono m.in. wpływ zaniedbanych tunelowań pomiędzy węzłami sieci na efektywność transferu poprzez przeprowadzenie symulacji wielociałowych w modelu uwzględniającym tunelowania. Sprawdzono również wpływ wyższych pasm sieci optycznej poprzez włączenie do symulacji stanów orbitalnych typu d . Jak jest szczegółowo opisane w pracy [H1] te symulacje potwierdzają słuszność przyjętych przybliżeń.

W tym miejscu warto dodać, że przedstawione powyżej rozumowanie całkowicie zaniedbuje dodatkowy człon w zależnym od czasu równaniu Schrödingera związany ze zmieniającą się w czasie bazą jednociłową. Jak wykazano w pracy [18] ta dodatkowa poprawka prowadzi do poszerzenia rezonansu, ale nie wpływa na maksymalną efektywność transferu.

2.3.4. Własności bozonów umieszczonych w stanach orbitalnych sieci optycznej – [H2]

Możliwość kontrolowanego umieszczania atomów w wyższych pasmach sieci optycznej otwiera oczywiście całkowicie nowe możliwości eksperymentalne. Jest bowiem dość jasne, że zjawiska zachodzące w wyższych pasmach sieci optycznej mogą istotnie różnić się od tych zachodzących w paśmie podstawowym. Wynika to choćby z prostej obserwacji, że w przypadku kwadratowej sieci optycznej istnieją w każdym węźle sieci optycznej dwa orbitale p_x i p_y , które na poziomie jednocząstkowym są zdegenerowane. Odpowiedź na pytanie jak ta degeneracja wpływa na własności wielociałowe jest inspiracją wielu badań teoretycznych w tym zakresie [19, 20, 21, 22, 23, 24].

Inspiracją dla pracy [H2] była inna praca teoretyczna [25], w której przeanalizowano układ bozonów obsadzających pierwsze pasmo wzbudzone i umieszczonych w asymetrycznej dwuwymiarowej sieci optycznej zadanej potencjałem

$$V(x, y) = V_x \sin^2(k_x x) + V_y \sin^2(k_y y). \quad (2.11)$$

W pracy tej parametry sieci zostały dobrane w taki sposób, aby tunelowanie było możliwe jedynie w jednym kierunku (bardzo wysoka sieć w jednym z kierunków, np. $V_y \gg V_x$), ale równocześnie jednocząstkowa degeneracja pomiędzy stanami p_x i p_y była zachowana. Jest to możliwe dzięki zmianie odległości pomiędzy węzłami sieci optycznej w jednym z jej kierunków, która jest kontrolowana przez długość fali światła formującego sieć optyczną. Taką możliwość widać doskonale w przybliżeniu harmonicznym – potencjał w otoczeniu minimum węzła można przybliżyć przez wyrażenie $V(x, y) \sim (V_x k_x^2) x^2 + (V_y k_y^2) y^2$. Dobierając zatem długości fali wiązek laserowych tak, aby był zapewniony warunek $V_x/V_y = (k_y/k_x)^2$ węzeł sieci jest w tym przybliżeniu osiowo symetryczny. W takiej sytuacji hamiltonian (2.6) dla układu bozonów umieszczonych w pierwszym paśmie wzbudzonym redukuje się do postaci:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{orbit}} = \sum_i \hat{H}_i - \sum_{\{i,j\}} \left(t_x \hat{a}_{xi}^\dagger \hat{a}_{xj} + t_y \hat{a}_{yi}^\dagger \hat{a}_{yj} \right). \quad (2.12a)$$

Lokalna część tego hamiltonianu ma postać³⁾:

$$\hat{H}_i = \sum_\sigma \left[E_\sigma \hat{n}_i^\sigma + \frac{U_{\sigma\sigma}}{2} \hat{n}_i^\sigma (\hat{n}_i^\sigma - 1) \right] + \frac{U_{xy}}{2} \left[4 \hat{n}_i^x \hat{n}_i^y + \hat{a}_{xi}^{\dagger 2} \hat{a}_{yi}^2 + \hat{a}_{yi}^{\dagger 2} \hat{a}_{xi}^2 \right]. \quad (2.12b)$$

Sumowanie przebiega tym razem tylko po orbitalach wzbudzonych $\sigma \in \{x, y\}$. Tunelowanie bozonów umieszczonych w orbitalach p_x i p_y odbywa się jedynie w kierunku X , ale z różnymi amplitudami, $t_x < 0$, $t_y > 0$ i $|t_x| > |t_y|$. Stosunek t_x/t_y jest jednoznacznie wyznaczony przez głębokości sieci optycznej w kierunkach X i Y (szczegóły

³⁾Przypomnijmy, że kształt sieci dobieramy tak, aby zachować jednocząstkową degenerację między orbitalami $E_x = E_y$. To w praktyce oznacza, że człony jednocząstkowe mogą zostać pominięte w dalszej analizie.

w pracy [H2]). Jest dość jasne, że hamiltonian (2.12) jest przemienny z operatorem całkowitej liczby cząstek $\hat{N} = \hat{N}_x + \hat{N}_y$, gdzie $\hat{N}_\sigma = \sum_i \hat{n}_i^\sigma$. Ze względu jednak na dwa ostatnie człony oddziaływania kontaktowego przemienność nie zachodzi oddzielnie dla operatorów $\hat{N}_x$ i $\hat{N}_y$. Fragment hamiltonianu odpowiedzialny za przenoszenie bozonów pomiędzy orbitalami zachowuje jednak parzystość tych operatorów (bozony przenoszone są zawsze parami) i dlatego hamiltonian (2.12) ma dodatkową symetrię Z_2 kontrolowaną przez operator $\hat{S} = \exp(i\pi\hat{N}_y)$. Wykorzystując tę obserwację, stan podstawowy hamiltonianu (2.12) można wyznaczyć znajdując stany podstawowe niezależnie w dwóch podprzestrzeniach własnych operatora $\hat{S}$. Nazwijmy te stany $|G_{\text{even}}\rangle$ i $|G_{\text{odd}}\rangle$.

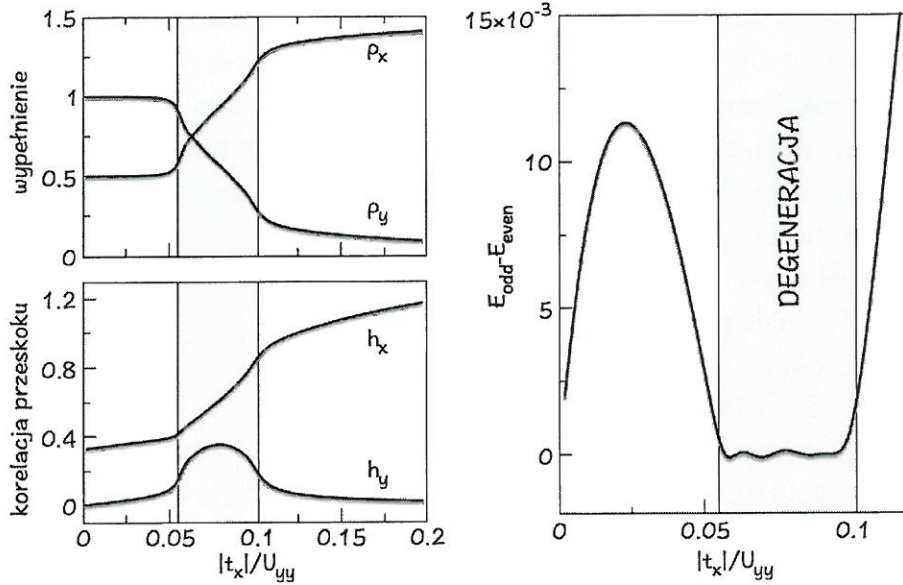
W przybliżeniu harmonicznym parametry hamiltonianu (2.12) odpowiedzialne za oddziaływania kontaktowe spełniają warunek $U_{xx} = U_{yy} = 3U_{xy}$ niezależnie od głębokości sieci optycznej. To oznacza, że lokalną część hamiltonianu można zapisać w postaci [25]:

$$\hat{H}_i = \frac{U_{yy}}{2} \left[\hat{n}_i \left(\hat{n}_i - \frac{2}{3} \right) - \frac{1}{3} \hat{L}_{zi}^2 \right], \quad (2.13)$$

gdzie $\hat{n}_i = \hat{n}_i^x + \hat{n}_i^y$ oraz $\hat{L}_{zi} = i [\hat{a}_{xi}^\dagger \hat{a}_{yi} - \hat{a}_{yi}^\dagger \hat{a}_{xi}]$ jest odpowiednikiem operatora lokalnego momentu pędu. Ta obserwacja prowadzi wprost do wniosku, że w przybliżeniu harmonicznym, lokalny hamiltonian układu jest przemienny z lokalnym momentem pędu i ma symetrię osiową. Analiza numeryczna w oparciu o to przybliżenie przeprowadzona w pracy [25] pokazuje, że w granicy małego choć niezerowego tunelowania ($|t_x| \rightsquigarrow 0$), przy średnim wypełnieniu $\rho = 3/2$, wielociałowy stan podstawowy układu wykazuje porządek anty-ferro-orbitalny (ang. anti-ferro-orbital) charakteryzujący się nieznikającą wartością oczekiwaną operatora $\hat{L} = \sum_i (-1)^i \hat{L}_{zi}$. Oznacza to, że w tej granicy stan podstawowy jest zdegenerowany, a w wyniku spontanicznego łamania symetrii $\hat{S}$ wymuszonego tunelowaniem łamana jest również symetria odwrócenia w czasie.

Istotą naszej pracy [H2] jest pokazanie, że wyjście poza przybliżenie harmoniczne całkowicie zmienia przedstawiony powyżej scenariusz. Jest to głównie związane z faktem, że różne parametry oddziaływań kontaktowych wyliczone wprost z kształtów funkcji Wanniera nie spełniają dość szczególnego warunku $U_{xx} = U_{yy} = 3U_{xy}$. Jeśli tylko sieć optyczna ma inną głębokość w kierunku X niż w kierunku Y , a długości lasera dobrane są tak, aby zapewnić jednociłową degenerację $E_x = E_y$, to zachodzą ostre nierówności $3U_{xy} < U_{xx} < U_{yy}$. To oznacza, że lokalnej części hamiltonianu nie można zapisać w postaci (2.13) i w konsekwencji operator $\hat{L}_{zi}$ nie jest z nią przemienny. Wydawać mogłoby się, że ta subtelna poprawka może jedynie nieznacznie modyfikować wcześniejsze przewidywania. Okazuje się jednak, że wyniki otrzymane dla ścisłego hamiltonianu (2.12) różnią się nie tylko ilościowo, ale również jakościowo od wyników otrzymanych w przybliżeniu harmonicznym.

Pierwsza różnica pomiędzy modelem ścisłym, a modelem przybliżonym jest już widoczna w granicy małego tunelowania, $|t_x| \rightsquigarrow 0$. Przy wypełnieniu $\rho = 3/2$ orbitale



Rysunek 2.3: (lewy panel) Średnie wypełnienie orbitali ρ_σ oraz korelacje przeskoku h_σ w funkcji tunelowania w przypadku średniej gęstości $\rho = 3/2$ bozonów na węzeł sieci. (prawy panel) Różnica energii pomiędzy stanami podstawowymi w dwóch podprzestrzeniach własnych operatora symetrii $\hat{S}$ w funkcji tunelowania. Dla pewnego skończonego przedziału tunelowań (szary obszar) stan podstawowy całego układu staje się zdegenerowany. Wykresy otrzymane na podstawie analizy numerycznej dla $L = 8$ węzłów sieci optycznej. Rysunek zaadaptowany z pracy [H2].

p_x i p_y są zdegenerowane na poziomie jednocząstkowym, ale ze względu na oddziaływania kontaktowe degeneracja na poziomie wielociałowym jest znoszona. Najniższą energię ma stan wielociałowy, który jest w fazie izolującej w orbitalu p_y i w fazie nadciekłej z połówkowym wypełnieniem w orbitalu p_x ⁴⁾. W granicy dużego tunelowania natomiast, gdy wszystkie oddziaływania są zaniedbywalne, wszystkie bozony znajdują się w orbitalu p_y i tworzą tam fazę nadciekłą z wypełnieniem $\rho = 3/2$. W żadnej z tych granic stan podstawowy układu nie jest zdegenerowany i jest stanem własnym operatora symetrii $\hat{S}$. Gdy tunelowanie zmienia się pomiędzy tymi granicami, to stan podstawowy przechodzi z jednej fazy do drugiej. W lewym panelu rysunku 2.3 przedstawione są średnie gęstości w poszczególnych orbitalach ($\rho_\sigma = \sum_i \langle \hat{n}_{\sigma i} \rangle / L$) oraz tzw. korelacje przeskoku ($h_\sigma = \sum_i \langle \hat{a}_{\sigma i} \rangle / L$) w funkcji znormalizowanego tunelowania otrzymane metodą ścisłej diagonalizacji hamiltonianu w sieci o długości $L = 8$.⁵⁾

Najciekawszy scenariusz, zupełnie nie występujący w przybliżeniu harmonicznym, jest realizowany w okolicach tunelowania, przy którym wypełnienie obydwu orbitali się zrównuje ($\rho_x \approx \rho_y$). Z analizy numerycznej przeprowadzonej metodą ścisłej diagonalizacji hamiltonianu dla skończonego rozmiaru L wynika, że w pewnym

⁴⁾ Jest to prosta konsekwencja tego, że $3U_{xy} < U_{xx} < U_{yy}$ oraz $|t_x| > |t_y|$.

⁵⁾ Faza izolująca w danym orbitalu jest scharakteryzowana znikającym h_σ i całkowitym ρ_σ . Faza nadciekła ma duże nielokalne korelacje jednociałowe, które charakteryzują się niezerowym h_σ .

fuhi

zakresie tunelowań stan podstawowy układu jest zdegenerowany. W praktyce, metoda pozwala wykreślić różnicę energii pomiędzy stanami podstawowymi w podprzestrzeniach własnych operatora $\hat{S}$. Dla ustalonej wielkości układu L stan podstawowy staje się zdegenerowany dokładnie w L punktach, a zakres tunelowań, w którym to następuje jest dobrze określony i skończony (prawy panel rysunku 2.3). Dodatkowo, maleje różnica energii $|E_{\text{odd}} - E_{\text{even}}|$, w punktach, w których degeneracji nie ma. Stąd wnioskujemy, że w granicy termodynamicznej $L \rightarrow \infty$ stan podstawowy będzie zdegenerowany dla każdego tunelowania z tego zakresu.

W obszarze odzyskanej degeneracji obydwa stany $|G_{\text{even}}\rangle$ i $|G_{\text{odd}}\rangle$ mają tę samą energię. Z punktu widzenia modelu, każda ich superpozycja $|G\rangle = \cos(\theta)|G_{\text{even}}\rangle + \sin(\theta)e^{i\phi}|G_{\text{odd}}\rangle$ jest równie dobrym stanem podstawowym. Ze względu jednak na fakt, że mamy do czynienia z układem wielociałowym jest dość jasne, że w przypadku układu bardzo dużego (w granicy $L \rightarrow \infty$ makroskopowego) nie każda superpozycja będzie tak samo odporna na niekontrolowane oddziaływanie z otoczeniem. W wyniku tego oddziaływania układ spontanicznie wybierze pewną dobrze określoną superpozycję – taką, która jest najmniej wrażliwa na zewnętrzne zaburzenia⁶⁾. Tą fenomenologiczną obserwację można wyrazić bardziej formalnie powołując się na tzw. zasadę nadwyboru indukowanego przez otoczenie (ang. *einselection principle*) [26]. W myśl tej zasady spośród wszystkich dostępnych superpozycji wybierana jest taka, która jest stanem najbardziej zbliżonym do stanu iloczynowego ze względu na węzły sieci. W praktyce, aby znaleźć odpowiednią superpozycję, numerycznie minimalizujemy entropię splątania obliczoną dla pojedynczego węzła sieci optycznej w funkcji kątów θ i ϕ (szczegóły w pracy [H2]). Nie wnikając w szczegóły, które opisane są w pracy [H2], w wyniku zastosowania tej zasady znajdujemy dokładnie dwa stany $|G_{\pm}\rangle = (|G_{\text{even}}\rangle \pm i|G_{\text{odd}}\rangle)/\sqrt{2}$, które są stanami najbardziej zbliżonymi do stanów iloczynowych. Warto zwrócić uwagę, że są one *zespolonymi* kombinacjami stanów własnych operatora symetrii. Ta obserwacja prowadzi wprost do nieznikającej wartości oczekiwanej operatora $\hat{L}_z = \sum_j (-1)^j \hat{L}_{zj}$. To oznacza, że w obszarze odzyskanej degeneracji pomiędzy stanami wielociałowymi, w wyniku spontanicznie złamanej symetrii, stan podstawowy układu przejawia porządek anty-ferro-orbitalne (AFO) i tym samym łamie symetrię odwrócenia w czasie. Przewidywania oparte o ścisłą diagonalizację hamiltonianu zostały potwierdzone w rachunkach wielkoskalowych metodą DMRG przez innych współautorów pracy [H2].

W tym miejscu warto dodać, że praca [H2] została wyróżniona Nagrodą Dyrektora Instytutu Fizyki PAN za najlepszą publikację w roku 2013.

⁶⁾Z podobnym efektem mamy do czynienia w przypadku modelu Isinga bez zewnętrznego pola. Podprzestrzeń stanów podstawowych jest dwuwymiarowa i rozpięta przez stany własne operatora odwrócenia spinu, który jest przemienny z hamiltonianem. W granicy termodynamicznej wybierany jest jednak spontanicznie stan, który łamie tę symetrię i dochodzi do spontanicznego namagnesowania.

2.3.5. Modele Bose-Hubbarda z lokalnymi oddziaływaniami trójciałowymi – [H3-H5]

Uwzględnienie wpływu wyższych pasm sieci optycznej jest możliwe również w sposób efektywny. Jest tak wtedy, gdy wszystkie człony oddziaływania prowadzące do wzbudzenia do wyższych stanów orbitalnych są małe w porównaniu z międzypasmowymi przerwami energetycznymi, które musiałyby być pokonane. W takiej sytuacji wyższe stany orbitalne są jedynie stanami wirtualnymi i mogą zostać uwzględnione w drugim rzędzie rachunku zaburzeń jako poprawki do stanów pasma podstawowego. Okazuje się, że w przypadku oddziaływań krótkozasięgowych, efektywne uwzględnienie poprawek od wyższych pasm sieci optycznej w modelu Bose-Hubbarda (2.8) polega na zastąpieniu energii oddziaływania U przez energię zależną od obsadzenia $\tilde{U}(n)$. Oczywiście jest ona równa 0 dla $n = 0, 1$, a dla $n = 2$ jest równa energii U występującej w standardowym modelu Bose-Hubbarda. Najniższa nieznikająca poprawka musi być zatem proporcjonalna do $(n - 2)$ i rozwinięcie energii oddziaływania ma postać:

$$\tilde{U}(n) = U + \frac{W}{3}(n - 2) + \dots \quad (2.14)$$

Po uwzględnieniu tego rozwinięcia efektywny model typu Bose-Hubbarda przyjmuje postać:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}} = E_0 \sum_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i - t \sum_{\{i,j\}} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + \frac{U}{2} \sum_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \hat{a}_i + \frac{W}{6} \sum_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \hat{a}_i \hat{a}_i. \quad (2.15)$$

Efektywna poprawka W może być zatem formalnie traktowana jako dodatkowe lokalne oddziaływanie trójciałowe w układzie. Warto dodać, że parametr W (oraz poprawki wyższego rzędu) zostały wyznaczone doświadczalnie w bardzo precyzyjnym eksperymencie z atomami rubidu ^{87}Rb umieszczonymi w sieci optycznej [27]. Ich uwzględnienie nie jest zatem czysto teoretyczną dywagacją, ale ma również konsekwencje doświadczalne.

Z punktu widzenia efektywnego uwzględnienia wyższych pasm potencjału periodycznego energia oddziaływania trójciałowego W jest bezpośrednio związana z oddziaływaniami dwuciałowymi i nie może być kontrolowana niezależnie [28, 29]. Tak jest jednak jedynie w przypadku oddziaływań krótkozasięgowych. Jak zostało pokazane w pracy [30], w przypadku oddziaływań dalekozasięgowych, efektywne oddziaływanie trójciałowe można kontrolować niezależnie w bardzo dużym zakresie parametrów. Dodatkowo, istnieje również możliwość wykorzystania wewnętrznych stopni swobody atomów umieszczonych w sieci optycznej w fazie izolującej w celu wywołania efektów, które na poziomie hamiltonianu formalnie wyglądają jak model Bose-Hubbarda z niezależnymi oddziaływaniami trójciałowymi [31]. To wszystko razem sprawia, że dość istotne staje się poznanie wszelkich własności modelu opisanego hamiltonianem (2.15).

Pierwszą teoretyczną analizę modelu Bose-Hubbarda z trójciałowymi oddziaływaniami przeprowadzono w ramach perturbacyjnej teorii pola średniego [32, 33]. W pra-

cach tych wykazano, że trójciałowe oddziaływania prowadzą do przesuwania się granic na diagramie fazowym pomiędzy fazą izolującą, a fazą nadciekłą. W tym przybliżeniu jednak granica się nie zmienia dla najniższego całkowitego wypełnienia $\rho = 1$. Praca ta jest ściśle związana z pracą [H5], która jest opisana poniżej. W pracy [34] przeanalizowano natomiast model dwuwymiarowy kwantową wersją metody Monte Carlo i skoncentrowano się na przejściach fazowych pierwszego rodzaju z fazy izolującej przy zmianie potencjału chemicznego (zmianie liczby cząstek w układzie). Również jednowymiarowa wersja modelu (2.15) była częściowo zbadana metodą DMRG (ang. Density Matrix Renormalization Group) w pracy [35]. W pracy tej przeanalizowano najniższą całkowitą gęstość $\rho = 1$ dla $W > 0$ i pokazano, że (w odróżnieniu od przybliżenia pola średniego) granice fazy izolującej są czułe na oddziaływania trójciałowe. Ta subtelna obserwacja pokazała, że własności hamiltonianu (2.15) powinny być zbadane metodami bardziej dokładnymi niż przybliżenie niezależnych węzłów sieci.

Metoda ścisłej diagonalizacji dla modelu jednowymiarowego – [H3]

W pracy [H3], wykorzystując metodę ścisłej diagonalizacji hamiltonianu wielociałowego, przeanalizowałem własności jednowymiarowego modelu (2.15) koncentrując się głównie na okolicach przejścia fazowego z fazy izolującej do fazy nadciekłej. W odróżnieniu od pracy [35] analiza została przeprowadzona zarówno dla gęstości $\rho = 1$ jak i $\rho = 2$, gdzie oddziaływania trójciałowe grają zasadniczą rolę w procesie *stabilizowania* fazy izolującej. Ze względu na przesłanki doświadczalne [27] w pracy przeanalizowałem zarówno trójciałowe oddziaływania odpychające jak i przyciągające.

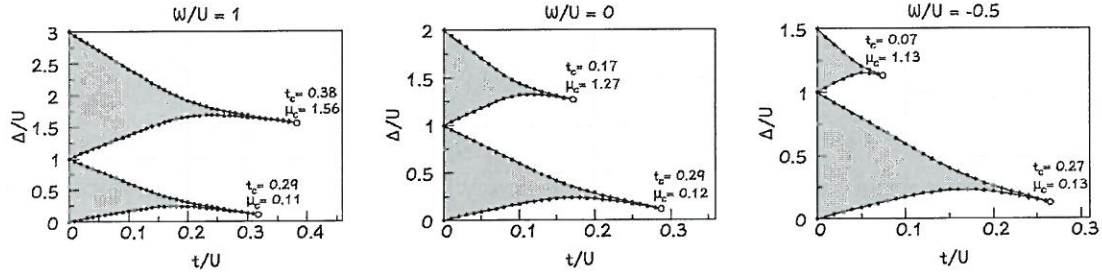
Metoda ścisłej diagonalizacji jest metodą tzw. „brutalnego ataku” – z jednej strony nie zawiera żadnych przybliżeń i w związku z tym jest metodą dokładną; z drugiej zaś jest ograniczona przez możliwości operacyjne dzisiejszych komputerów, bo wymaga diagonalizacji wielkich macierzy, których rozmiar rośnie wykładniczo z rozmiarem problemu. Opiera się na obserwacji, że dla układu znajdującego się w fazie izolującej istnieje niezerowy (skończony w granicy termodynamicznej) koszt energetyczny Δ na dodanie/odjęcie jednej cząstki do/z układu [5]. Maleje on wraz ze wzrostem tunelowania i w punkcie kwantowego przejścia fazowego t_c/U staje się równy 0. Wykonując ścisłą diagonalizację hamiltonianu przy ustalonej liczbie cząstek N i długości sieci L znajdujemy stan podstawowy układu $|G_{N,L}\rangle$ oraz jego energię $E(L, N)$. Następnie definiujemy górną i dolną granicę fazy izolującej przy ustalonej gęstości⁷⁾:

$$\mu_+(\rho, L) = E(L, \rho L + 1) - E(L, \rho L), \quad (2.16a)$$

$$\mu_-(\rho, L) = E(L, \rho L) - E(L, \rho L - 1). \quad (2.16b)$$

Oczywiście obie te wielkości silnie zależą od rozmiaru układu L . Dlatego obliczenia powtarza się przy ustalonych parametrach t , U i W dla różnych rozmiarów (w tym

⁷⁾Wielkości $\mu_{\pm}$ są odpowiednikami potencjału chemicznego zdefiniowanego dla układów skończonych.



Rysunek 2.4: Diagramy fazowe dla jednowymiarowego modelu (2.15) w zależności od oddziaływań trójciałowych W/U . Jak widać, pierwsza faza izolująca ($\rho = 1$) jest niemal nieczuła na istnienie oddziaływań trójciałowych. Natomiast obszar drugiej fazy izolującej ($\rho = 2$) istotnie zależy od tych oddziaływań i jest on powiększony (pomniejszony) względem standardowego modelu Bose-Hubbarda dla odpychających (przyciągających) oddziaływań trójciałowych. Rysunek zaadaptowany z pracy [H3].

przypadku $L = 5, \dots, 8$). Warto w tym miejscu dodać, że diagonalizację przeprowadza się w pełnej wielociałowej bazie Focka, tzn. każdy węzeł sieci może być obsadzony przez $0, \dots, N$ cząstek. Następnie dokonuje się ekstrapolacji wyznaczonych wielkości $\mu_{\pm}$ do granicy $L \rightarrow \infty$. Ekstrapolacja ta jest możliwa, gdyż wielkości te zależą liniowo od odwrotności wielkości układu [H3]. Koszt energetyczny w granicy termodynamicznej jest różnicą tak wyznaczonych wielkości $\Delta = \mu_{+} - \mu_{-}$. Nie wnikając w szczegóły techniczne opisane w pracy [H3], punkt kwantowego przejścia fazowego t_c z fazy izolującej do nadciekłej wyznaczony jest przez warunek $\Delta = 0$. Wielkości $\mu_{\pm}$ są równocześnie granicami na diagramie fazowym pomiędzy fazą izolującą, a fazą nadciekłą (patrz Rys. 2.4).

Otrzymane w pracy [H3] wyniki pokazują, że faza izolująca dla wyższego wypełnienia $\rho = 2$ jest bardzo czuła na obecność oddziaływań trójciałowych. Widać to już w granicy znikającego tunelowania $t \rightarrow 0$, gdzie można otrzymać wynik analityczny. W tej granicy, dla $\rho = 1$ koszt energetyczny Δ nie zależy od W , a dla $\rho = 2$ jest równy $\Delta = U + W$. Istotny wpływ oddziaływań trójciałowych na stabilność fazy izolującej przy większych gęstościach jest zrozumiały z mikroskopowego punktu widzenia. Zniszczenie fazy izolującej z $\rho = 2$, które jest indukowane jednociąłowymi tunelowaniem t wymaga przewyciężenia nie tylko kosztu energetycznego od oddziaływań dwuciąłowych $3U - 2U = U$ ale również dodatkowej energii oddziaływania W .

Metoda ścisłej diagonalizacji hamiltonianu daje również możliwość przeanalizowania klasy uniwersalności przejścia fazowego z fazy izolującej do nadciekłej. Jest wiadome, że w okolicach przejścia fazowego standardowy jednowymiarowy model Bose-Hubbarda jest równoważny w sensie uniwersalności spinowemu dwuwymiarowemu modelowi XY. To oznacza, że przejście fazowe jest przejściem nieskończonego rzędu typu Berezinskiego-Kosterlitz-Thoulessa (BKT) [36, 37, 38]. Jest ono scharakteryzowane wykładniczym zanikiem długości korelacji, co przekłada się bezpo-

Ind.

średnio na charakterystyczny zanik kosztu energetycznego Δ po stronie izolującej:

$$\ln \left(\frac{\Delta}{U} \right) \sim \frac{1}{\sqrt{1 - t/t_c}}, \quad \text{dla } t < t_c. \quad (2.17)$$

Wyniki numeryczne szczegółowo opisane w pracy [H3] przekonują, że uniwersalność przejścia fazowego nie zależy od dodatkowych lokalnych oddziaływań trójciałowych. Niezależnie od znaku i wartości parametru W przejście fazowe z fazy izolującej do fazy nadciekłej zawsze jest typu BKT.

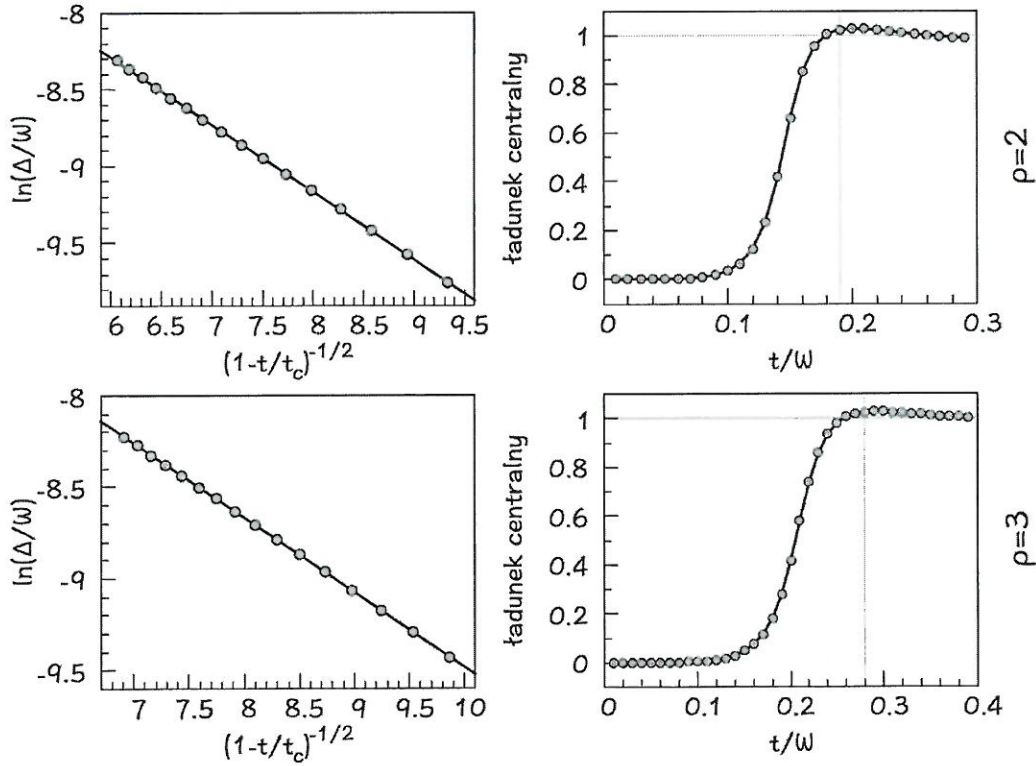
Metoda DMRG dla modelu bez oddziaływań dwuciałowych – [H4]

Obserwacja, że w jednowymiarowym przypadku klasa uniwersalności przejścia fazowego modelu z oddziaływaniami trójciałowymi nie zależy od ich siły zainspirowała mnie do zbadania własności modelu skrajnego, tzn. modelu, w którym oddziaływania trójciałowe są tak duże, że te dwuciałowe mogą zostać całkowicie zaniedbane, $U/W \rightarrow 0$. W pracy [H4] zbadam własności modelu jednowymiarowego opisanego hamiltonianem [42, 43]:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{body}} = -t \sum_i \hat{a}_i^\dagger (\hat{a}_{i-1} + \hat{a}_{i+1}) + \frac{W}{6} \sum_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \hat{a}_i \hat{a}_i. \quad (2.18)$$

W odróżnieniu od pracy [H3], w tej pracy podjąłem próbę przeanalizowania własności stanu podstawowego wykonując obliczenia wielkoskalowe, tzn. dla bardzo dużych układów ($L \approx 100$). Oczywiście analiza taka nie jest możliwa do wykonania metodą ścisłej diagonalizacji hamiltonianu, dlatego w tym przypadku zastosowałem metodę DMRG. Jest to przybliżona metoda rekurencyjna, której idea została opracowana w latach 90. ubiegłego wieku i do dziś uważana jest za najbardziej efektywną metodę wielkoskalową dla układów jednowymiarowych [44]. Bez wchodzenia w szczegóły numeryczne, które są opisane w wielu przeglądowych artykułach (np. [45]), w wyniku otrzymuje się przybliżoną wartość energii stanu podstawowego $E(L, \rho, \kappa)$ przy zadanej wielkości jednowymiarowej sieci L i liczbie bozonów $\rho \cdot L + \kappa$ w niej umieszczonych. Możliwe jest również efektywne wyliczenie funkcji korelacji rzędu k (w praktyce k jest niewielkie) typu $\langle G | \hat{O}_{i_1} \cdots \hat{O}_{i_k} | G \rangle$, gdzie $\hat{O}_i$ jest lokalnym operatorem działającym w węźle i . Ze względu na samą konstrukcję numeryczną algorytmu, bez żadnego dodatkowego kosztu numerycznego, dostępna jest również informacja o entropii splątania podukładu o długości l , tzn. wielkości $S(l, L) = -\text{Tr}(\hat{\rho}_l \ln \hat{\rho}_l)$. Operator $\hat{\rho}_l = \text{Tr}_{L-l} |G\rangle \langle G|$ jest zredukowaną macierzą gęstości podukładu długości l otrzymanej poprzez wykonanie częściowego śladu z operatora rzutowego $|G\rangle \langle G|$. Ta wielkość posłużyła mi w pracy [H4] do niezależnego wyznaczenia wartości tunelowania krytycznego, przy którym następuje przejście z fazy izolującej do fazy nadciekłej.

Z punktu widzenia koncepcyjnego, w pierwszej części pracy [H4] analiza problemu została przeprowadzona analogicznie jak w pracy [H3]. Energia podstawowa układu $E(L, \rho, \kappa)$ dla $\rho \in \{2, 3\}$, $\kappa \in \{-1, 0, 1\}$ i różnych wielkości układu (w tym przypadku



Rysunek 2.5: (lewy panel) Koszt energetyczny Δ dla fazy izolującej w funkcji przeskalowanego tunelowania t w okolicach przejścia fazowego. Przy wybranym skalowaniu punkty otrzymane w wyniku symulacji numerycznej układają się wzdłuż linii prostej zgodnie z przewidywaniami dla klasy uniwersalności BKT (2.17). Prezentowane dane numeryczne zostały uzyskane metodą DMRG dla $L = 128$ węzłów sieci. (prawy panel) Ładunek centralny c w funkcji tunelowania t wyznaczone na podstawie skalowania entropii splątania (2.19). W pobliżu punktu krytycznego ładunek centralny zmienia wartość z 0 (dla fazy izolującej) na 1 dla fazy nadciekłej osiągając maksimum w punkcie krytycznym. Wykresy z górnego (dolnego) panelu prezentują wyniki dla $\rho = 2$ ($\rho = 3$). Rysunek zaadaptowany z pracy [H4].

$L = 32, 48, \dots, 128$) pozwala wyznaczyć granice fazy izolującej $\mu_{\pm}$ i koszt energetyczny Δ na dodanie/odjęcie cząstki do/z układu i tym samym wykreślić diagram fazowy. W konsekwencji określone zostaje również położenie punktów przejścia fazowego dla dwóch pierwszych faz izolujących (rysunek 2. w pracy [H4]). Dzięki wysokiej dokładności wykonanych obliczeń można również potwierdzić, że przejście fazowe w tym przypadku należy do klasy uniwersalności BKT, gdyż w okolicach przejścia fazowego koszt energetyczny Δ skaluje się dokładnie tak jak przewiduje zależność (2.17) (lewy panel na rysunku 2.5).

W drugiej części pracy [H4] położenie punktu krytycznego zostało wyznaczone metodą całkowicie niezależną, nie bazującą na argumentach energetycznych. Metoda ta opiera się na badaniu uniwersalnych własności wspomnianej już entropii splątania

Handwritten signature

S w układach skończonych. W granicy termodynamicznej, $L \rightarrow \infty$, entropia splątania traktowana jako funkcja wielkości podukładu l jest logarytmicznie rozbieżna jeśli stan podstawowy ma dalekozasięgowe korelacje, tzn. jest w fazie nadciekłej. W fazie izolującej natomiast wszystkie korelacje mają pewien skończony zasięg i w związku z tym entropia splątania wysycza się dla odpowiednio dużych podukładów. Ta obserwacja ma pewne konsekwencje również w przypadku układów skończonych ($L < \infty$). Dość skomplikowana argumentacja matematyczna przekonuje, że entropia splątania jest następującą funkcją długości podukładu [46, 47]:

$$S(l, L) = \frac{c}{3\kappa} \ln \left[\frac{\kappa L}{\pi} \sin \left(\frac{\pi l}{L} \right) \right] + s(L) + \mathcal{O} \left(\frac{l}{L} \right), \quad (2.19)$$

gdzie $\kappa = 1$ dla periodycznych i $\kappa = 2$ dla otwartych warunków brzegowych zastosowanych w analizie numerycznej. Parametr c jest tzw. ładunkiem centralnym modelu i w fazach nieskorelowanych (np. fazie izolującej) jest równy 0. Jest on natomiast niezerowy w fazach posiadających pewne nielokalne korelacje. W tym miejscu warto dodać, że w idealnej fazie nadciekłej w granicy $L \rightarrow \infty$ ładunek centralny jest równy 1. Jak pokazałem w pracy [H4] te teoretyczne przewidywania są widoczne w wynikach numerycznych. Po pierwsze, entropia splątania rzeczywiście skaluje się z wielkością podukładu tak jak przewiduje to zależność (2.19). Wykreślając zależność $S(l, L)$ w funkcji $\ln [\sin(\pi l/L)]$ uzyskane wyniki układają się wzdłuż linii prostych (rysunek 4. w pracy [H4]). To pozwala numerycznie wyznaczyć ładunek centralny c w funkcji tunelowania. Po drugie, wyliczony ładunek centralny jest równy 0 głęboko w fazie izolującej i równy 1 w fazie nadciekłej. W okolicach punktu krytycznego zmienia się dość gwałtownie i osiąga maksimum w okolicach tunelowania krytycznego wyznaczonego pierwszą metodą (prawy panel na rysunku 2.5). Takie zachowanie ładunku centralnego c wyznaczonego dla skończonego układu było już zaobserwowane dla standardowego modelu Bose-Hubbarda [10]. Należy się spodziewać, że wraz ze wzrostem rozmiaru układu L zależność c od tunelowania przechodzi gładko w funkcję Heaviside'a.

Analiza przejścia fazowego w oparciu o ansatz Gutwzwillera – [H5]

Jak było wspomniane wcześniej model (2.15) przeanalizowano metodami perturbacyjnej teorii pola średniego w pracach [32, 33]. Metoda ta opiera się na prostym założeniu, że faza nadciekła pojawia się w wyniku spontanicznego złamania symetrii $U(1)$ modelu i tym samym jest scharakteryzowana nieznikającym parametrem porządku $\Phi_i = \langle \hat{a}_i \rangle$. Ze względu na fakt, że takie założenie nie jest zgodne z zachowaniem całkowitej liczby cząstek $\hat{N} = \sum_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i$ analizę przeprowadza się w zespole wielkim kanonicznym poprzez wprowadzenie potencjału chemicznego μ , który kontroluje średnią liczbę cząstek w układzie. Założenie o translacyjnej niezmienniczości

układu oraz przybliżenie członów tunelowania pomiędzy węzłami sieci wg przepisu⁸⁾:

$$\hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \approx |\Phi|^2 + \overline{\Phi} \hat{\delta} + \Phi \hat{\delta}^\dagger \approx \Phi \hat{a}_i^\dagger + \overline{\Phi} \hat{a}_i - |\Phi|^2, \quad (2.20)$$

sprowadza hamiltonian (2.15) do sumy niezależnych hamiltonianów, dla każdego węzła sieci

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{MF}} = \sum_i \left[\frac{U}{2} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \hat{a}_i + \frac{W}{6} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \hat{a}_i \hat{a}_i - tz \Phi \left(\hat{a}_i^\dagger + \hat{a}_i - \Phi \right) - \mu \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \right], \quad (2.21)$$

gdzie z jest tzw. liczbą koordynacyjną określającą liczbę węzłów najbliższego sąsiedztwa.

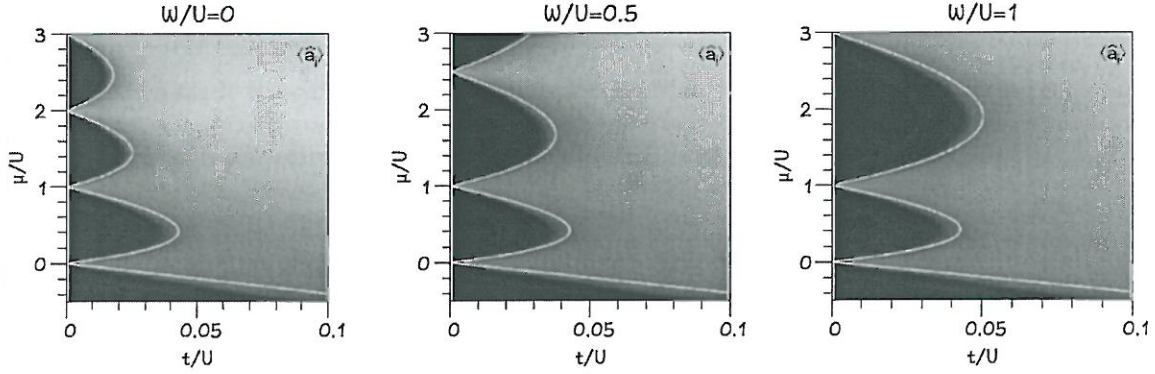
Z prostej argumentacji energetycznej można wywnioskować, że stan podstawowy hamiltonianu (2.21) może być osiągany dla zerowego lub niezerowego parametru porządku Φ . Zależy to bezpośrednio od wzajemnych relacji pomiędzy parametrami t , μ , U i W . Okazuje się, że zerowa wartość Φ pociąga za sobą natychmiast fakt, że średnia liczba cząstek $\langle \sum_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \rangle / N$ jest liczbą całkowitą. Jest to bezpośrednia konsekwencja faktu, że w przypadku modelu (2.15) faza izolująca może być osiągana tylko dla całkowitego wypełnienia ρ . Granicę pomiędzy fazą izolującą, a fazą nadciekłą $t_c(\mu)$ uzyskuje się poprzez rozwiązanie energetycznego warunku granicznego (szczegółowo w pracach [32, 33] oraz [H5]). Granica ta, dla różnych wartości oddziaływania trójciałowego W , jest przedstawiona linią ciągłą na rysunku 2.6.

Metoda perturbacyjna, choć wystarczająca do znalezienia granicy pomiędzy fazami kwantowymi, ma ograniczoną stosowalność. Jest ona bowiem oparta o przybliżenie (2.20), które nie jest poprawne w fazie nadciekłej, gdzie człon tunelowania są dominujące. Dlatego sama wartość parametru porządku w tej fazie nie jest dobrze określona. Dodatkowo, metoda perturbacyjna zakłada idealną translacyjną niezmienniczość układu i w związku z tym bardzo trudne jest zbadanie stabilności rozwiązania ze względu na lokalne różnice w gęstości. Istotą pracy [H5] jest porównanie tej metody z rozwiązaniami uzyskanymi w ramach tzw. ansatzu Gutzwillera [39, 40, 41], który jest pozbawiony wspomnianych wad, ale nadal należy do zbioru metod pola średniego.

Punktem wyjścia dla tego podejścia jest zdefiniowanie całej rodziny funkcji próbnych, wśród których będziemy poszukiwali stanu podstawowego układu. Ansatz Gutzwillera polega na założeniu, że stan układu $|\Psi\rangle$ jest stanem iloczynowym ze względu na węzły sieci, $|\Psi\rangle = \prod_i |\psi_i\rangle$. Stan podukładu $|\psi_i\rangle$ może zostać jednoznacznie rozłożony w lokalnej bazie Focka, która na potrzeby numeryczne jest obcięta dla odpowiednio dużej liczby cząstek n_{max} . Stan podstawowy poszukiwany jest zatem w postaci:

$$|\Psi\rangle = \prod_i \sum_{n=0}^{n_{\text{max}}} \alpha_i(n) |n\rangle_i, \quad (2.22)$$

⁸⁾Wprost z definicji parametru porządku wynika, że operator anihilacji można zapisać w postaci $\hat{a}_i = \Phi + \hat{\delta}_i$, gdzie $\hat{\delta}_i$ jest pewnym operatorem o znikającej wartości oczekiwanej.



Rysunek 2.6: Diagramy fazowe modelu (2.15) otrzymane metodami pola średniego dla różnych wartości oddziaływań trójciałowych W . Biała ciągła linia odpowiada rozwiązaniu utrzymanemu w ramach perturbacyjnej teorii pola średniego. W tle zaprezentowana jest wartość parametru porządku otrzymana numerycznie w ramach ansatzu Gutzwillera. Obie metody zgodnie wyznaczają granicę pomiędzy fazą izolującą (czarny obszar), a fazą nadciekłą (jasny obszar). Rysunek zaadaptowany z pracy [H5].

gdzie $\alpha_i(n)$ jest amplitudą prawdopodobieństwa znalezienia n bozonów w i -tym węźle sieci. Spełniają one warunek normalizacyjny $\sum_n |\alpha_i(n)|^2 = 1$. Jest dość oczywiste, że stan (2.22) nie może w sposób dokładny opisywać fazy nadciekłej, w której istotne są korelacje pomiędzy węzłami sieci. Niemniej jednak, ze względu na założoną lokalną superpozycję stanów o różnej liczbie cząstek, możliwe jest wyznaczenie lokalnej wartości parametru porządku $\Phi_i = \langle \hat{a}_i \rangle$.

Wykorzystując ansatz (2.22) można znaleźć stan podstawowy układu minimalizując wartość oczekiwaną hamiltonianu (2.15) w tym stanie. W pracy [H5] minimalizacja została wykonana numerycznie metodą ewolucji w czasie urojonym dla kwadratowej sieci z 8×8 węzłami z okresowymi warunkami brzegowymi i przy obciążeniu $n_{\max} = 4$. Bez wnikania w szczegóły numeryczne, które są opisane w pracy [H5], w wyniku tej procedury otrzymujemy zestaw amplitud $\{\alpha_i(n)\}$ związanych ze stanem o najmniejszej energii w klasie stanów (2.22). Bez większych trudności, w stanie tym możemy obliczyć wartości oczekiwane różnych operatorów, np. parametr porządku Φ_i , średnią liczbę cząstek $\langle \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \rangle$, itp. Otrzymane wyniki potwierdzają, że parametr porządku jest wielkością translacyjnie niezmienniczą, Φ_i nie zależy od i . Cieniowane wykresy na rysunku 2.6 prezentują wartość Φ w zależności od parametrów hamiltonianu, dla różnych wartości oddziaływań trójciałowych. Granica pomiędzy fazą izolującą (czarny obszar z $\Phi = 0$), a fazą nadciekłą (szary obszar z $\Phi \neq 0$) jest wyraźnie widoczna, a jej położenie jest zgodne z granicą otrzymaną metodą perturbacyjną (biała ciągła linia).

John

2.3.6. Przejście fazowe w płytkiej sieci optycznej – [H6]

W pracy [H6] przeanalizowałem własności układu w zupełnie innym, dotychczas słabo zbadanym, reżimie parametrów, tj. w przypadku płytkiej sieci optycznej. Problem płytkiej sieci wydaje się dość skomplikowany z dwóch powodów. Po pierwsze, funkcje Wanniera, nawet te z pasma podstawowego, stają się bardzo słabo zlokalizowane i tym samym jednociłowe tunelowania do dalszych sąsiadów $t_i^{(0)}$ ($|i| > 1$) nie mogą być zanedbywane. Po drugie, przerwa energetyczna pomiędzy pasmem podstawowym, a pierwszym pasmem wzbudzonym jest mała i może stać się porównywalna z typową energią oddziaływań. Wtedy uwzględnienie wpływu wyższych pasm sieci optycznej staje się niezbędne. Z punktu widzenia modelu typu Hubbarda problem staje się skomplikowany i należy się spodziewać, że inne metody będą bardziej właściwe. Jedną z możliwości jest zastosowanie metod bazujących na opisie bezpośrednim w przestrzeni konfiguracyjnej oddziałujących cząstek. Tą ideę zastosowano niedawno w pracy [48], gdzie zastosowano tzw. hybrydową metodę Monte Carlo do przeanalizowania przejścia fazowego z fazy izolującej do nadciekłej w bardzo płytkiej sieci.

W pracy [H6], nie zważając na trudności opisane powyżej, podjąłem próbę opisu układu ultrazimnych gazów w płytkiej sieci w języku rozszerzonego modelu Hubbarda. Celem było wyłowienie najistotniejszych poprawek do standardowego modelu Bose-Hubbarda, które rzucą choćby lekką sugestią co należy uwzględnić, gdy sieć optyczna nie jest zbyt głęboka. Dla uproszczenia analizy w pracy [H6] założyłem, że sieć optyczna jest płytka tylko w jednym kierunku przestrzennym. W pozostałych kierunkach można uznać, że bozony są uwięzione w najniższym paśmie sieci i dynamika w tch kierunku jest zamrożona. Model (2.6) upraszcza się zatem do modelu jednowymiarowego. W wyniku przeprowadzonej analizy okazało się, że jeśli tylko rozważa się okolice punktu przejścia fazowego z fazy izolującej do nadciekłej, nawet dla bardzo płytkich sieci ($V \approx 4E_R$), wystarczające jest rozszerzenie standardowego modelu Bose-Hubbarda o tunelowania do następnych sąsiadów $t_2^{(0)}$. Wszystkie inne poprawki, w szczególności wyższe pasma sieci optycznej, są w pierwszym przybliżeniu zanedbywalne.

W celu uzasadnienia tej nieoczekiwanej konkluzji pokażmy najpierw, że wpływ wyższych pasm potencjału periodycznego może zostać pominięty. Przypomnijmy, że znaczenie wyższych pasm sieci optycznej jest uzależnione od oddziaływań, które są odpowiedzialne za wzbudzanie bozonów do wyższych stanów orbitalnych. Najbardziej istotnym członem tego typu jest oczywiście ten, który jest kontrolowany przez stałą $U_{IB} = U_{iiii}^{(pps)}$, gdzie s i p są odpowiednimi indeksami pasma podstawowego i wzbudzonego. Kontroluje on bowiem bezpośrednie wzbudzenie dwóch cząstek znajdujących się w paśmie podstawowym $|g\rangle = (\hat{a}_{si}^\dagger)^2|\text{vac}\rangle$ do pierwszego pasma wzbudzonego w tym samym węźle $|e\rangle = (\hat{a}_{pi}^\dagger)^2|\text{vac}\rangle$. W podprzestrzeni stanów dwóciłowych wyróżnionego węzła sieci i obciętej do dwóch najniższych pasm, hamiltonian ma zatem

postać:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{loc}} = 2\tilde{\Delta}|e\rangle\langle e| + 2U_{\text{IB}}(|g\rangle\langle e| + |e\rangle\langle g|), \quad (2.23)$$

gdzie $\tilde{\Delta} = E_p - E_s$ jest przerwą energetyczną pomiędzy pasmami sieci. Jeśli oddziaływanie międzypasmowe U_{IB} jest wzięte pod uwagę to wkład stanu wzbudzonego $|e\rangle$ do pełnego stanu podstawowego $|G\rangle$ hamiltonianu (2.23), tzn.

$$|\langle e|G\rangle|^2 = \frac{x^2}{2x^2 + 2 + 2\sqrt{1+x^2}}, \quad x = \frac{2U_{\text{IB}}}{\tilde{\Delta}}, \quad (2.24)$$

jest dobrą miarą wpływu wyższego pasma na własności stanu podstawowego. Oszacujmy tą wielkość w okolicach punktu przejścia fazowego. Wiemy, że w przypadku jednowymiarowym punkt krytyczny (dla gęstości $\rho = 1$) znajduje się w obszarze $t/U \gtrsim 0.25$. Przerwa energetyczna $\tilde{\Delta}$ zależy natomiast od głębokości sieci, ale jak pokazano w pracy [H5], nawet dla płytkich sieci $t/\tilde{\Delta} < 0.1$. Jednoczenie, stosunek oddziaływania międzypasmowego do oddziaływania w stanie podstawowym U_{IB}/U jest zawsze mniejszy niż 0.5. Połączenie tych trzech faktów prowadzi do wniosku, że stosunek $U_{\text{IB}}/\tilde{\Delta} < 0.2$ w okolicach przejścia fazowego dla gęstości $\rho = 1$. To oznacza, że w okolicach przejścia fazowego, nawet dla bardzo płytkich sieci, $|\langle e|G\rangle|^2 < 4\%$ i wpływ wyższych pasm może zostać pominięty. Warto w tym miejscu wspomnieć, że relatywnie mały wkład wyższych pasm na własności stanu podstawowego jest spowodowany głównie przez zasadę zachowania energii. W okolicach przejścia fazowego, nawet dla płytkich sieci, przerwa energetyczna na wzbudzenie pary bozonów do wyższego pasma jest znacznie większa niż typowe energie oddziaływania, które mogą do tego doprowadzić. Co ważne, argument ten jest jednak prawdziwy tylko dla małych gęstości. Dla większych gęstości oddziaływania są wzmacniane przez czynnik $\sqrt{n}$ i mogą być istotnie większe od przerwy energetycznej $\tilde{\Delta}$.

Po wykluczeniu wpływu wyższych pasm sieci optycznej należy rozważyć procesy zachodzące w obrębie pasma podstawowego. Te procesy mają inny charakter, gdyż zasada zachowania energii ogranicza je w znacznie mniejszy sposób. W obrębie danego pasma nie istnieje bowiem jednocząstkowa przerwa energetyczna na przenoszenie cząstek pomiędzy węzłami sieci. Procesy te, nawet gdy ich charakterystyczna energia jest bardzo mała, mogą prowadzić do nielokalnych korelacji, które pełnią kluczową rolę przy niszczeniu fazy izolującej w okolicach punktu krytycznego. Najistotniejszym procesem tego typu jest oczywiście jednocząstkowe tunelowanie t , które w przybliżeniu ciasnego wiązania (bardzo głębokiej sieci) jest jedynym członem międzywęzłowym brany pod uwagę. Aby znaleźć dominującą poprawkę do tego procesu w przypadku płytkiej sieci należy porównać wpływ tunelowania do następnych sąsiadów $t' = t_2^{(s)}$ z tunelowaniem indukowanym oddziaływaniem $U_{\text{Is}} = U_{iij}^{(ssss)}$, dla $j = i \pm 1$. Przeprowadzając odpowiednie obliczenia i analizę analogiczną do poprzedniej można pokazać, że w pobliżu rozważanego przejścia fazowego stosunek $|U_{\text{IB}}|/t$ jest istotnie mniejszy od $|t'|/t$ (szczegóły znajdują się w pracy [H6]). Dlatego, w przypadku płytkiej jednowymiarowej sieci optycznej, najistotniejszą poprawką do stan-

dardowego modelu Bose-Hubbarda jest tunelowanie do następnych sąsiadów t' . Rozszerzony model Hubbarda opisujący tę sytuację ma zatem postać:

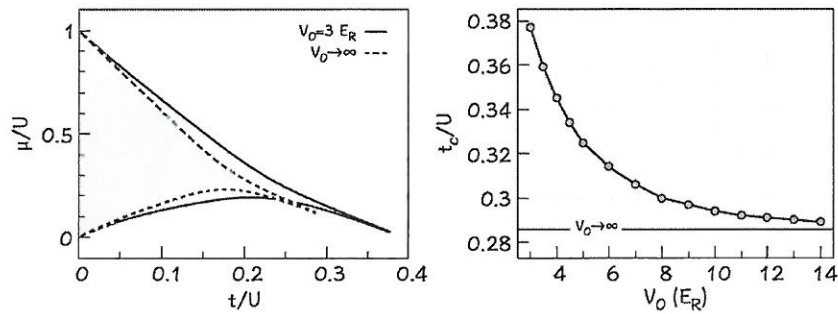
$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{Shallow}} = -t \sum_i \hat{a}_i^\dagger (\hat{a}_{i-1} + \hat{a}_{i+1}) - t' \sum_i \hat{a}_i^\dagger (\hat{a}_{i-2} + \hat{a}_{i+2}) + \frac{U}{2} \sum_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \hat{a}_i. \quad (2.25)$$

Stosunek tunelowań t'/t jest jednoznacznie wyznaczony przez głębokości sieci optycznej i może być wyliczony wprost ze wzoru (2.7a) (szczegóły w pracy [H6]). Okazuje się, że stosunek ten jest zawsze ujemny (tzn. amplitudy tunelowań mają przeciwne znaki) i dąży do 0 wraz z rosnącą głębokością sieci.

W przybliżeniu głębokiej sieci ($V_0 \rightarrow \infty$) i zaniedbaniu tunelowań do dalszych sąsiadów t' własności układu są całkowicie zdeterminowane przez liczbę cząstek N oraz jeden bezwymiarowy parametr t/U . Jeśli gęstość jest liczbą całkowitą to przy pewnej krytycznej wartości tego parametru następuje przejście fazowe z fazy izolującej do nacieklej. W ogólności istnieje kilka scenariuszy doświadczalnych kontrolowania tego parametru. Najczęściej wykonuje się to poprzez zmniejszanie głębokości sieci optycznej. Wtedy zmienia się zarówno jednocząstkowe tunelowanie jak i dwuciałowe lokalne oddziaływanie. W innym scenariuszu, zmienia się jedynie stałą oddziaływania g (wchodzącą do definicji U) przy ustalonej głębokości sieci. Z punktu widzenia standardowego modelu Bose-Hubbarda wszystkie te scenariusze są równie dobre, gdyż istotne jest jedynie zbliżenie się do krytycznej wartości stosunku t/U .

W przypadku uwzględnienia innych członów pełnego hamiltonianu problem jest bardziej skomplikowany, gdyż różne scenariusze mogą prowadzić do różnych wyników. Widać to już w przypadku uwzględnienia tunelowań do dalszych sąsiadów t' (hamiltonian (2.25)). W takim przypadku własności stanu podstawowego są kontrolowane przez dwa niezależne parametry t/U oraz t'/U . Zmieniając głębokość sieci optycznej zmieniamy zarówno poszczególne tunelowania t i t' , ich stosunek, jak również lokalne oddziaływanie U . W takim przypadku dość trudno jest określić, w którym momencie przekracza się punkt przejścia fazowego, gdyż jest on zdeterminowany przez dwa niezależne parametry, które zmieniają się w różny sposób. Natomiast przy ustalonej głębokości sieci V_0 , przejście fazowe z fazy izolującej do fazy nacieklej można badać zmieniając jedynie lokalne oddziaływanie U . W takiej sytuacji stosunek t'/U jest jednoznacznie wyznaczony przez głębokości sieci i stosunek t/U ($t'/t = \text{const}$). Zatem w tym scenariuszu eksperymentalnym model znów ma jeden niezależny parametr t/U . Parametr t'/U jest jedynie dodatkową wielkością, od której zależy wartość krytycznego stosunku t/U . Ta prosta obserwacja może mieć dość istotne znaczenie dla bardzo dokładnych badań eksperymentalnych nad przejściami fazowymi w sieciach optycznych. W pracy [H6] oczywiście założyłem, że doświadczalnie realizowany powinien być scenariusz drugi.

W pracy [H6] analiza hamiltonianu (2.25) została przeprowadzona metodą ścisłej diagonalizacji analogicznie jak zostało to zrobione dla hamiltonianu z oddziaływaniami trójciałowymi w pracy [H3]. Dlatego ograniczę się jedynie do zreferowania



Rysunek 2.7: (lewy panel) Diagram fazowy modelu (2.25) z granicami pierwszej fazy izolującej $\rho = 1$ w dwóch granicznych przypadkach: bardzo płytkiej sieci optycznej (linia ciągła) i głębokiej sieci optycznej, w której tunelowania do następnych sąsiadów można całkowicie zaniedbać (linia przerywana). (prawy panel) Wartość krytyczna tunelowania t_c w funkcji głębokości sieci optycznej. Dla płytkich sieci tunelowanie t_c jest większe niż w przypadku sieci głębokich. Rysunek zaadaptowany z pracy [H6].

końcowego wyniku. Warto podkreślić, że choć model ma uzasadnienie w okolicach przejścia fazowego, to został on zbadany w całym zakresie tunelowań. Sam teoretyczny model (2.25) (bez jego uzasadnienia doświadczalnego) został bowiem już przebadany metodami pola średniego [49] oraz w przypadku dwuwymiarowym metodą kwantowego rotora [50]. Pełna analiza pozwala zatem porównać wyniki otrzymane różnymi metodami.

Z przeprowadzonej w pracy [H6] analizy wynika, że krytyczna wartość t/U , przy której następuje przejście fazowe jest istotnie modyfikowana dla odpowiednio płytkich sieci optycznych. Na rysunku 2.7 porównane są diagramy fazowe modelu przy dwóch, istotnie różnych, głębokościach sieci optycznej. Wykres na prawym panelu ilustruje wartość tunelowania krytycznego w funkcji głębokości sieci. Wbrew naiwnej intuicji uwzględnienie tunelowań do dalszych sąsiadów sprawia, że faza izolująca jest bardziej stabilna (w płytszej sieci tunelowanie krytyczne jest większe). Jest to spowodowane faktem pewnego rodzaju „destruktywnej interferencji” pomiędzy współzawodniczącymi tunelowaniami, które mają przeciwne znaki. Ten wynik uwiarygadnia również zasadność zastosowania przybliżonego modelu. Jak było opisane wcześniej, kluczowym warunkiem było założenie, że punkt krytyczny jest w obszarze $t/U \gtrsim 0.25$. Otrzymane wyniki przekonują, że tak jest w istocie. W tym miejscu warto podkreślić, że przesuwanie się punktu krytycznego wraz z rosnącą rolą tunelowań do następnych sąsiadów jest tylko w części zgodne z wynikami otrzymanymi innymi metodami dla większej liczby wymiarów [49, 50]. W przypadku jednowymiarowym zaobserwowano bowiem spadek wartości potencjału chemicznego w punkcie krytycznym μ_c/U wraz ze wzrostem t' . Rozwiązania poprzednie pokazywały zarówno wzrost t_c jak i μ_c . To sugeruje, że model jednowymiarowy w tym względzie jest istotnie różny od analogicznych modeli w wyższej liczbie wymiarów.

Tomasz Jowiński
12 maja 2015 r.

Pozostałe osiągnięcia naukowo-badawcze

Szczegółowe referencje do prac [P1–P23] cytowanych w tym rozdziale znajdują się w punkcie 4.1.

3.1. Przed uzyskaniem stopnia naukowego doktora

Pracę naukową rozpocząłem podczas trzeciego roku studiów na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, gdy zostałem zatrudniony w Centrum Fizyki Teoretycznej PAN w zespole profesora Iwo Białynickiego-Biruli. Głównym zagadnieniem, którym się wówczas zajmowałem była klasyczna i kwantowa dynamika cząstek znajdujących się w pułapce harmoniczej obracającej się wokół osi nierównoległej do żadnej z osi głównych pułapki. Inspiracją do szczegółowego przeanalizowania tego zagadnienia były eksperymenty współczesnej inżynierii kwantowej związane z przetrzymywaniem kondensatów Bosego-Einsteina oraz pojedynczych jonów. Do tej pory rozważane były jedynie sytuacje uproszczone, w których obrót pułapki następuje wokół jednej z jej osi głównych. Głównym celem mojej pracy było sprawdzenie czy dość trudna do doświadczalnego wykonania zmiana kierunku osi obrotu może przynieść nowe możliwości kontrolowania cząstek w pułapce.

W wyniku trzyletniej pracy nad tym problemem udało się uzyskać kilka ciekawych wyników: przewidzieliśmy istnienie dodatkowych obszarów niestabilności dynamiki oraz zjawisko rezonansu grawitacyjnego [P22,P23]. Wykorzystując model logarytmicznego równania Schrödingera pokazaliśmy, że położenie obszarów niestabilności zależy od oddziaływania pomiędzy atomami tworzącymi kondensat [P23]. Dodatkowo podaliśmy precyzyjny przepis konstrukcji pełnego zbioru kwantowych stanów stacjonarnych dowolnego układu liniowego wyłącznie na podstawie znajomości klasycznej dynamiki [P21]. Otrzymane wyniki były podstawą mojej pracy magisterskiej.

Moja rozprawa doktorska była poświęcona problemowi oddziaływania kwantowego układu dwupoziomowego (qubitu) z zewnętrznym kwantowym polem elektromagnetycznym. Problem ten w sformułowaniu ogólnym do tej pory nie doczekał się ścisłego rozwiązania. Ma on przy tym kluczowe znaczenie w zrozumieniu fizycznych własności qubitów takich jak czas spontanicznego przejścia do stanu podstawowego czy wrażliwość na zewnętrzne zaburzenia.

Opracowany nowy opis qubitów sprzężonych do kwantowego pola elektromagnetycznego [P20] opiera się na metodach kwantowej teorii pola, w których centralną rolę pełnią propagatory i diagramy Feynmana. Takie podejście, w odróżnieniu od me-

to stosowanych do tej pory, pozwala efektywnie prowadzić obliczenia w rachunku zaburzeń. Opracowana metoda pozwoliła wyznaczyć prawidłowy wzór na amplitudę rozpraszania fotonu na qubicie z dokładnością do czwartego rzędu rachunku perturbacyjnego (do tej pory znany był jedynie wynik drugiego rzędu, a wynik w czwartym rzędzie był nieprawidłowy). To pozwoliło z kolei, dzięki zastosowaniu metod przedłużenia analitycznego i teorii liniowej odpowiedzi, wyznaczyć z tą dokładnością polaryzowalność atomu dwupoziomowego i podatność magnetyczną pojedynczego spinu – wielkości charakteryzujące siłę reakcji układu na zewnętrzne zaburzenie. Przy okazji udało się rozstrzygnąć pewne kontrowersje, które pojawiały się przy opisach opierających się jedynie na argumentach fenomenologicznych. Metodę z powodzeniem zastosowaliśmy również do opisu układów więcej niż dwupoziomowych, tzw. quditów [P20].

3.2. Po uzyskaniu stopnia naukowego doktora

Stopień naukowy doktora uzyskałem w roku 2008 i przez kolejny rok kontynuowałem pracę w Centrum Fizyki Teoretycznej PAN. W tym czasie rozszerzyłem wyniki dotyczące oddziaływania qubitu z polem elektromagnetycznym na przypadek sytuacji, w której układ jest w kontakcie z termostatem o ustalonej temperaturze [P19].

W roku 2009, będąc pracownikiem Wydziału Biologii i Nauk o Środowisku UKSW, rozpocząłem współpracę naukową z profesorem Mariuszem Gajdą z Instytut Fizyki PAN. W ramach tej współpracy zbadaliśmy ograniczenia w stosowaniu równania Grossa-Pitajewskiego (GP) do opisu ultrazimnych gazów bozonowych porównując numeryczne rozwiązania równania GP ze ścisłymi rozwiązaniami opisującymi dynamikę dwóch oddziałujących bozonów umieszczonych w pułapce harmoniczej [P18].

W latach 2010-2011 brałem udział w badaniu wpływu dwuciałowych oddziaływań dipolowych na dynamikę spinorowych kondensatów Bosego-Einsteina, tzw. zjawisko Einsteina-de Haasa (EdH). Posługując się uproszczonym, ale bardzo realistycznym modelem wykazaliśmy, że istnieje możliwość selektywnego wzbudzania atomów tworzących kondensat Bosego-Einsteina znajdujących się w pułapce harmoniczej do stanów z orbitalnym momentem pędu poprzez wykorzystanie oddziaływań dipolowych [P16]. Pokazaliśmy również, że stany z orbitalnym momentem pędu generowane przez rezonansowe oddziaływania dipolowe mają pewne własności topologiczne, które są chronione przy dynamicznej zmianie geometrii zewnętrznego potencjału [P17].

W roku 2011, w ramach międzynarodowego projektu NAME-QUAM, odbyłem krótkoterminowy (3 miesiące) staż podoktorski w grupie profesora Macieja Lewensteina w ICFO – The Institute of Photonic Sciences w Barcelonie. Tam rozpocząłem badania nad możliwymi rozszerzeniami modeli typu Hubbarda, które mogłyby opisywać nowe zjawiska zachodzące w układach ultrazimnych gazów umieszczonych w sieciach optycznych. Badania te do chwili obecnej są główną tematyką mojej pracy naukowej. Moim pierwszym zadaniem w grupie prof. Lewensteina było bardzo do-

kładne wyznaczenie parametrów rozszerzonego modelu Hubbarda opisującego ultrazimny gaz cząsteczek (np. RbCs, KLi, itp.) oddziałujących bardzo silnymi oddziaływaniami dipolowymi indukowanymi elektrycznie. W tym celu opracowałem nową metodę bardzo dokładnego wyznaczania funkcji Wanniera dla zadanej sieci optycznej i obliczania elementów macierzowych hamiltonianu oddziaływania. Własności tak skonstruowanego modelu przeanalizowałem następnie metodą ścisłej diagonalizacji hamiltonianu. W wyniku tej analizy odkryliśmy, że istnieje wąski przedział parametrów definiujących kształt sieci optycznej, dla których układ, przy odpowiednio dużych oddziaływaniach dipolowych, przechodzi do fazy kwantowej nadciekłych par (ang. pair-superfluid). Te przewidywania zostały potwierdzone w obliczeniach wielkoskalowych MERA (ang. Multiscale Entanglement Renormalization Ansatz) przeprowadzonych przez innych współautorów. Otrzymane wyniki zostały opublikowane w Phys. Rev. Lett. [P15].

W roku 2012 rozpocząłem staż podoktorski w grupie prof. Lewensteina w ICFO w ramach programu KOLUMB Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej. W tym czasie narodził się również pomysł połączenia dwóch wyżej opisanych ścieżek badania ultrazimnych gazów, tzn. zbadania możliwości zaobserwowania zjawiska EdH w odpowiednio przygotowanej sieci optycznej. Realizacja tego pomysłu badawczego przyniosła wiele ciekawych wyników. W pracy [P13] zaproponowaliśmy pierwszy rozszerzony model typu Hubbarda uwzględniający dynamikę spinu atomów umieszczonych w sieci optycznej. Zbadaliśmy fazy kwantowe stanu podstawowego przybliżoną metodą pola średniego, które zostały dopełnione opanowaną już wtedy metodą ścisłej diagonalizacji hamiltonianu. W wyniku tej analizy pokazaliśmy, że przy pewnych warunkach stan układu może być bardzo egzotyczną superpozycją wielociałowych stanów: stanu izolatora Motta w jednym składniku spinowym i stanu nadciekłego w składniku spinowym do niego sprzężonym przez oddziaływania dalekozasięgowe. W pracy [P10] zbadaliśmy natomiast wpływ anharmoniczności i anizotropowości poszczególnych węzłów sieci optycznej na możliwość zaobserwowania zjawiska EdH. Pokazaliśmy, że ze względu na dużą selektywność magnetycznych oddziaływań dipolowych (związaną z bardzo małą energią oddziaływania) anharmoniczność i anizotropowość sieci optycznej, typowo zaniedbywanych przez innych autorów, ma kluczowe znaczenie dla procesów fizycznych prowadzących do powstawania poszczególnych faz kwantowych. Jest to bezpośrednio związane z faktem, że oddziaływanie prowadzące do zjawiska EdH sprzęga stany z podstawowego pasma Blocha ze stanami wzbudzonymi, dla których efekty anharmoniczności nie są zaniebdywalne. Warto podkreślić, że prace [P10] i [P13] były podstawą rozprawy doktorskiej dr Joanny Pietraszewicz. W tym przewodzie doktorskim pełniłem funkcję promotora pomocniczego.

W kontekście zjawisk orbitalnych zachodzących w sieci optycznej przeanalizowaliśmy również rozszerzony model Fermi-Hubbarda opisujący zachowanie się polarnych fermionów w dwuwymiarowej sieci optycznej uwzględniający wpływ wyższych stanów orbitalnych. W pracy [P11] pokazaliśmy, że w przypadku układów fermiono-

wych, powszechnie używany jednopasmowy opis zjawisk jest niepoprawny nawet dla sytuacji dość typowych i niezbyt dużych oddziaływań. W związku z tym uwzględnienie wpływu wyższych stanów orbitalnych jest niezbędne. W wyniku przeprowadzonej analizy pokazaliśmy, że w reżimie silnych oddziaływań w układzie pojawiają się egzotyczne, silnie skorelowane fazy kwantowe.

Kilkuletnie doświadczenie w badaniu rozszerzonych modeli Hubbarda doprowadziło nas ostatecznie do pomysłu na napisanie przeglądowego artykułu poświęconego temu zagadnieniu. Artykuł powstał w ramach szerokiej współpracy międzynarodowej autorów o różnym doświadczeniu i nieco różnych zainteresowaniach. Dzięki temu pokrywa on niemal wszystkie aspekty zagadnienia – od najprostszych rozszerzeń standardowego modelu Bose-Hubbarda, przez modele uwzględniające wpływ wyższych pasm sieci optycznej i modele uwzględniające dynamikę spinu, aż po modele fermionowe z dalekozasięgowym oddziaływaniem. Praca została przyjęta do druku i oczekuje na opublikowanie w *Reports on Progress in Physics* – czasopiśmie specjalizującym się w publikowaniu artykułów przeglądowych [P1].

W roku 2013 nawiązałem współpracę z grupą prof. Wiesława Leońskiego z Uniwersytetu Zielonogórskiego, w której teoretycznie badane są układy kilku kwantowych ciał pod kątem ich zastosowania do problemów informatyki kwantowej. W wyniku tej współpracy, w pracy [P5], przeanalizowaliśmy korelacje możliwe do zaobserwowania w układzie silnie oddziałujących bozonów ze spinem 1 umieszczonych w super-sieci optycznej. Poprzez zastosowanie efektywnego opisu w języku modelu spinowego sklasyfikowaliśmy możliwe korelacje w funkcji parametrów oddziaływania i pokazaliśmy jak ich adiabatyczna zmiana może prowadzić do „przełączania” układu pomiędzy stanami o różnych korelacjach.

Opracowane metody ścisłej diagonalizacji hamiltonianu wielociałowego okazały się również bardzo pomocne przy analizie silnie skorelowanych układów kilku fermionów. Jeszcze podczas mojego pobytu w ICFO w pracy [P9] przeanalizowaliśmy widmo hamiltonianu opisującego dwuskładnikową mieszaninę fermionów oddziałujących siłami krótkozasięgowymi znajdującą się w jednowymiarowej pułapce harmionicznej. Problem ten był istotny ze względu na bardzo dokładne eksperymenty przeprowadzane w grupie J. Selima w Heidelbergu [51, 52, 53, 54]. W eksperymentach tych możliwe było dokładne kontrolowanie liczby fermionów umieszczonych w pułapce, quasi-adiabatyczne zmienianie oddziaływania pomiędzy fermionami, a w końcowej fazie doświadczalne zmierzenie prawdopodobieństwa znalezienia fermionu w danym stanie własnym hamiltonianu jednocząstkowego. W naszej teoretycznej pracy [P9] pokazaliśmy, że dla odpowiednio silnych oddziaływań, ze względu na quasi-degenerację stanu podstawowego, doświadczalna zmiana stałej oddziaływania nie może być traktowana jako adiabatyczna. W pracy tej przeanalizowaliśmy również wpływ ew. anharmoniczności potencjału oraz oddziaływań zależnych od spinu na własności układu.

Własności tego samego układu z oddziaływaniami przyciągającymi zostały opisane w pracy [P3]. Główną motywacją podjęcia tego problemu było teoretyczne pyta-



nie: czy w jednowymiarowym układzie kilku fermionów istnieją jakieś ślady świadczące o powstawaniu korelacji podobnych do parowania Coopera [55]?. Wykorzystując metody ścisłej diagonalizacji hamiltonianu wielociałowego przeanalizowaliśmy stan podstawowy oraz stan termiczny układu w języku jedno- i dwuciałowych macierzy gęstości i pokazaliśmy jak wraz ze wzrostem przyciągania w układzie budowana jest frakcja skorelowanych par o przeciwnych spinach. Analiza temperaturowa pokazała, że zależność frakcji skorelowanych par od temperatury ma własności uniwersalne, podobne do tych jakie przewiduje teoria BCS [56]. Ze względu na duży związek naszych przewidywań z aktualnie przeprowadzanymi doświadczeniami zaproponowaliśmy schemat doświadczalny, który pozwoliłby potwierdzić nasze przewidywania.

W ten sposób rozpocząłem badania w nowym, dotąd mi nie znanym, obszarze fizyki silnie skorelowanych układów kilku ciał realizowanych w układach atomowych. Okazuje się, że ta tematyka ma bardzo duży potencjał poznawczy. Jest ona bowiem fundamentalnym pomostem łączącym fizykę dwóch, trzech ciał, w której od kilkudziesięciu lat specjalizuje się fizyka atomowa, z fizyką materii skondensowanej i fizyką ciężkich jąder, gdzie kolektywne własności bardzo dużej liczby kwantowych cząstek są odpowiedzialne za spektakularne zjawiska, które nie mają swoich odpowiedników w świecie klasycznym. Wydaje się, że dobre zrozumienie tego brakującego elementu, tj. fizyki mezoskowej liczby kwantowych cząstek, może być milowym krokiem w zrozumieniu fundamentalnych zjawisk kwantowych. Dlatego postanowiłem zintensyfikować badania w tym kierunku i od roku 2015, kierując projektem badawczym finansowanym przez MNiSW, jest to zasadnicza tematyka moich badań.

W roku 2015 została również opublikowana praca [P4] dotycząca rozwiązań solitonowych w jednowymiarowym równaniu GP i ich związku ze wzbudzeniami w ściśle rozwiązywalnym modelu Lieb-Linigera oddziałujących bozonów. Mój wkład w tą pracę jest mały i sprowadził się jedynie do sprawdzenia jednej roboczej hipotezy.

Tomasz Jowiński
12 maja 2015 r.

Działalność naukowa

4.1. Kompletny wykaz publikacji naukowych

Prace [P2], [P6], [P7], [P8], [P12] i [P14] wchodzą w skład cyklu publikacji stanowiącego osiągnięcie naukowe i zostały omówione w punkcie 2.

Pozostałe prace zostały omówione w punkcie 3.

Po uzyskaniu stopnia doktora

- [P1] O. Dutta, M. Gajda, P. Hauke, M. Lewenstein, D.-S. Lühmann, B. A. Malomed, T. Sowiński, J. Zakrzewski
„Non-standard Hubbard models in optical lattices: a review”
 Rep. Prog. Phys. (praca przyjęta do druku) (2015).
- [P2] T. Sowiński
„Quantum phase transition in a shallow one dimensional optical lattice”
 J. Opt. Soc. Am. B **32**, 670 (2015).
- [P3] T. Sowiński, M. Gajda, K. Rzązewski
„Pairing in a system of a few attractive fermions in a harmonic trap”
 Europhys. Lett. **109**, 26005 (2015).
- [P4] T. Karpiuk, T. Sowiński, M. Gajda, K. Rzązewski, M. Brewczyk
„Correspondence between dark solitons and the type II excitations of Lieb-Liniger model”
 Phys. Rev. A **91**, 013621 (2015).
- [P5] A. Barasiński, W. Leoński, T. Sowiński
„Ground-state entanglement of spin-1 bosons undergoing superexchange interactions in optical superlattices”
 J. Opt. Soc. Am. B **31**, 1845 (2014).
- [P6] T. Sowiński
„One-dimensional Bose-Hubbard model with pure three-body interactions”
 Cent. Eur. J. Phys. **12**, 473 (2014).
- [P7] T. Sowiński, R. W. Chhajlany
„Mean-field approaches to the Bose-Hubbard model with three-body local interaction”
 Phys. Scripta **T160**, 014038 (2014).

- [P8] T. Sowiński, M. Łącki, O. Dutta, J. Pietraszewicz, P. Sierant, M. Gajda, J. Zakrzewski, M. Lewenstein
„Tunneling-Induced Restoration of the Degeneracy and the Time-Reversal Symmetry Breaking in Optical Lattices”
Phys. Rev. Lett. **111**, 215302 (2013).
- [P9] T. Sowiński, T. Grass, O. Dutta, M. Lewenstein
„Few interacting fermions in a one-dimensional harmonic trap”
Phys. Rev. A **88**, 033607 (2013).
- [P10] J. Pietraszewicz, T. Sowiński, M. Brewczyk, M. Lewenstein, M. Gajda
„Spin dynamics of two bosons in an optical lattice site: a role of anharmonicity and anisotropy of the trapping potential”
Phys. Rev. A **88**, 013608 (2013).
- [P11] O. Dutta, T. Sowiński, M. Lewenstein
„Orbital physics of polar Fermi molecules”
Phys. Rev. A **87**, 023619 (2013).
- [P12] T. Sowiński
„Exact diagonalization of the one dimensional Bose-Hubbard model with local 3-body interactions”
Phys. Rev. A **85**, 065601 (2012).
- [P13] J. Pietraszewicz, T. Sowiński, M. Brewczyk, J. Zakrzewski, M. Lewenstein, M. Gajda
„Two component Bose-Hubbard model with higher angular momentum states”
Phys. Rev. A **85**, 053638 (2012).
- [P14] T. Sowiński
„Creation on demand of higher orbital states in a vibrating optical lattice”
Phys. Rev. Lett. **108**, 165301 (2012).
- [P15] T. Sowiński, O. Dutta, P. Hauke, L. Tagliacozzo, M. Lewenstein
„Dipolar molecules in optical lattices”
Phys. Rev. Lett. **108**, 115301 (2012).
- [P16] T. Świsłocki, T. Sowiński, M. Brewczyk, M. Gajda
„Creation of topological states of a Bose-Einstein condensate in a square plaquette of four optical traps”
Phys. Rev. A **84**, 023625 (2011).



- [P17] T. Świsłocki, T. Sowiński, J. Pietraszewicz, M. Brewczyk, M. Lewenstein, J. Zakrzewski, M. Gajda
„*Tunable dipolar resonances and Einstein-de Haas effect in a ^{87}Rb -atom condensate*”
Phys. Rev. A **83**, 063617 (2011).
- [P18] T. Sowiński, M. Brewczyk, M. Gajda, K. Rzążewski
„*Dynamics and decoherence of two cold bosons in a one-dimensional harmonic trap*”
Phys. Rev. A **82**, 053631 (2010).
- [P19] T. Sowiński
„*Two-level atom at finite temperature*”
Acta Phys. Polon. A **116**, 994 (2009).

Przed uzyskaniem stopnia doktora

- [P20] I. Białynicki-Birula, T. Sowiński
„*Quantum electrodynamics of qubits*”
Phys. Rev. A **76**, 062106 (2007).
- [P21] T. Sowiński
„*Wave functions of linear systems*”
Acta Phys. Polon. B **38**, 2173 (2007).
- [P22] I. Białynicki-Birula, T. Sowiński
„*Gravity-induced resonances in a rotating trap*”
Phys. Rev. A **71**, 043610 (2005).
- [P23] I. Białynicki-Birula, T. Sowiński
„*Solutions of the logarithmic Schrödinger equation in rotating harmonic trap*”
Nonlinear Waves: Classical and Quantum Aspects (F. Kh. Abdullaev and V. V. Konotop (eds.)) p. 99-106, Kluwer Acad. Amsterdam (2004).

Publikacje wyłącznie w repozytorium ArXiv

- [X1] T. Sowiński, R. W. Chhajlany, O. Dutta, L. Tagliacozzo, M. Lewenstein
„*Violation of the universality hypothesis in ultra-cold atomic systems*”
ArXiv:1304.4835 (2013).
- [X2] T. Sowiński, I. Białynicki-Birula
„*Harmonic oscillator in rotating trap: Complete solution in 3D*”
ArXiv:quant-ph/0409070 (2004).



4.2. Udział w projektach badawczych

Kierownik projektu

1. *„Silnie skorelowane układy kilku ultra-zimnych atomów”*
Grant finansowany ze środków Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego
w latach 2015 – 2017 w ramach programu Iuventus Plus
Budżet grantu: 185 000 zł
2. *„Ultra zimne gazy w sieciach optycznych o różnym kształcie”*
Grant finansowany ze środków Narodowego Centrum Nauki
w latach 2011 – 2014 w ramach programu SONATA I
Budżet grantu: 188 500 zł

Wykonawca w projekcie

1. *„Zjawiska termiczne w zimnych gazach atomowych”*
Grant finansowany ze środków Narodowego Centrum Nauki
w latach 2012 – 2015 w ramach programu MAESTRO
Kierownik grantu: prof. dr hab. Kazimierz Rzążewski
2. *„NAME-QUAM: Nanodesigning of atomic and molecular quantum matter”*
Międzynarodowy projekt badawczy finansowany przez
Komisję Europejską w ramach 7. Programu Ramowego
w latach 2010 – 2012.
Kierownik polskiej części grantu: prof. dr hab. Mariusz Gajda.
3. *„Elektrodynamika kwantowa kubitów i kuditów”*
Grant finansowany ze środków Ministerstwa Nauki i Edukacji
w latach 2008 – 2010.
Kierownik grantu: prof. dr hab. Iwo Białynicki-Birula.
4. *„Informatyka i inżynieria kwantowa”*
Projekt badawczy zamawiany realizowany przez Sieć Naukową
Laboratorium Fizycznych Podstaw Przetwarzania Informacji
finansowany przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego
w latach 2003 – 2007.
Kierownik grantu: dr hab. Lech Mankiewicz.
5. *„Zjawiska elektromagnetyczne w układach obracających się i przyśpieszanych”*
Grant finansowany ze środków Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego
w latach 2004 – 2006.
Kierownik grantu: prof. dr hab. Iwo Białynicki-Birula.



4.3. Udział w konferencjach i sympozjach

Wygłoszone wykłady

1. „*Tunneling-Induced Restoration of the Degeneracy and the Time-Reversal Symmetry Breaking in Optical Lattices*”
21th Central European Workshop on Quantum Optics, Bruksela
25 czerwca 2014 r. (contributed talk)
2. „*Universality of extended Bose-Hubbard models with local three-body interactions*”
The Third Poznań Symposium on Quantum Engineering, Information, and Non-linear Optics (QEINO 2013)
16 października 2013 r. (invited talk)
3. „*One-dimensional extended Bose-Hubbard models with local three-body interactions*”
20th Central European Workshop on Quantum Optics, Sztokholm
16 czerwca 2013 r. (contributed talk)
4. „*Dipolar molecules in optical lattices*”
The Second Poznan Workshop on Quantum Engineering, Quantum Information, and Semi-Quantum Biology
16 października 2012 r. (invited talk)
5. „*One-dimensional Bose-Hubbard model with local three-body interactions*”
Quantum Technologies Conference III, Warszawa
15 września 2012 r. (invited talk)
6. „*Density-dependent processes of dipolar molecules in an optical lattice*”
Quantum Technologies Conference II, Kraków
30 września 2011 r. (invited talk)
7. „*Exact dynamics and decoherence of two cold bosons in a harmonic trap*”
Quantum Technologies Conference, Toruń
2 września 2010 r. (invited talk)
8. „*Fizyczne własności qubitów w skończonej temperaturze*”
Symposium Sieci LFPPI, Krajowe Centrum Informatyki Kwantowej, Sopot
25 kwietnia 2009
9. „*Zastosowanie metod kwantowej teorii pola do opisu qubitów*”
IV Łódzkie Symposium Sieci LFPPI
4 kwietnia 2008



Zaprezentowane plakaty konferencyjne

1. „*Spontaneous breaking of the time reversal symmetry in optical lattices*”
Workshop on Coherent Control of Complex Quantum Systems (C3QS 2014)
Okinawa, 14–17 kwietnia 2014 r.
2. „*Creation on demand of higher orbital states in a vibrating optical lattice*”
International Conference on Frontiers of Cold Atoms and Related Topics
Hong Kong, 14–17 maja 2012 r.
3. „*Density-dependent processes of dipolar molecules in an optical lattice*”
Bose-Einstein Condensation (BEC 2011)
Sant Feliu, 10–16 września 2011 r.
4. „*Dynamics and decoherence of two cold bosons in a 1D harmonic trap*”
Many-Body Quantum Dynamics in Closed Systems
Barcelona, 7–9 września 2011 r.
5. „*Two-level atom at finite temperature*”
Quantum Optics VII - Quantum Engineering of Atoms and Photons
Zakopane, 8–12 czerwca 2009 r.
6. „*Quantum electrodynamics of qubits*”
 - (a) Foundations of Quantum Physics Conference
Bad Honnef, 21–26 września 2008 r.
 - (b) Control, Constraints and Quanta
Będlewo, 10–16 października 2007 r.
 - (c) Photons, Atoms, and Qubits (PAQ07)
Londyn, 2–5 września 2007 r.
7. „*Gravity-induced resonances in the rotating harmonic trap*”
Quantum Optics VI - Quantum Engineering of Atoms and Photons
Krynica, 13–18 czerwca 2005 r.

4.4. Wykłady seminaryjne

Ponad 30 wykładów seminaryjnych poświęconych bieżącej działalności naukowej wygłoszonych w różnych polskich ośrodkach naukowych (Instytut Fizyki PAN, Centrum Fizyki Teoretycznej PAN, Wydział Fizyki UW, Wydział Fizyki Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ, Wydział Fizyki UAM, Wydział Fizyki i Astronomii UZ).



4.5. Działalność organizacyjna

- W latach 2005 – 2011 członek Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej.
W roku szkolnym 2009/2010 Kierownik Organizacyjny KGOF.
- Sekretarz corocznej międzynarodowej konferencji Quantum Technologies (www.QuantumTech.ifpan.edu.pl). W roku 2015 konferencja odbędzie się po raz szósty. Typowo w konferencji bierze udział ok. 60 uczestników.
- Członek komitetu organizacyjnego sympozjum „From Geometry and Chaos to Quantum Information and Neurobiology” (www.cft.edu.pl/SymposiumMarek), 24-25 kwietnia 2015 r.

Tomasz Jankowski
12 maja 2015r.

Działalność dydaktyczna

5.1. Funkcje promotorskie

Promotor pomocniczy w przewodzie doktorskim

- Mgr Joanna Pietraszewicz
„Ultra zimne atomy bozonowe ze słabym magnetycznym oddziaływaniem dipolowym w sieciach optycznych”
Promotor: prof. dr hab. Mariusz Gajda (IF PAN).
Rozprawa przedstawiona Radzie Naukowej Instytutu Fizyki PAN.
Nadanie stopnia doktora nauk fizycznych w 2013 roku.

Promotor prac licencjackich

- Marcin Obidziński
„Ruch ładunku w skrzyżowanych polach elektrycznym i magnetycznym”
kierunek: Nauki Ścisłe, specjalność: Informatyka stosowana
Wydział Matematyczno-Przyrodniczy SNS UKSW (2010)
- Piotr Majblat
„Wyznaczanie pól powierzchni wielokątów metodą Monte Carlo”
kierunek: Nauki Ścisłe, specjalność: Informatyka stosowana
Wydział Matematyczno-Przyrodniczy SNS UKSW (2009)

5.2. Zajęcia dla studentów

2005/2006

- Fizyka Teoretyczna I - ćwiczenia (30 godzin)
IV rok Fizyki, Wydział Matematyczno-Przyrodniczy SNS UKSW
- Fizyka I - ćwiczenia (30 godzin)
I rok Ochrony Środowiska, Wydział Filozofii Chrześcijańskiej UKSW

2006/2007

- Fizyka I - ćwiczenia (30 godzin)
I rok Ochrony Środowiska, Wydział Filozofii Chrześcijańskiej UKSW

2007/2008

- Wstęp do Fizyki Jądra i Cząstek - ćwiczenia (30 godzin)
III rok Fizyki, Wydział Matematyczno-Przyrodniczy SNS UKSW

2008/2009

- Wstęp do Fizyki Jądra i Cząstek - ćwiczenia (30 godzin)
III rok Fizyki, Wydział Matematyczno-Przyrodniczy SNS UKSW

2009/2010

- Matematyka repetytorium - ćwiczenia (90 godzin)
I rok Inżynierii Środowiska, Wydział Biologii i Nauk o Środowisku UKSW
- Matematyka II - ćwiczenia (60 godzin)
I rok Inżynierii Środowiska, Wydział Biologii i Nauk o Środowisku UKSW
- Fizyka II - ćwiczenia (60 godzin)
I rok Inżynierii Środowiska, Wydział Biologii i Nauk o Środowisku UKSW

2010/2011

- Matematyka I - ćwiczenia (90 godzin)
I rok Inżynierii Środowiska, Wydział Biologii i Nauk o Środowisku UKSW
- Technologia Informacyjna - ćwiczenia (90 godzin)
I rok Inżynierii Środowiska, Wydział Biologii i Nauk o Środowisku UKSW

2011/2012

- Matematyka I - ćwiczenia (90 godzin)
I rok Inżynierii Środowiska, Wydział Biologii i Nauk o Środowisku UKSW
- Technologia Informacyjna - ćwiczenia (90 godzin)
I rok Inżynierii Środowiska, Wydział Biologii i Nauk o Środowisku UKSW
- Technologia Informacyjna - ćwiczenia (30 godzin)
I rok Biologii, Wydział Biologii i Nauk o Środowisku UKSW

5.3. Działalność w organizacjach pozarządowych

2009 – 2013 Członek Klubu Astronomicznego „Almukantarat” – nieochodowego stowarzyszenia, którego głównym celem statutowym jest popularyzacja astronomii i pokrewnych dziedzin nauki wśród młodzieży szkolnej.
W latach 2001–2003 członek Rady Klubu.

5.4. Publikacje popularnonaukowe

- T. Sowiński
„Modelowanie Rzeczywistości - instrukcja do programów”
Polska wersja językowa instrukcji używania programów edukacyjnych załączonych do podręcznika: I. Białynicki-Birula i I. Białynicka-Birula „Modelowanie Rzeczywistości”, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne (2006).



- A. Trętowska, Ł. Nowotko, W. Śliwa, G. Wrochna, T. Sowiński, P. Fita „Szkolne obserwatorium CCD. Przewodnik dla uczniów, nauczycieli i rodziców” Publikacja elektroniczna współfinansowana przez Komisję Europejską w ramach projektu edukacyjnego „Hands-On Universe” (2005).
- 57 artykułów popularnonaukowych na temat fizyki opublikowanych w latach 2006-2010 na łamach „Młodego Technika” – najstarszego polskiego miesięcznika popularnonaukowego. Pełna lista do wglądu na stronie domowej.
- T. Sowiński, „Ziemia jest płaska”, Głos Nauczycielski 9/2011, str. 10-11.
- T. Sowiński, „Ekologiczne reaktory”, Charaktery 3/2010, str. 78-80.
- T. Sowiński, „Racja obserwacji”, Charaktery 5/2009, str. 76-79.
- T. Sowiński, „Wzór na cud”, Charaktery 12/2008, str. 62-65.
- 5 krótkometrażowych filmów popularnonaukowych.

5.5. Wykłady popularnonaukowe

- 2 wykłady w siedzibie Polskiego Towarzystwa Fizycznego w Białymstoku.
- 8 wykładów w trakcie kolejnych edycji Festiwalu Nauki w Warszawie.
- 7 wykłady w szkołach publicznych.
- 7 wykładów dla studentów Uniwersytetu Dzieci.
- 1 wykład w Centrum Nauki Kopernik w Warszawie.
- 1 wykład w Centrum Astronomicznym im. Mikołaja Kopernika PAN.

Szczegółowa lista wykładów popularnonaukowych do wglądu na stronie domowej.

Tomasz Sowiński
12 maja 2015 r.

Nagrody i wyróżnienia

- 2014 Nagroda Dyrektora Instytutu Fizyki PAN
za najlepszą publikację w roku 2013
- 2013 Trzyletnie stypendium dla wybitnych młodych naukowców
przyznane przez Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego
- 2012 Dziesięciomiesięczne stypendium KOLUMB na zrealizowanie
projektu badawczego w zagranicznym ośrodku naukowym
przyznane przez Fundację na Rzecz Nauki Polskiej
- 2009 Najlepszy wykład popularnonaukowy XIII Festiwalu Nauki w Warszawie
- 2008 „Mistrz Popularyzacji Nauki – Złoty Umysł 2008”
Tytuł przyznany przez Prezesa Polskiej Akademii Nauk
- 2004/05 Stypendium naukowe Ministra Edukacji Narodowej

Tomasz Janicki
12 maja 2015 r.

Bibliografia

- [1] R. P. Feynman, Int. J. Theore. Phys. **21**, 467 (1982).
- [2] G. H. Wannier, Phys. Rev. **52**, 191 (1937).
- [3] N. Marzari, Rev. Mod. Phys. **84**, 1419 (2012).
- [4] M. P. A. Fisher *et al.*, Phys. Rev. B **40**, 546 (1989).
- [5] V. F. Elesin *et al.*, JETP Lett. **60**, 177 (1994).
- [6] D. Jaksch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3108 (1998).
- [7] T. D. Kühner *et al.*, Phys. Rev. B **61**, 12474 (2000).
- [8] J. Zakrzewski, Phys. Rev. A **71**, 043601 (2005).
- [9] T. P. Polak and T. K. Kopeć, Phys. Rev. B **76**, 094503 (2007).
- [10] S. Ejima *et al.*, Phys. Rev. A **85**, 053644 (2012).
- [11] M. Greiner *et al.*, Nature (London) **415**, 39 (2002).
- [12] U. Schneider *et al.*, Science **322**, 1520 (2008).
- [13] R. Jördens *et al.*, Nature (London) **455**, 204 (2008).
- [14] J. Hubbard, Proc. R. Soc. London, Ser. A **276**, 283 (1963).
- [15] T. Müller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 200405 (2007).
- [16] G. Wirth *et al.*, Nature Phys. **7**, 147 (2011).
- [17] M. Lewenstein and W. V. Liu, Nature Phys. **7**, 101 (2011).
- [18] M. Łaacki, J. Zakrzewski, Phys. Rev. Lett. **110**, 065301 (2013).
- [19] V. W. Scarola and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **95**, 033003 (2005).
- [20] W. V. Liu and C. Wu, Phys. Rev. A **74**, 013607 (2006).
- [21] J. Larson *et al.*, Phys. Rev. A **79**, 033603 (2009).
- [22] A. Collin *et al.*, Phys. Rev. A **81**, 023605 (2010).

- [23] F. Pinheiro *et al.*, Phys. Rev. A **85**, 033638 (2012).
- [24] F. Pinheiro *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 205302 (2013).
- [25] X. Li *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 175302 (2012).
- [26] W. H. Zurek, Rev. Mod. Phys. **75**, 715 (2003).
- [27] S. Will *et al.*, Nature (London) **465**, 197 (2010).
- [28] T. T. Wu, Phys. Rev. **115**, 1390 (1959).
- [29] T. Köhler, Phys. Rev. Lett. **89**, 210404 (2002).
- [30] P. R. Johnson *et al.*, New J. Phys. **11**, 093022 (2009).
- [31] L. Mazza *et al.*, Phys. Rev. A **82**, 043629 (2010).
- [32] B. L. Chen *et al.*, Phys. Rev. A **78**, 043603 (2008).
- [33] K. Zhou *et al.*, Phys. Rev. A **82**, 013634 (2010).
- [34] A. Safavi-Naini *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 135302 (2012).
- [35] J. Silva-Valencia and A. M. C. Souza, Phys. Rev. A **84**, 065601 (2011).
- [36] V. L. Berezinskii, Sov. Phys. JETP **32**, 493 (1971).
- [37] V. L. Berezinskii, Sov. Phys. JETP **34**, 610 (1972).
- [38] J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973).
- [39] M. C. Gutzwiller, Phys. Rev. Lett. **10**, 169 (1963).
- [40] M. C. Gutzwiller, Phys. Rev. **134**, A923 (1964).
- [41] M. C. Gutzwiller, Phys. Rev. **137**, A1726 (1965).
- [42] J. Silva-Valencia and A. Souza, Eur. Phys. J. B **85**, 161 (2012).
- [43] C. A. Avila *et al.*, Phys. Lett. A **378**, 3233 (2014).
- [44] S.R., White, Phys. Rev. Lett. **69**, 2863 (1992).
- [45] U. Schollwöck, Rev. Mod. Phys. **77**, 259 (2005).
- [46] P. Calabrese *et al.*, J. Stat. Mech. Theor. Exp. P06002 (2004).
- [47] N. Laflorencie *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 100603 (2006).
- [48] S. Pilati and M. Troyer, Phys. Rev. Lett. **108**, 155301 (2012).
- [49] Y. Gao and F. Han, Mod. Phys. Lett. B **22**, 33 (2008).



- [50] T. A. Zaleski and T. K. Kopeć, J. Phys. B **43**, 085303 (2010).
- [51] F. Serwane *et al.*, Science **332**, 336 (2011).
- [52] G. Zürn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 075303 (2012).
- [53] G. Zürn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 175302 (2013).
- [54] A. N. Wenz *et al.*, Science **342**, 457 (2013).
- [55] L. N. Cooper, Phys. Rev. **104**, 1189 (1956).
- [56] J. Barden *et al.*, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).

Tomaz Jovinšič
12 maja 2015 r.