### Autoreferat

### Korelacje ładunkowe oraz własności elektronowe wysokotemperaturowych nadprzewodników miedziowo-tlenowych

### Wojciech Tabiś, dr

AKADEMIA GÓRNICZO-HUTNICZA IM. STANISŁAWA STASZICA W KRAKOWIE

WYDZIAŁ FIZYKI I INFORMATYKI STOSOWANEJ

KRAKÓW, 15 MARCA 2020

#### Spis treści

1.	Dane	esobowe	_ 3
2. rol	Posic au ich u	idane dyplomy, stopnie naukowe lub artystyczne – z podaniem podmiotu nadającego stopień, zyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej	, 3
3.	Infor	macja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych lub artystycznych	4
4.	Omó	wienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy	_ 4
	Tytuł os	iągniecia naukowego	_ 4
	Wykaz	publikacji: autorzy, tytuł artykułu, czasopismo, rok wydania	_ 4
	Opis cel i interpl	'u wymienionych powyżej artykułów oraz uzyskanych wyników, jak również ich opis retacja	_ 5
	4.1	Wstęp – motywacja	5
	4.2 pom	Uniwersalne własności wysokotemperaturowych nadprzewodników miedziowo-tlenowych z iarów transportu elektronowego	? 8
	4.3	Symetria pomiędzy dziurowo i elektronowo domieszkowanymi miedzianami	14
	4.4 nadp	Korelacje ładunkowe oraz rekonstrukcja powierzchni Fermiego w dziurowo domieszkowanych przewodnikach	<b>)</b> 21
	4.5	Faza pseudoprzerwy w nadprzewodnikach miedzianowych	_ 28
	4.6	Podsumowanie	31
	Liter	Literatura	
5. ins	Infor tytucji i	macja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową realizowaną w więcej niż jednej uczelni naukowej, w szczególności zagranicznej	, 34
6.	Infor	macja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę	_ 34
7.	Inne	informacje dotyczące kariery zawodowej	_ 37

#### 1. Dane osobowe

#### Imię i nazwisko

Wojciech Tabiś

#### Miejsce pracy

Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej al. Mickiewicza 30 30-059 Kraków

#### E-mail

wojciech.tabis@agh.edu.pl

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

#### 2010 - Doktor nauk fizycznych, w dyscyplinie: fizyka

Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

Tytuł rozprawy doktorskiej:

"Structural changes in magnetite in vicinity of the Verwey transition observed with various x-ray diffraction methods"

Promotorzy: Prof. dr hab. Andrzej Kozłowski (AGH) Dr. Jose Emilio Lorenzo-Diaz (Centre National de la Recherche Scientifique, Grenoble) Praca doktorska wyróżniona przez Radę Wydziału Fizyki i Informatyki stosowanej AGH

#### 2006 – Magister inżynier, kierunek: fizyka techniczna, specjalność: fizyka ciała stałego

Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

#### Tytuł pracy magisterskiej:

'Badanie dynamiki przemiany Verwey'a w magnetycie o różnym stopniu domieszkowania cynkiem'

Promotor: Prof. dr hab. Andrzej Kozłowski 3. Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych lub artystycznych

2013 – obecnie	Adiunkt na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej, Akademia
	Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie
2017 – 2020	Starszy asystent (ang. Senior Project Assistant) w projekcie ERC na
	Technicznym Uniwersytecie w Wiedniu (Technische Universität Wien),
	Wiedeń, Austria
2013 – obecnie	Wizytujący naukowiec (ang. Visiting Scientist), przez około 2 miesiące
	w ciągu roku, Uniwersytet Minnesoty (University of Minnesota),
	Minneapolis, Stany Zjednoczone.
2013 – 2017	Inżynier naukowy (fr. Ingénieur) i naukowiec (fr. Chercheur) w
	Laboratorium Wysokich Pól Magnetycznych (Laboratoire National des
	Champs Magnétiques Intenses – Toulouse), Tuluza, Francja.
2011 – 2013	Asystent dydaktyczny (ang. Teaching Assistant), Uniwersytet
	Minnesoty, Minneapolis, Stany Zjednoczone
2010 – 2013	Adiunkt naukowy (ang. Research Associate), Uniwersytet Minnesoty,
	Minneapolis, Stany Zjednoczone

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

Jako osiągniecia naukowe o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy przedstawiam cykl tematycznie powiązanych artykułów naukowych (**P1 – P9**).

#### Tytuł osiągniecia naukowego

# Korelacje ładunkowe oraz własności elektronowe wysokotemperaturowych nadprzewodników miedziowo-tlenowych

#### Wykaz publikacji: autorzy, tytuł artykułu, czasopismo, rok wydania

P1	M. K. Chan, M. J. Veit, C. J. Dorow, Y. Ge, Y. Li, <b>W. Tabiś</b> , Y. Tang, X. Zhao, N. Barišić, M. Greven, In-Plane Magnetoresistance Obeys Kohler's Rule in the Pseudogap Phase of Cuprate Superconductors.			
	Physical Review Letters 113, 177005 (2014): Editors' suggestion	IF <sub>2014</sub> : 7.512		
P2	N. Barišić, M. K. Chan, M. J. Veit, C. J. Dorow, Y. Ge, Y. Li, <b>W. Tabiś</b> , Y. Ta and M. Greven, <i>Evidence for a universal Fermi-liquid scattering rate thro</i> <i>diagram of the copper-oxide superconductors.</i> New J. Phys. <b>21</b> 113007 (2019)	ang, G. Yu, X. Zhao bughout the phase IF <sub>2018</sub> : 3.773		
Р3	<ul> <li>Y. Li, W. Tabiś, G. Yu, N. Barišić, and M. Greven, Hidden Fermi-liquid Charge Transport in the Antiferromagnetic Phase of the Electron- Doped Cuprate Superconductors.</li> <li>Physical Review Letters 117, 197001 (2016)</li> <li>IF<sub>2016</sub>: 8.462</li> </ul>			

Р4	Y. Li, <b>W. Tabiś</b> , Y. Tang, G. Yu, J. Jaroszynski, N. Barišić, M. Greven, <i>Hole pocket–driven</i> superconductivity and its universal features in the electron-doped cuprates		
	Science Advances <b>5</b> , eaap7349 (2019)	IF <sub>2018</sub> : 12.804	
Р5	W. S. Lee, J. J. Lee, E. A. Nowadnick, S. Gerber, <b>W. Tabiś</b> , S. W. Huang, V. N. Strocov, E. M. Motoyama, G. Yu, B. Moritz, H. Y. Huang, R. P. Wang, Y. B. Huang, W. B. Wu, C. T. Chen, D. J. Huang, M. Greven, T. Schmitt, Z. X. Shen & T. P. Devereaux, <i>Asymmetry of collective</i>		
	<i>excitations in electron- and hole-doped cuprate superconductors.</i> Nature Physics <b>10</b> , 883 (2014)	IF <sub>2014</sub> : 20.147	
P6	N. Barišić, S. Badoux, MK. Chan, Ch. Dorow, <b>W. Tabiś</b> , B. Vignolle, G. Yu, C. Proust, M. Greven, <i>Universal quantum oscillations in the und</i> superconductors.	J. Béard, X. Zhao, erdoped cuprate	
	Nature Physics 9, 761 (2013)	IF <sub>2013</sub> : 20.603	
P7	W. Tabiś, Y. Li, M. Le Tacon, L Braicovich, A. Kreyssig, M. Minola, G. Dellea, E. Weschl M. J. Veit, M. Ramazanoglu, A. I. Goldman, T. Schmitt, G. Ghiringhelli, N. Barišić, M. Chan, C. J. Dorow, G. Yu, X. Zhao, B. Keimer and M. Greven, <i>Charge order and</i> <i>connection with Fermi-liquid charge transport in a pristine high-Tc cuprate</i> .		
	Nature Communications <b>5</b> , 5875 (2014)	IF <sub>2014</sub> : 11.470	
P8	<ul> <li>W. Tabiś, B. Yu, I. Biało, M. Bluschke, T. Kołodziej, A. Kozlowski, Y. Tang, E. Weschke, B. Vignolle, M. Hepting, H. Gretarsson, R. Sutarto, M. Le Tacon, N. Barisic, G. Yu, M. Greven Synchrotron x-ray scattering study of charge-density-wave order in HgBa<sub>2</sub>CuO<sub>4+δ</sub>.</li> <li>Physical Review B 96, 134510 (2017)</li> </ul>		
P9	S. Badoux, <b>W. Tabiś</b> , F. Laliberté, G. Grissonnanche, B. Vignolle, D. Vign	olles, J. Béard, D.	
-	A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, N. Doiron-Leyraud, L. Taillefer, C. Proust, <i>Change of carrier</i> density at the pseudogap critical point of a cuprate superconductor.		
	Nature <b>531</b> , 210 (2016)	IF <sub>2016</sub> : 40.137	

### Opis celu wymienionych powyżej artykułów oraz uzyskanych wyników, jak również ich opis i interpretacja

#### 4.1 Wstęp – motywacja

Już od czasu swojego odkrycia w 1911 roku, nadprzewodnictwo wzbudzało ogromne zainteresowanie świata nauki. W 1957 roku J. Bardeen, L.N. Cooper i J.R. Schrieffer zaproponowali teorię (zwaną później teorią BCS) wyjaśniającą to zjawisko za pomocą wzbudzeń bozonowych, jakimi są fonony. Wzbudzenia te pośredniczą w przyciągającym oddziaływaniu pomiędzy elektronami, czego wynikiem jest tworzenie się bezoporowo poruszających się we wnętrzu nadprzewodnika par Coopera. Materiały, w których proces nadprzewodnictwa opisywany jest w ramach teorii BCS nazywano nadprzewodnikami konwencjonalnymi.

Odkrycie w 1986 roku wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa (WTN) w temperaturze ok. 35 K w związkach miedzianowych (ang. cuprates) zaprzeczyło dotychczasowym paradygmatom teoretycznym, które ograniczały powstawanie nadprzewodnictwa do bardzo niskich temperatur (rzędu kilku Kelwinów). Teoria BCS musiała zostać zweryfikowana. Ponad trzydzieści lat badań w dziedzinie fizyki ciała stałego doprowadziło do powstania wielu nowatorskich koncepcji teoretycznych, a także ulepszenia oraz wytworzenia nowych narzędzi eksperymentalnych. Jednak pomimo tych wysiłków, mechanizm nadprzewodnictwa temperaturowego do dzisiaj nie został w pełni wyjaśniony.

Związki na bazie miedzi posiadają strukturę warstwową. W stanie niedomieszkowanym wykazują własności izolatora Motta, a nadprzewodnictwo pojawia się w nich w wyniku domieszkowania płaszczyzn CuO<sub>2</sub> nośnikami ładunku (dziurami lub elektronami). Płaszczyzny te oddzielone są warstwami zwanymi zasobnikami ładunku (ang. charge reservoir), których skład chemiczny jest charakterystyczny dla poszczególnych rodzin w obrębie miedzianów (rys. 1). Główną trudnością w zrozumieniu zjawiska nadprzewodnictwa w tych związkach jest ich złożony skład chemiczny, obecność silnych oddziaływań elektron-elektron oraz bogactwo diagramów fazowych (rys. 1c, 10a). Delikatna równowaga pomiędzy kilkoma współistniejącymi fazami utrudnia identyfikację głównych odziaływań.

Pseudoprzerwa (ang. pseudogap, PG) która jest częściową przerwą (niedoborem stanów) na poziomie Fermiego, wydaje się być efektem kluczowym dla zrozumienia WTN. W jej obrębie ujawniają się tendencje do łamania symetrii sieci tj. uporządkowanie spinowe (ang. spin-density wave, SDW), fale gęstości ładunku (ang. charge-density wave, CDW), a także faza nadprzewodząca z modulacją gęstości par Coopera (pair-density wave, PDW) o wektorze modulacji zgodnym z tym określającym periodyczność fali gęstości ładunku, zaproponowana teoretycznie w ostatnich latach.<sup>3</sup> Do tej pory nie udało się sformułować podejścia teoretycznego, które w jednolity sposób opisałoby wszystkie wymienione fazy i zjawiska im towarzyszące. Jednocześnie, nie jest jasne czy mamy do czynienia z sytuacją, w której cała różnorodność zjawisk fizycznych daje się wytłumaczyć w oparciu o jeden mechanizm.

**Celem** prac prezentowanych w osiągnięciu habilitacyjnym było przeprowadzenie systematycznych badań dobranych tak aby ich wyniki pozwoliły na opisanie uniwersalnych własności oraz zjawisk charakterystycznych dla nadprzewodników miedzianowych. Badania te miały posłużyć budowie kompletnego, teoretycznego modelu wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa (w tej grupie materiałów). Ich zakres został opracowany w taki sposób, aby otrzymać jak najwięcej komplementarnych informacji dotyczących struktury elektronowej, własności elektrycznych, magnetycznych, a także uporządkowania ładunkowego w miedzianach.

Jednym z głównych celów badań było zrozumienie natury elektronów przewodnictwa w możliwie najprostszym nadprzewodniku. Do tych badań wybrany został jednowarstwowy, tetragonalny, dziurowo domieszkowany związek HgBa<sub>2</sub>CuO<sub>4+δ</sub>, który posiada tylko jedną warstwę CuO<sub>2</sub> w komórce elementarnej. W szerokim zakresie koncentracji nośników przeprowadzone zostały pomiary oporu, magnetooporu oraz współczynnika Halla. Do stworzenia jak najbardziej kompletnego opisu zachowania się elektronów zastosowano metody analizy danych oraz skalowania tj. zasada Kohlera oraz wyznaczenie kotangensa kąta Halla. Ważny element analizy stanowiło porównanie uzyskanych wyników z danymi literaturowymi otrzymanymi dla bardziej złożonych związków oraz materiałów domieszkowanych w szerszym zakresie koncentracji nośników. Całość badania opisanych w bieżącym akapicie przedyskutowano dokładniej w podrozdziale 4.2.

Kolejnym problemem badawczym, który został opisany w wymienionych powyżej pracach było porównanie wybranych własności miedzianów domieszkowanych dziurowo z własnościami miedzianów domieszkowanych elektronowo. Jego ważnym elementem było zrozumienie wspólnych cech przewodnictwa ładunku w tych dwóch grupach materiałów. Wyniki pomiarów oporu oraz magnetooporu dla związków domieszkowanych elektronowo, do których należy również jednopłaszczyznowy i tetragonalny Nd<sub>2-x</sub>Ce<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> zostały przedyskutowane i zestawione z danymi literaturowymi dla związków domieszkowanych dziurowo. Przeanalizowano także różnice w zakresie wzbudzeń magnetycznych. Dyskusji tych wyników poświęcono podrozdział 4.3.

Problemem, który został poruszony w kolejnej grupie prac była tendencja do łamania symetrii translacyjnej sieci. Ówcześnie wydawała się ona być zjawiskiem kluczowym w kontekście rozwiązania problemu nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. Została ona pierwotnie zaobserwowana w YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub>, w formie uporządkowania ładunkowego typu CDW (ang. charge density wave). W podobnym zakresie domieszek zaobserwowano również oscylacje kwantowe w oporze, wskazujące na topologię powierzchni Fermiego niezgodną z wynikami spektroskopii fotoemisyjnej. Celem dalszych badań było zweryfikowanie czy własności te są uniwersalną cechą nadprzewodników miedzianowych, stąd też zjawiska te zbadano w prototypowym, dziurowo domieszkowanym HgBa<sub>2</sub>CuO<sub>4+δ</sub>. Pomiary oscylacji kwantowych w oporze oraz systematyczne badania uporządkowania CDW wykazały uniwersalne powiazanie pomiędzy obiema własnościami materiału. Wyniki te zostały omówione w podrozdziale 4.4.

Jednym z najistotniejszych celów moich badań była charakterystyka obszaru pseudoprzerwy. W tym celu przeprowadzone zostały pomiary oporu elektrycznego oraz efektu Halla w YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub>. Pomiary te przeprowadzono w niskich temperaturach oraz w zakresie domieszek, w którym istniały podstawy by sądzić, że żadne uporządkowanie łamiące symetrie sieci nie współistnieje z fazą pseudoprzerwy, więc pomiary takie naturalnie odzwierciedlają własności jej podstawowego stanu. Wyniki przeprowadzonych eksperymentów przedstawione są w podrozdziale 4.5.

Do realizacji wyżej wymienionych celów wykorzystano jedne z najnowocześniejszych narzędzi eksperymentalnych dostępnych w wielkoskalowych instytucjach badawczych tj. synchrotrony czy laboratoria wysokich pól magnetycznych. Połączenie technik synchrotronowych z pomiarami transportu ładunku oraz wysokimi polami magnetycznymi pozwoliło na uzyskanie nowych, czasem nieoczekiwanych wyników. Eksperymenty przeprowadzone na bardzo wysokiej jakości monokryształach nadprzewodników miedziowo-tlenowych dały duży wkład w zrozumienie stanów uporządkowanych (takich jak CDW) oraz zrozumienie ewolucji powierzchni Fermiego, zarówno w obrębie temperaturowo-domieszkowego diagramu fazowego tych materiałów, jak również w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego. Wyniki prezentowane tutaj stanowią podstawę do dalszych badań skupionych na teoretycznym modelowaniu mechanizmu niekonwencjonalnego nadprzewodnictwa.

#### **4.2** Uniwersalne własności wysokotemperaturowych nadprzewodników miedziowotlenowych z pomiarów transportu elektronowego

Podczas badania właściwości materiału, opór elektryczny jest często wielkością, która jest mierzona jako pierwsza, ale zrozumiana jako ostatnia. Zawiera on uśrednioną odpowiedź od wszystkich elektronów na powierzchni Fermiego i w związku z tym jest bardzo wrażliwy na zmiany w zachowaniu struktury elektronowej. Zatem pomiary oporu są regularnie wykorzystywane do wykrywania i badania przejść fazowych jak również określania diagramów fazowych. W niniejszym podrozdziale omówione zostaną wyniki pomiarów oporu elektrycznego, magnetooporu oraz efektu Halla, które mają na celu określenie charakteru oraz własności elektronów wędrownych w nadprzewodnikach miedzianowych. Celem przedstawionych tutaj badań było również znalezienie tych własności, które są wspólne dla różnych faz na diagramie fazowym, ale również tych, które są wspólne dla różnych rodzin nadprzewodników miedzianowych.

Opór elektryczny często wykazuje bardzo złożone zależności od parametrów fizycznych, takich jak temperatura i pole magnetyczne, które są trudne do interpretacji. Nie jest więc zaskoczeniem, że w obszarze poniżej optymalnego domieszkowania (p < 0,18), oporność planarna (to jest wzdłuż warstw CuO<sub>2</sub>, rys. 1) początkowo została opisana w bardzo niejasny sposób (np. "w kształcie litery S", "rosnąca", itp.).<sup>4</sup> Jednakże pomiary "modelowego" związku HgBa<sub>2</sub>CuO<sub>4+6</sub> (Hg1201) okazały się odkrywcze. Rysunek 1c przedstawia diagram fazowy zależności temperatury od koncentracji nośników, ze wskazanymi różnymi obszarami scharakteryzowanymi poprzez wyniki pomiarów transportu elektronowego. Powyżej temperatury pseudoprzerwy  $T^{*,5,6}$  opór wykazuje dobrze znane liniowe zachowanie "dziwnego metalu"  $\rho = A_1 T$ . Po dalszym schłodzeniu staje się on kwadratowy, taki jak dla typowych cieczy Fermiego (ang. Fermi liquid, FL),  $\rho = A_2 T^2$ . Zależność ta utrzymuje się w obszarze oznaczonym jako PG/FL, pomiędzy niższą charakterystyczną temperaturą  $T^{**}$ , a początkiem nadprzewodzących fluktuacji w T', tuż powyżej  $T_c$  ( $T^* > T^{**} > T_c$ ). Ta złożoność diagramu fazowego obserwowanego w pomiarach oporu była motywacją do powtórnej analizy poprzednich danych literaturowych dla dwuwarstwowego nadprzewodnika YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> (YBCO)<sup>6-12</sup> oraz jednowarstwowych związków La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> (LSCO)<sup>7,8,13</sup> i Tl<sub>2</sub>Ba<sub>2</sub>CuO<sub>6+6</sub> (Tl2201).<sup>13</sup> Ze względu na silnie anizotropową strukturę elektronową płaszczyzn bazowych CuO<sub>2</sub>, naturalnym jest rozważenie odporności  $\rho$  na jedną płaszczyznę CuO<sub>2</sub> w komórce elementarnej,  $\rho_{\Box}$ . Okazało się, że niezależnie od istotnych różnic w strukturze krystalicznej, rodzajów zaburzeń i liczby płaszczyzn CuO2 na komórkę, oporność płaszczyzny jest uniwersalna, i w obszarze, w którym wykazuje ona kwadratową zależność od temperatury wyrażona jest jako  $\rho_{\Box} = A_{\Box 2} T^{2.14}$  Ponadto współczynnik oporu płaszczyzny, A<sub>D2</sub>, jest proporcjonalny do odwrotności koncentracji nośników w dziurowo domieszkowanych związkach:  $A_{\Box 2} \propto 1/p$ . Ważnym odkryciem było stwierdzenie, że efektywna energia Fermiego w obszarach węzłowych (powierzchni Fermiego) jest w zasadzie stała w obrębie całego diagramu.<sup>15</sup> Wyniki te są zaskakujące i stanową ogniwo łączące obszary diagramu fazowego powyżej i poniżej optymalnego domieszkowania.<sup>14</sup> Sugerują one, że mechanizm odpowiedzialny za rozpraszanie elektronów w obszarze PG/FL może być taki sam jak w obszarze FL, dla którego własności cieczy Fermiego zostały bardzo dobrze udokumentowane<sup>13</sup> (rys. 1). Obserwacja kwadratowej zależności oporu od temperatury w słabo domieszkowanym Hg1201 zmotywowała nas do zbadania ewentualności, że nadprzewodniki te rzeczywiście zachowują się jak ciecze Fermiego nie tylko przy bardzo dużych domieszkach, ale w szerszym zakresie domieszkowania. Jak zostanie pokazane poniżej, zaobserwowaliśmy, że szybkości rozpraszania elektronów  $1/\tau$  w funkcji



pola magnetycznego i temperatury jest zgodna z oczekiwaniami konwencjonalnej teorii FL w obszarze słabo domieszkowanym oznaczonym jako PG/FL na diagramie fazowym na rys. 1c.

Rysunek 1 Struktura oraz diagram fazowy wysokotemperaturowych nadprzewodników na bazie tlenku miedzi (miedzianów, ang. cuprates). (a) Głównym, wspólnym elementem budulcowym tych związków są płaszczyzny CuO<sub>2</sub>, w których atomy miedzi i tlenu tworzą dwuwymiarową (2D) sieć. Płaszczyzny te oddzielone są warstwami, tzw. zasobnikami ładunku (ang. charge reservoir), których kompozycja pozwala sklasyfikować związki do różnych rodzin. (b) Komórka elementarna jednowarstwowego związku HgBa<sub>2</sub>CuO<sub>4+δ</sub>. (c), Diagram fazowy nadprzewodników miedziowo-tlenowych otrzymany z pomiarów oporu elektrycznego. Faza cieczy Fermiego (FL), w której opór wykazuje kwadratową zależność od temperatury,  $\rho \propto T^2$  obserwowana jest po obu stronach fazy nadprzewodzącej (SC). Przy niskiej koncentracji nośników faza antyferromagnetyczna (AF) jest obserwowana poniżej temperatury Neela T<sub>N</sub>. Powyżej temperatury T\*, oporność wzdłuż płaszczyzn CuO<sub>2</sub> wykazuje w przybliżeniu liniową zależność od temperatury, ρα T. Ta część diagramu fazowego często określana jest jako faza dziwnego metalu (ang. strange metal, SM). Wewnątrz fazy pseudoprzerwy (ang. pseudogap, PG) poniżej charakterystycznej temperatury  $T^{**7,14}$  opór elektryczny wykazuje cechy cieczy Fermiego,  $\rho \alpha T^2$  (PG/FL). Takie zachowanie zanika w niskich temperaturach ze względu na występowanie fluktuacji SC (p > 0.05), lub defektów (p < 0.05). (d) Powierzchnia Fermiego przedstawiona w dwuwymiarowej strefie Brillouina, uzyskana z pomiarów ARPES dla Tl2201 T<sub>c</sub> = 30 K (ref.16), oraz (e) powierzchnia Fermiego słabo domieszkowanego YBCO (p = 0,11) ref. 17, gdzie otwarcie pseudoprzerwy widoczne jest w obszarach zwanych antywęzłowymi (ang. antinodes).

### P1 In-Plane Magnetoresistance Obeys Kohler's Rule in the Pseudogap Phase of Cuprate Superconductors

Zachowanie cieczy Fermiego można w elegancki sposób badać poprzez pomiary magnetooporu. Dla konwencjonalnego metalu, zmiany w izotermicznym oporze elektrycznym w polu magnetycznym (*H*) podlegają funkcjonalnej zależności znanej jako zasada Kohlera:

$$\delta \rho / \rho_0 = F(H\tau) = F(H/\rho_0), \tag{1}$$

gdzie  $\rho_0$  jest rezystywnością przy zerowym polu w danej temperaturze, a  $\delta \rho = \rho(H) - \rho_0$  jest magnetorezystywnością w danej temperaturze. Zależność ta wynika z faktu, że pole magnetyczne w równaniu kinetycznym Boltzmanna uwzględnione jest w kombinacji ( $H\tau$ ) i że  $\rho_0$  jest proporcjonalne do szybkości rozpraszania  $1/\tau$  (ang. scattering rate). W granicy słabego pola,

większość konwencjonalnych metali wykazuje kwadratową zależność magnetooporu  $\delta \rho/\rho_0 \propto \tau^2 H^2$ . Oczekuje się więc, że wykres  $\delta \rho/\rho_0$  w funkcji  $(H/\rho_0)^2$  będzie pojedynczą krzywą niezależną od temperatury, o ile liczba nośników dających wkład do transportu jest stały, a transport elektronów jest opisany za pomocą jednej szybkości rozpraszania lub kilku szybkości rozpraszania, których względny udział pozostaje niezmienny.

W przypadku nadprzewodników miedzianowych, wcześniejsze badania (np. w LSCO i YBCO) wskazały, że zasada Kohlera jest silnie naruszona w szerokim zakresie temperatur, obejmującym również fazę PG.<sup>18,19</sup> Wniosek z tych wyników był taki, że transport elektryczny w nadprzewodnikach miedzianowych nie powinien wykazywać cech cieczy Fermiego. W P1 powróciliśmy do analizy pozornie anomalnego magnetooporu w fazie PG/FL i przeprowadziliśmy systematyczne pomiary transportu elektronowego w HgBa<sub>2</sub>CuO<sub>4+6</sub> (Hg1201). Impulsowe pola magnetyczne do 30 T pozwoliły na zebranie zestawu krzywych magnetooporu w szerokim zakresie temperatur. Wyniki uzyskane na dwóch monokryształach o podobnym stopniu domieszkowaniu (p = 0,09) wykazały, że zasada Kohlera jest w rzeczywistości spełniona i że szybkości rozpraszania elektronów  $1/\tau$  w funkcji pola magnetycznego i temperatury jest zgodna z oczekiwaniami konwencjonalnej teorii dla cieczy Fermiego. Co więcej, wykazaliśmy, że ten sam wniosek dotyczy innych rodzin nadprzewodników miedzianowych, jeżeli rozpatrzy się ich indywidualne własności (np. uniwersalna rezystywność na jedną płaszczyznę CuO<sub>2</sub>,  $\rho_{\Box}$ )<sup>14</sup> i te własności zostaną odpowiednio uwzględnione w rozważaniach. Wynik ten, podstawowy dla transportu miedziowców, demonstruje ponadto, dlaczego badania nad tym prostym, jednowarstwowym związkiem Hg1201 i porównanie z innymi miedziowcami są tak ważne.



**Rysunek 2** Magnetoopór w słabo domieszkowanym Hg1201 ( $T_c = 70$  K), w fazie cieczy Fermiego (PG/FL). (a) Magnetoopór mierzony w polu magnetycznym  $H \parallel c$  i prądem  $\parallel ab$ . (b) Wykres demonstrujący, że zasada Kohlera jest spełniona w fazie (PG/FL).  $\rho_0$  otrzymane jest z ekstrapolacji do zerowego pola danych powyżej 20 T, dopasowaną funkcją w postaci  $\rho = \rho_0 + a(T)H^2$ . Rysunek z pracy **P1**.

### **P2** Evidence for a universal Fermi-liquid scattering rate throughout the phase diagram of the copper-oxide superconductors

Dobrze udokumentowany stan PG/FL (oznaczony kolorem zielonym na rys. 1c) wyznaczył kierunek badań w zakresie poszerzenia naszego zrozumienia diagramu fazowego. W szczególności, ważne było zrozumienie natury tajemniczego stanu "dziwnego metalu" (ang. strange metal, SM)

(zaznaczonego kolorem niebieskim na rys. 1c) oraz relacji pomiędzy obszarami wykazującym cechy cieczy Fermiego (PG/FL oraz FL na rys. 1c). Inicjując takie badania można się oprzeć o własności dobrze udokumentowanego (np. w **P1**) stanu PG/FL w Hg1201 i spróbować zrozumieć jego związek z sąsiednimi fazami na diagramie fazowym. Pamiętając, że termin *pseudoprzerwa* jest w istocie ściśle związany z usuwaniem stanów z poziomu Fermiego, ważnym parametrem do rozważenia jest kotangens kąta Halla cot( $\Theta_H$ ), który jest stosunkiem rezystywności planarnej,  $\rho$ , do rezystywności Halla,  $\rho_H = HR_H$ , gdzie *H* jest polem magnetycznym, a  $R_H$  jest współczynnikiem Halla. W ramach prostego przybliżenia masy efektywnej, które zakłada paraboliczne pasmo,  $\rho = m^*/(ne2\tau)$ i  $R_H = 1/(ne)$ , gdzie *m\** jest masą efektywną, a *n* gęstością nośników, tak że wielkość cot( $\Theta_H$ ) =  $\rho/\rho_H$  $\propto m^*/\tau$  jest niezależna od gęstości nośników i zasadniczo jest bezpośrednią miarą szybkości rozpraszania  $1/\tau$ .

Dawno już stwierdzono,<sup>20</sup> że  $\cot(\Theta_H) = C_2 T^2$  w temperaturach  $T > T^*$ , tj. w tej samej części diagramu fazowego, w której  $\rho \propto T$ . Zostało to zinterpretowane jako wynik dwóch szybkości rozpraszania nośników ładunku. W pracy **P2**, przedstawiliśmy systematyczne badania rezystywności planarnej i współczynnika Halla w słabo domieszkowanym Hg1201. Celem było zbadanie szybkości rozpraszania  $1/\tau$  w szerokim zakresie domieszek i temperatur ze szczególnym uwzględnieniem obszarów diagramu fazowego rozdzielonych charakterystycznymi temperaturami  $T^*$  i  $T^{**}$ .

Rysunek 3 przedstawia temperaturową zależność rezystywności  $\rho$  oraz współczynnika Halla  $R_{\rm H}$  dla wybranych próbek Hg1201 z różnym poziomem koncentracji nośników. Rezystywność wykazuje dobrze znane (w przybliżeniu) liniowe zachowanie w temperaturach powyżej  $T^*$  i kwadratową zależność w stanie PG/FL (dla  $T_c < T < T^{**}$ ). Jednym z naszych kluczowych odkryć w pracy **P2** jest obserwacja, że  $\cot(\Theta_{\rm H}) \propto T^2$  nie tylko w fazie PG/FL, gdzie  $1/\tau \propto T^2$ ,<sup>14,P1</sup> ale że ta kwadratowa zależność pozostaje bez zmian przy chłodzeniu poprzez charakterystyczne temperatury  $T^*$  i  $T^{**}$ , a ponadto jest niezależna od poziomu domieszkowania. Zostało to przedstawione na rys. 3d dla trzech domieszek i podsumowane na rys. 4 wraz z wynikami dla pięciu dodatkowych poziomów domieszkowania. Ponieważ nie ma zauważalnych zmian w  $T^*$  oraz  $T^{**}$ , najprostszą i najbardziej naturalną interpretacją jest to, że  $\cot(\Theta_{\rm H})$  nadal mierzy szybkość rozpraszania w temperaturach powyżej  $T^{**}$ , co oznaczałoby, że efektywna masa jest niezależna od domieszkowania i temperatury, zgodnie z innymi obserwacjami eksperymentalnymi.<sup>14,21,22</sup> Mniej prawdopodobną możliwością jest przypadkowy efekt kompensacji szybkości rozpraszania i efektywnej masy, które były by jednocześnie zależne zarówno od temperatury, jak i domieszki, w sposób, który prowadził by do powstania tak liniowego zachowania  $\cot(\Theta_{\rm H}) = C_2 T^2$ .

Zmotywowani tymi interesującymi obserwacjami dla Hg1201, przeprowadziliśmy dalszą analizę danych literaturowych. Podsumowanie tej analizy jest przedstawione na rys. 4, na którym porównujemy nasze wyniki  $\cot(\Theta_H)$  z wynikami dla dokładnie przebadanych związków La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> (LSCO)<sup>7</sup> i Tl<sub>2</sub>Ba<sub>2</sub>CuO<sub>6+δ</sub> (Tl2201).<sup>23</sup> Te trzy związki mają wspólną cechę; wszystkie posiadają jedną warstwę CuO<sub>2</sub> w komórce elementarnej. Dane LSCO odpowiadają obszarowi PG na diagramie fazowym ( $T < T^*$ ) i obejmują stan nienadprzewodzący przy niskim domieszkowaniu, podczas gdy wyniki Tl2201 odpowiadają wysokim poziomom domieszek, gdzie zachowanie FL zostało solidnie udokumentowane.<sup>24</sup> Sumaryczne dane obejmują prawie cały diagram fazowy. Wszystkie trzy związki wykazują kwadratową zależność od temperatury,  $\cot(\Theta_H) = C_0 + C_2T^2$ . Wkład resztkowy  $C_0$ , który jest zależny od próbki/związku jest związany ze strukturalnym nieporządkiem<sup>24</sup> i jest znikomy dla Hg1201. Co ciekawe, w ramach błędu pomiaru, wszystkie trzy związki (z wyjątkiem LSCO dla p > 0,08) wykazują tę samą wartość  $C_2$ .



**Rysunek 3** Temperaturowa zależność rezystywności ( $\rho$ ), współczynnika Halla ( $R_H$ ) i kotangensa kąta Halla (cot ( $\Theta_H$ )) w Hg1201. Rezystywność planarna w funkcji (a) T i (b)  $T^2$  dla trzech reprezentatywnych próbek o wartościach temperatur krytycznych odpowiednio  $T_c = 55$  K, 71 K i 95 K. Odchylenie od  $\rho \propto T$  wyznacza temperaturę PG  $T^*$  (koła), natomiast odchylenie od zależności kwadratowej  $\rho \propto T^2$  definiuje temperaturę  $T^{**}$  (gwiazdy). (c) Współczynnik Halla  $R_H$  dla tych samych próbek, wraz ze wskazanymi charakterystycznymi temperaturami. W zakresie temperatur  $T_c + 15$  K <  $T < T^{**}$ ,  $R_H$  jest w przybliżeniu stały dla próbek o średniej domieszce, a jego wartość jest zgodna z nominalną koncentracją ładunku p. (d) W przeciwieństwie do  $\rho$  i  $R_H$ , wartości cot( $\Theta_H$ ) są niezależne od domieszkowania. Co więcej, kwadratowa zależność temperaturowa cot( $\Theta_H$ ) pozostaje niezmienna przy przejściu przez  $T^{**}$  i  $T^*$ .

Głównym wynikiem pracy **P2** jest zaobserwowanie dwóch istotnych faktów; (*i*)  $\cot(\Theta_H) \propto T^2$  oraz (*ii*) współczynnik ten nie wykazuje żadnej zauważalnej zmiany przy przekroczeniu charakterystycznych temperatur  $T^*$  i  $T^{**}$ , pozwalając powiązać stan SM ( $T > T^*$ ) z PG/FL ( $T < T^{**}$ ). Takie zachowanie kąta Halla nie może być interpretowane przez współistnienie dwóch różnych współczynników rozproszenia i wyklucza wszystkie interpretacje, które uznają te dwa reżimy (PG/FL i SM) jako niezależne. Ponadto, połączenie wyników dla Hg1201 z literaturowymi danymi dla innych dziurowo domieszkowanych miedzianów wskazuje, że współczynnik  $C_2$  jest nie tylko niezależny od domieszki, ale także stały dla różnych związków. W oparciu o ten zaskakujący eksperymentalny fakt zasugerowaliśmy, że efektywna masa i szybkość rozpraszania  $1/\tau$  są niezależne od domieszki i związku, a zatem mechanizm rozpraszania charakterystyczny dla FL przy wartości domieszki  $p \approx 0,30$  (ang. umklapp scattering) dominuje w całym zakresie diagramu fazowego, nawet w reżimie SM oraz w pobliżu stanu izolacyjnego, przy domieszkach  $p \approx 0,01$ .



Rysunek 4 Uniwersalny współczynnik rozpraszania ładunku (ang. scattering rate). (a) Temperaturowa zależność  $\cot(\Theta_{H})$  dla LSCO,<sup>7</sup> Tl2201,<sup>23</sup> i Hg1201.<sup>P2</sup> Dane Hg1201 wykazują znikomy wkład resztkowy ( $C_{0}$ ) i są wykreślone zgodnie z pomiarami. Wkład ten wydaje się być związany z defektami punktowymi. Dla zachowania przejrzystości dane LSCO i Tl2201 są przesunięte pionowo odpowiednio o 1000 i 2000 jednostek. Dane dla LSCO są pokazywane dla wartości p = x = 0,10. Uniwersalna zależność  $\cot(\Theta_{H}) \propto T^{2}$ jest wyraźnie widoczna. Niewielkie rozproszenie w danych Hg1201 można przypisać niepewności w ocenie wymiarów próbek; podobna niepewność istnieje prawdopodobnie również w przypadku danych LSCO oraz Tl2201. (b) Zależność ( $\cot(\Theta_{H}) - C_{0}$ )/ $T^{2}$  od domieszkowania pokazuje uniwersalną wartość  $C_{2}$  dla całego diagramu fazowego. Linia przerywana i zacieniony szary obszar wskazują średnią wartość i odchylenie standardowe C<sub>2</sub> = 0,0175(20) K<sup>-2</sup>, uzyskane odpowiednio z dopasowania do wszystkich danych z wyjątkiem LSCO z poziomem domieszkowania powyżej p = 0,08. W przypadku LSCO dane powyżej p = x = 0,08odbiegają od wartości uniwersalnej, ponieważ następuje zmiana topologii powierzchni Fermiego.<sup>25</sup> Otwarte niebieskie trójkąty dla LSCO są wartościami skorygowanymi zgodnie z opisem w P2. (c) Uniwersalne zachowanie  $C_2T^2$ , a zatem współczynnika rozpraszania, jest obserwowane w całym zakresie diagramu fazowego. Fazy AF i SC oraz T\* i T\*\* są przedstawione zgodnie z rys. 1c. Zmierzone temperatury i zakresy domieszkowania są przedstawione dla wszystkich trzech związków za pomocą wyróżnionych obszarów (w tym rozszerzonej ramki przerywanej dla skorygowanych wyników LSCO) oraz symboli, które odpowiadają symbolom w panelu (a). Kolor tła odpowiada średniej wartości C<sub>2</sub> = 0,0175 K<sup>-2</sup>, w prawej skali konturowej.

#### Znaczenie przedstawionych wyników

Przedstawione powyżej wyniki, których efektem jest zrozumienie natury nośników ładunku jest całkowicie nowatorskie i zasadniczo różni się od dominujących interpretacji. Gdy interpretuje się je w najprostszy, logiczny sposób, odkrycia te mogą mieć bardzo istotne konsekwencje: (*i*) Powszechnie znana zależność temperaturowa efektu Halla w fazie SM skłania do konwencjonalnej interpretacji, a mianowicie gęstości nośnika zależnej od temperatury; (*ii*) zjawisko PG może oznaczać stopniową **lokalizację dokładnie jednej dziury** na CuO<sub>2</sub>, która jest kompletna poniżej charakterystycznej temperatury *T*\*\*; (*iii*) liniowa zależność oporu od temperatury w fazie SM jest wynikiem nakładania się kwadratowej zależności szybkości rozpraszania od temperatury (charakterystycznej dla FL) z liniową zmianą gęstości nośników. Konstruktywne jest więc

podsumowanie faktów czysto eksperymentalnych na dwóch diagramach fazowych; jeden oparty na rezystywności (rys. 1c), a drugi na cot( $\Theta_H$ ) (rys. 4c). Diagram fazowy oparty na cot( $\Theta_H$ ) jest dość prosty, ponieważ szybkość rozpraszania wydaje się być opisana kwadratową zależnością temperatury i jest uniwersalna dla miedziowców. Wykres oparty na rezystywności ( $\rho = m^*/(ne2\tau)$ ) jest dość złożony, ponieważ zawiera informacje o ewolucji gęstości nośników (n) z domieszkowaniem i temperaturą. Faktem doskonale znanym jest to, że przy bardzo wysokim domieszkowaniu w reżimie FL, powierzchnia Fermiego jest duża i gęstość nośników odpowiada n = 1 + p, gdzie p oznacza koncentrację dziur. Wiadomo również, że związki macierzyste są izolatorami z pasmem Cu 3d wypełnionym do połowy, co oznacza, że dokładnie jeden nośnik ładunku jest zlokalizowany na komórkę elementarną. Na podstawie pomiarów oporności elektrycznej,<sup>14</sup> przewodności optycznej<sup>26</sup> oraz efektu Halla,<sup>P2</sup> ustalono, że liczba nośników w PG/FL odpowiada n = p, co oznacza, że jeden nośnik pozostaje zlokalizowany. W konsekwencji, począwszy od fazy FL przy wysokich domieszkach (n = 1 + p) i po przejściu z obszaru, gdzie  $\rho \propto T$  do fazy PG/FL (n = p) dokładnie jedna dziura zostaje zlokalizowana. Warto również podkreślić, że obserwacja szybkości rozpraszania charakterystycznego dla FL, która rozciąga się do tak wysokich temperatur, w niejednorodnym, silnie skorelowanym systemie, pozostaje teoretycznym wyzwaniem. Jednakże, procesy umklapp wydają się być niezbędne do uzyskania szybkości rozpraszania proporcjonalnego do T<sup>2</sup>. Ponadto wydaje się być konieczne wyraźne uwzględnienie dodatkowych stopni swobody jakim jest rola tlenu w CuO<sub>2</sub> jak również rezygnacja z prostej jednopasmowej analizy miedziowców.

#### 4.3 Symetria pomiędzy dziurowo i elektronowo domieszkowanymi miedzianami

Pomimo, że dziurowo i elektronowo domieszkowane związki tlenków miedzi charakteryzują się wieloma podobieństwami, wykazują one również znaczne różnice. Głębsze zrozumienie tych podobieństw i różnic ma na celu pomoc w wyjaśnieniu natury stanu normalnego (a więc w nieobecności nadprzewodnictwa) tych materiałów, a w konsekwencji mechanizmu nadprzewodnictwa. Ogólniej rzecz biorąc, istnieje uzasadnione przekonanie, że postęp w tym zakresie będzie miał znaczący wpływ na zrozumienie innych niskowymiarowych silnie skorelowanych systemów. Podczas gdy dziurowo domieszkowane nadprzewodniki były (i są w dalszym ciągu) obszernie badane, własności fizyczne związków domieszkowanych elektronami nie są tak dogłębnie znane. Dlatego też, aby pogłębić naszą wiedzę dotyczącą tej grupy materiałów, wykonaliśmy pomiary transportu elektronowego (również w polach magnetycznych) oraz pomiary rezonansowego nieelastycznego rozpraszania promieniowania X (ang. resonant inelastic X-ray scattering, RIXS) w elektronowo domieszkowanym archetypowym związku Nd<sub>2-x</sub>Ce<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> (NCCO).

### **P3** Hidden Fermi-liquid Charge Transport in the Antiferromagnetic Phase of the Electron- Doped Cuprate Superconductors

Wykazanie, że magnetoopór w Hg1201 i kilku innych miedzianach zachowuje się zgodnie z regułą Kohlera, w obszarze PG/FL zmotywowało nas do zbadania czy opór elektronowo domieszkowanych nadprzewodników również wykazuje oznaki charakterystyczne dla cieczy Fermiego. Wykonaliśmy więc serie pomiarów oporu w NCCO przy niskich koncentracjach nośników a wyniki eksperymentalne porównaliśmy z danymi literaturowymi uzyskanymi dla wielu nadprzewodników miedzianowych domieszkowanych zarówno elektronami jak i dziurami.

Istotnym i jednocześnie nowym wynikiem opublikowanym w **P3** była obserwacja, że zachowanie ładunków wędrownych w związkach domieszkowanych zarówno elektronowo jak i dziurowo może mieć ten sam charakter, i że zachowanie typowe dla cieczy Fermiego również tyczy się miedzianów domieszkowanych elektronowo. Ten zaskakujący wynik był niezauważony ze względu na nagły wzrost oporności obserwowany w niskich temperaturach dla większości słabo domieszkowanych związków. Jak pokazano w literaturze, ten nieuniwersalny wkład wykazuje logarytmiczną zależność temperaturową.<sup>10,11</sup> W związku z tym, oporność może być rozłożona na trzy składowe i wyrażona za pomocą następującego wyrażenia:

$$\rho = A_0 - A_{log} \log\left(\frac{T}{1K}\right) + A_2 T^2, \tag{2}$$

Gdzie pierwszy człon wynosi:  $A_0 = \rho_{res} + A_{log} \log(T_{log}/1K); \rho_{res}$  jest opornością resztkową (T = 0 K). Drugi składnik odpowiada nieuniwersalnemu wkładowi logarytmicznemu, a trzeci człon jest wkładem do oporności, charakterystycznym dla cieczy Fermiego, zależnym od  $T^2$ .



**Rysunek 5** Oporność planarna w NCCO, x = 0,10. (a) Dane eksperymentalne (niebieskie) i krzywa dopasowana zgodnie z równaniem 2 (czerwona przerywana linia). Szacunkowy wkład  $A_0 - A_{log} \log(T/1K)$  jest pokazany w postaci czarnej przerywanej linii, szczegółowe informacje znajdują się w tekście. (b) Wykres oporności przedstawiony w skali półlogarytmicznej. Linie przerywane wskazują wkład logarytmiczny. (c) Różnica pomiędzy danymi eksperymentalnymi a dopasowaniem. Pozioma czarna przerywana linia wskazuje zero i jest wskazówką dla oka. Czarna pionowa linia wskazuje temperaturę, powyżej której dopasowanie odbiega od wyników eksperymentalnych. Szary zacieniony pasek wskazuje zakres temperatur, w którym pojawia się odstępstwo od kwadratowej zależności temperaturowej oporności planarnej. Temperatura Néela ( $T_N \approx 165$  K) jest pokazana jako zielony zacieniony pasek.

Przykład krzywej oporu uzyskanej dla NCCO, x = 0,1 wraz z pokazaną metodą analizy są przedstawione na rys. 5. Dane eksperymentalne wraz dopasowaniem funkcji zgodnie z równaniem 2 przedstawione są na rys. 5a. Różnica tych wielkości umożliwia określenie zakresu temperatur, w którym oporność zachowuje się jak suma wkładów kwadratowego i logarytmicznego (rys. 5c).

Analiza ewolucji tych dwóch składowych w funkcji temperatury i domieszki dla dużej liczby związków pozwoliła na wyciągnięcie podstawowych wniosków: (*i*) **opór w elektronowo domieszkowanych miedzianach jest kwadratową funkcją temperatury, podobnie jak wcześniej obserwowano w przypadku dziurowo domieszkowanych związków.** (*ii*) istnieje uniwersalny **mechanizm odpowiedzialny za wzrost niskotemperaturowej oporności zarówno w dziurowo jak i elektronowo domieszkowanych związkach, który wydaje się być związany z defektami sieci krystalicznej**<sup>10</sup> a nie ze zmianami topologii powierzchni Fermiego. (*iii*) analiza efektu Halla

### pozwoliła wykazać, że szybkość rozpraszania $1/\tau$ jest uniwersalna dla elektronowo i dziurowo domieszkowanych miedzianów.

Naturalną kontynuacją badań nad nadprzewodnikami domieszkowanymi elektronowo było bardziej szczegółowe zbadanie oporu elektrycznego w NCCO, w szerokim zakresie domieszek, temperatury i pola magnetycznego. W celu uzyskania nowego spojrzenia na związek pomiędzy topologią powierzchni Fermiego a nadprzewodnictwem przeprowadziliśmy systematyczne pomiary transportu elektronowego. Ponadto porównaliśmy nasze dane doświadczalne z wynikami opublikowanymi w literaturze.

#### P4 Hole-driven superconductivity and its universal features in the electron-doped cuprates.

Wkrótce po odkryciu nadprzewodnictwa w miedzianach domieszkowanych elektronowo, Hirsch i Marsiglio zaproponowali teoretycznie, **że dziurowe nośniki** mogą być niezbędne dla nadprzewodnictwa w tych tlenkach.<sup>27</sup> Dagan i Greene badali następnie planarną oporność elektryczną (prawdopodobnie zdominowaną przez elektrony) oraz kąt Halla (wrażliwy na charakter nośników; elektronów i dziur) w Pr<sub>2-x</sub>Ce<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> (PCCO).<sup>28</sup> W prawdzie zaproponowali oni, że nadprzewodnictwo w miedzianach domieszkowanych elektronowo jest związane z pojawieniem się dziur, jednak nie ustalono bezpośredniego, ilościowego związku pomiędzy uformowaniem się nośników dziurowych a właściwościami stanu normalnego oraz właściwościami stanu nadprzewodzącego. W **P4** pokazaliśmy, że właściwości stanu normalnego i przejście do stanu nadprzewodzącego związane są z topologią powierzchni Fermiego. Dostarczyliśmy również dowodu na to, że nadprzewodnictwo w elektronowo domieszkowanych związkach wyłania się przy domieszkach, w których na powierzchni Fermiego formują się kieszenie typu dziurowego.

Przed prezentacją wyników omówię w skrócie podstawowe elementy diagramu fazowego NCCO. Pomiary fotoemisji<sup>29</sup> oraz kwantowych oscylacji<sup>30</sup> w miedzianach domieszkowanych elektronowo wskazują na istnienie różnych obszarów o różnej topologii powierzchni Fermiego, które podsumowano dla NCCO na rys. 6a oraz 6b: (1) przy niskich domieszkach, w fazie antyferromagnetycznej dalekiego zasięgu (ang. long-range antiferromagnetic, LR-AF), występują tylko małe kieszenie elektronowe, zaznaczone kolorem niebieskim [  $(\pi, 0)$  i równoważne pozycje w strefie Brillouina]; (2) dla próbek nadprzewodzących (SC), przy pośrednich domieszkach, obserwuje się zarówno małe kieszenie elektronowe (niebieskie) jak i dziurowe (czerwone) [wokół  $(\pi/2,\pi/2)$  i równoważnych pozycjach]. Chociaż korelacje AF są krótkozasiegowe i dynamiczne w tej części diagramu fazowego, przejawy dwupasmowej powierzchni Fermiego są obserwowane w większości właściwości fizycznych. Stany (1) i (2) wydają się być oddzielone od siebie obszarem "fazy mieszanej", gdzie obserwuje się statyczny porządek AF o krótkim zasięgu oraz frakcję objętościową fazy nadprzewodzącej SC. Prawdopodobnie, przejście ze stanu (1) do stanu (2) miałoby charakter przejścia fazowego pierwszego rodzaju w nieobecności niejednorodności strukturalnej (np. lokalnej niejednorodności podstawienia Nd/Ce w przypadku NCCO) obserwowanej przez magnetyczny rezonans jądrowy i rozpraszanie neutronów.<sup>31,32</sup> (3) dla wysokich koncentracji nośników, spodziewany jest stan w którym powierzchnia Fermiego jest duża i ma charakter elektronowy, co rzeczywiście zaobserwowano za pomocą fotoemisji.<sup>33</sup>



Rysunek 6 (a) Diagram fazowy dla NCCO. Pionowa zielona przerywana linia przedstawia granicę pomiędzy (1) fazą antyferromagnetyczną dalekiego zasięgu LR-AF (x < 0,12) i obszarem fazy mieszanej ze statycznym porządkiem AF bliskiego zasięgu i śladowym nadprzewodnictwem ( $0,12 \le x < 0,145$ ). Zielone kółko oznacza koncentrację Ce, przy której pojawia się nadprzewodnictwo objętościowe (2) i oddziaływania magnetyczne są czysto dynamiczne (0,145  $\leq x < 0,175$ ). Zmiana znaku współczynnika Halla jest obserwowana przy x = 0,145. Szara kropka pokazuje szacowaną koncentrację Ce, przy której następuje przejście Lifshitza do stanu (3) z dużą dziurową powierzchnią Fermiego (PF) (ang. Fermi Surface, FS)  $(x \ge 0,175)$ . Ciągła i przerywana linia na osi poziomej wskazują różne topologie PF pokazane w (b). (b) Topologie PF odpowiadające trzem zakresom domieszkowania określonym w (a). Ciągłe (x < 0,12) i przerywane (0,145  $\leq x < 0,175$ ) ukośne czarne linie oznaczają odpowiednio granice strefy dalekozasięgowego antyferromagnetycznego uporządkowania LR-AF i uporządkowania dynamicznego AF. Niebieskie i czerwone krzywe wskazują odpowiednio elektronowe e i dziurowe h PF. n i p to odpowiednio gęstości nośników elektronów i dziur. (c) Znormalizowany współczynnik MR b<sub>2</sub> (b<sub>2</sub> znormalizowany do 1 dla próbek z  $x \approx 0.15$ ) w funkcji koncentracji Ce. Pomarańczowe diamenty: dane dla NCCO z pracy P4, pozostałe są danymi literaturowymi; szare trójkąty i zielone kółka, wyniki dla cienkich warstw NCCO; fioletowe kwadraty, wyniki dla cienkich warstw PCCO. Wszystkie dane MR przedstawione na rysunku zostały zmierzone w T  $\approx$  50 K. (d) Temperaturowa zależność gęstości prądu nadprzewodzącego otrzymanego z pomiarów  $\mu$ SR dla próbki x = 0,170. Dopasowanie modelu dwupasmowego, jak opisano w tekście, jest pokazane jako czarna linia. Oszacowanie udziału elektronów i dziur według równań 3a i 3b są przedstawione odpowiednio jako niebieska i czerwona przerywana linia.

W pracy **P4** skoncentrowaliśmy się na obszarach (1) i (2) oraz pośrednim regionie fazy mieszanej (rys. 6a). Ilościowo magnetoopór (podobnie jak i kąt Halla w ref. 28) jest miarą całkowitej krzywizny powierzchni Fermiego; jest mały dla pojedynczej, w przybliżeniu okrągłej powierzchni Fermiego, ale zaczyna się dramatycznie zmieniać dla dwupasmowej powierzchni zawierającej zarówno kieszenie elektronowe jak i dziurowe. Ilościowa analiza eksperymentalnie stwierdzonych zmian MR z temperaturą (nie pokazanych tutaj) pozwala wskazać jeden parametr, *b*<sub>2</sub>, który jest miarą wielkości MR. Obliczenia tego parametru (pokazane w *P4*) wskazują, że nagły wzrost wartości *b*<sub>2</sub> jest związany z pojawieniem się małych kieszeni dziurowych na powierzchni Fermiego (środkowy

panel na rys. 6b). Zatem widoczne na rys. 6c wyniki eksperymentalne są skutkiem pojawienia się dwupasmowej powierzchni Fermiego w stanie normalnym. Nasze wyniki pomiarów magnetooporu wraz z literaturowymi danymi dotyczącymi pomiarów kąta Halla<sup>28</sup> pokazują, że pojawienie się nadprzewodnictwa może być łatwo zidentyfikowane poprzez pomiary transportu elektronowego w stanie normalnym, w temperaturach znacznie wyższych niż *T*<sub>c</sub>. Ewolucja powierzchni Fermiego i związane z nią pojawienie się nośników dziur, obserwowane w pomiarach transportu ładunków w stanie normalnym, są odpowiedzialne za pojawienie się fazy objętościowego nadprzewodnictwa, SC.

Następnie przeprowadziliśmy analizę ilościową wkładu elektronów i dziur do gęstości prądu w fazie nadprzewodzącej. Gęstość nadprzewodzącego prądu elektronów wykazuje wykładniczą zależność od temperatury:

$$\rho_{s,e}(T) = \rho_{s,e}(0) \left(1 - e^{-\frac{\Delta}{T} + \frac{\Delta}{T_e}}\right),$$
(3a)

gdzie  $\rho_{s,e}(0)$  jest gęstością prądu nadprzewodzącego elektronów, a  $\Delta$  wielkością nadprzewodzącej przerwy energetycznej związanej z elektronowymi kieszeniami na powierzchni Fermiego. Z kolei gęstość dziur wykazuje kwadratową zależność od temperatury:

$$\rho_{s,h}(T) = \rho_{s,h}(0) \left(1 - \frac{T^2}{T_h^2}\right),$$
(3b)

gdzie  $\rho_{s,h}(0)$  jest gęstością prądu nadprzewodzącego dodatnich nośników (dziur) w zerowej temperaturze.  $T_e$  i  $T_h$  są, odpowiednio, temperaturą, w której ten prąd nadprzewodzący elektronów i dziur zanika. Całkowita gęstość prądu w stanie nadprzewodzącym może być wyrażona jako suma wkładu od elektronów i dziur:

$$\rho_s(T) = \rho_{s,e} + \rho_{s,h},\tag{3c}$$

Reprezentatywne eksperymentalne dane gęstości prądu nadprzewodzącego, oszacowane z pomiarów czasu relaksacji mionów ( $\mu$ SR) dla NCCO (x = 0.17), przedstawiono na rys. 6d. Zgodnie z wynikami w ref. 34, okazuje się, że w pobliżu  $T_c$  gęstość prądu  $\rho_s(T)$  można opisać tylko kwadratową zależnością od temperatury (równanie 3b) a w niskich temperaturach jako sumę wkładu od dziur i elektronów (równanie 3c). Wynik ten wskazuje na uniwersalny mechanizm nadprzewodnictwa w miedzianach, który jest związany z nośnikami dziurowymi, niezależnie od nominalnego typu domieszki.

Historycznie ważnym odkryciem była obserwacja, że dziurowo domieszkowane związki poniżej optymalnej koncentracji domieszki wykazują w przybliżeniu liniową zależność pomiędzy gęstością prądu nadprzewodzącego i *T*<sub>c</sub>, tzw. skalowanie Uemury.<sup>35</sup> W **P4** pokazaliśmy, że po rozdzieleniu dwóch wkładów do gęstości prądu (elektronowego i dziurowego), skalowanie Uemury zachowane jest również dla nadprzewodników elektronowych, jeżeli rozważy się tylko wkład od dziur. Odkrycie to stanowi bardzo ważne ogniwo łączące nadprzewodniki domieszkowane dziurowo i elektronowo.

Zrozumienie zarówno podobieństw jak i różnic pomiędzy dziurowo i elektronowo domieszkowanymi nadprzewodnikami, jest niezbędne do znalezienia uniwersalnego mechanizmu leżącego u podstaw WTN w tych materiałach. Intensywne badania RIXS na krawędzi  $L_3$  miedzi w nadprzewodnikach domieszkowanych dziurowo ujawniły wysokoenergetyczne wzbudzenia magnetyczne obserwowane nawet znacznie poza granicą fazy antyferromagnetycznej (AFM).<sup>36</sup>

Istotnym było zbadanie, czy te cechy związków domieszkowanych dziurowo są również obserwowane przy domieszkach elektronowych, i jeśli tak, to jaka jest ich ewolucja z koncentracją nośników. Aby odpowiedzieć na te pytania, przeprowadziliśmy systematyczne badania kolektywnych wzbudzeń magnetycznych w elektronowo domieszkowanym NCCO, które zostały wykonane za pomocą techniki RIXS.

#### **P5** Asymmetry of collective excitations in electron- and hole-doped cuprate superconductors.

W pracy **P5** prezentujemy wyniki badań przeprowadzonych odpowiednio dla jednej antyferromagnetycznej (AFM) (*x* = 0,04) oraz dwóch nadprzewodzących (*x* = 0,147 i 0,166) próbek NCCO. Nie tylko zaobserwowaliśmy wzbudzenia magnetyczne podobne do tych, które zostały znalezione w dziurowo domieszkowanych związkach ale również odkryliśmy dodatkowe gałęzie wzbudzeń magnetycznych w próbkach nadprzewodzących. Te nowe wzbudzenia nie są obserwowane ani w związkach domieszkowanych dziurowo ani w ferromagnetycznej próbce NCCO. Systematyczne badania RIXS w elektronowo domieszkowanym NCCO wraz z dotychczasowymi wynikami literaturowymi dla nadprzewodników dziurowych pozwoliły na określenie cech wspólnych a także tych, które rozróżniają te dwie grupy materiałów.



**Rysunek 7** Wzbudzenia magnetyczne w NCCO otrzymane w pomiarach rezonansowego nieelastycznego rozpraszania promieniowania rentgenowskiego (RIXS). (a) Mapy intensywności w zależności od energii i pędu (u góry) oraz wykres kaskadowy (u dołu) widm dla próbki x = 0,04, wzdłuż kierunku  $(0,0) - (\pi,0)$ . Moment wyrażany jest w jednostkach sieci odwrotnej (1/a). Czerwone słupki wskazują maksima widm, w których dominują wzbudzenia jednomagnonowe. (b) Mapy intensywności od energii i pędu (u góry) oraz wykres kaskadowy (u dołu) widm dla próbki x = 0,147. Czerwone i niebieskie słupki wskazują odpowiedznio pozycje maksymalne odpowiednio dla paramagnonów oraz nowych modów kolektywnych odkrytych w **P5**. (c) Widma otrzymane dla związku x = 0,166. Czerwone i niebieskie słupki wskazują odpowiednio pozycje maksymalnej intensywności paramagnonów oraz nowych wzbudzeń kolektywnych. (d) Relacja dyspersji paramagnonów oraz nowych wzbudzeń kolektywnych (0,0)-( $\pi$ ,0) i (0,0)-( $\pi$ , $\pi$ ). Dyspersja paramagnonu odbiega od prostej zależności dla liniowej teorii fal spinowych (czarna krzywa przerywana, z  $c_s = 1240$  meV Å). Dla porównania pokazana jest dyspersja magnonu w związku x = 0,04. Niebieska linia przerywana jest dopasowaniem krzywej w ogólnej formie kolektywnych wzbudzeń ładunków, jak opisano w tekście.

Dane eksperymentalne zostały podsumowane na rys. 7. W próbce wykazującej uporządkowanie AFM (x = 0,04) zaobserwowaliśmy wyraźne wzbudzenia jednomagnonowe (ang. single-magnon excitations) o energii rosnącej wraz ze wzrostem pędu i osiągające maksimum wzdłuż kierunków

o wysokiej symetrii na granicy strefy AFM ( $\pi$ ,0) i ( $\pi$ /2, $\pi$ /2). Reprezentatywne widma RIXS mierzone wzdłuż kierunku (0,0) - ( $\pi$ ,0) przedstawione są na rys. 7a i relacja dyspersji na rys. 7d. Wzbudzenia te są podobne do tych, które zaobserwowano w niedomieszkowanych izolatorach AFM, a zależność dyspersyjną można dopasować w ramach dwuwymiarowego modelu Heisenberga dla liniowych fal spinowych:

$$\omega_m = \frac{\sqrt{2}}{a} c_s \sqrt{1 - \left(\frac{\cos q_x + \cos q_y}{2}\right)^2},\tag{4}$$

(przerywana szara linia na rys. 7d), gdzie *a* i *c*<sub>s</sub> są odpowiednio stałą sieci i prędkością fali spinowej. Szerokość pasma wzbudzenia magnetycznego (~300 meV) i wyekstrahowana wartość *c*<sub>s</sub> = 830 ± 9 meV Å są zgodne z tymi, które zostały znalezione dla innych miedzianów z AFM uporządkowaniem.<sup>37</sup>

Rysunek 7b i 7c przedstawia widma RIXS dla nadprzewodzących próbek NCCO odpowiednio z x = 0,147 oraz x = 0,166. Podobnie jak w poprzedniej próbce obserwujemy wzbudzenia dyspersyjne (czerwone słupki), które osiągają maksimum na granicy strefy AFM. Ponieważ korelacje AFM stają się krótkozasięgowe dla tych domieszek, wzbudzenia te nie są magnonami, ale raczej paramagnonami o krótkim czasie życia, na co wskazuje duża szerokość widmowa, która jest porównywalna z ich energiami. **Nieoczekiwanie, poza wzbudzeniami paramagnonowymi w obu próbkach zaobserwowaliśmy dodatkowe wzbudzenia magnetyczne (niebieskie słupki)**. Wzbudzenia te są bardzo wyraźne w pobliżu punktu  $\Gamma$ , gdzie współczynnik struktury paramagnonu wynosi zero. Odchodząc od punktu  $\Gamma$ , przesuwają się one do wyższych energii i jednocześnie osłabiają, stając się niewykrywalnymi dla  $|q_k| > 0,3\pi$ . Pozycje w skali energii zarówno paramagnonów jak i dodatkowej gałęzi wzbudzeń można określić poprzez dopasowanie widm funkcjami Gaussa w celu wyodrębnienia ich dyspersji, czego wynik został przedstawiony na rys. 7d.

Jednym z kluczowych odkryć w P5 jest stwierdzenie, że dyspersja paramagnonu rozciąga się do znacznie wyższych energii w próbce nadprzewodzącej w porównaniu do związku z uporządkowaniem AFM, co zostało pokazane na rys. 7d. W szczególności, zachowanie to jest różne od tego, co zostało zaobserwowane w dziurowo domieszkowanych związkach, dla których wzbudzenia magnetyczne miękną nieznacznie ze wzrostem domieszki.<sup>36</sup>

Drugim ważnym odkryciem w P5 jest obserwacja dodatkowych wzbudzeń magnetycznych w próbkach nadprzewodzących, które nie są obecne w AFM próbce, ani w żadnym z dziurowo domieszkowanych miedzianów.<sup>36,37</sup>

Przyczyna wystąpienia tych kolektywnych wzbudzeń nie jest jasna. Nie są one związane z rozpraszaniem dwumagnonowym ani też ze wzbudzeniami magnetycznymi wyższego rzędu, ponieważ brak ich w próbce wykazującej AFM (x = 0,04). Ponadto, analiza przedstawiona w **P5** sugeruje też, że nie są one bezpośrednio związane ze stanem nadprzewodnictwa. Natomiast zależność od temperatury i poziomu domieszki tych wzbudzeń w pobliżu punktu  $\Gamma$  sugeruje, że mogą one być związane ze stanem o złamanej symetrii, ale innym niż nadprzewodnictwo. Taki stan pojawia się wraz ze wzrostem stopnia domieszkowania i zanika lub może się przemienić w fluktuacje w wysokich temperaturach.

Jak wspomniano w **P5**, przy domieszkowaniu dziurowym, energia wzbudzeń magnetycznych (określonych przez energię granicy strefy AFM) lekko się obniża, a przy niskich energiach pojawia

się niewspółmierność spinowa z energetyczną przerwą spinową w pobliżu ( $\pi$ , $\pi$ ).<sup>38</sup> Jest to sprzeczne z naszymi obserwacjami wzbudzeń magnetycznych w optymalnie domieszkowanych próbkach NCCO, gdzie energia wzbudzeń rośnie znacząco i nie obserwuje się żadnej niewspółmierności spinowej. Ponadto, mocno dyspersyjne wzbudzenia kolektywne w pobliżu centrum strefy Brillouina w NCCO sugerują istnienie kwantowego punktu krytycznego (QCP). Obecność punktu krytycznego zostało wcześniej zasugerowane dla dziurowo domieszkowanych związków.<sup>39</sup> Istnieje więc możliwość, że QCP znajdujący się w pobliżu fazy nadprzewodzącej może być uniwersalny zarówno dla elektronowo, jak i dziurowo domieszkowanych związków.

Wyniki prezentowane w pracy **P5** pokazują, że pomimo powszechnego przekonania, że wzbudzenia magnetyczne są kluczowe dla WTN, znacznie wyższe energie wzbudzeń magnetycznych w nadprzewodzących związkach domieszkowanych elektronami nie odpowiadają wyższej temperaturze przejścia do stanu nadprzewodzącego ( $T_c$ ). Dlatego ważne jest określenie, które czynniki (wzbudzenia magnetyczne w pobliżu ( $\pi$ , $\pi$ ), topologia powierzchni Fermiego lub dodatkowe efekty) nie są zoptymalizowane w elektronowo domieszkowanych związkach, gdzie  $T_c$  nigdy nie osiąga wartości obserwowanych przy domieszkowaniu dziurowym.

### 4.4 Korelacje ładunkowe oraz rekonstrukcja powierzchni Fermiego w dziurowo domieszkowanych nadprzewodnikach

Jedna z najbardziej wydajnych metod badania topologii powierzchni Fermiego metali jest obserwacja kwantowych oscylacji (ang. Quantum oscillations, QO) w wielu właściwościach fizycznych (w oporności, magnetyzacji, itd.). Rzeczywiście, częstotliwość oscylacji jest wprost proporcjonalna do przekroju powierzchni Fermiego (w ekstremum) prostopadłego do kierunku zewnętrznego pola magnetycznego. W mocno domieszkowanym Tl2201 kwantowe oscylacje wykazały istnienie zamkniętej dużej powierzchni Fermiego o charakterze dziurowym, która odpowiada w przybliżeniu 65% wielkości pierwszej strefy Brillouina (rys. 1d).<sup>24</sup> Wynik ten jest zgodny z wynikami pomiarów efektu Halla.<sup>40</sup> Obserwacja kwantowych oscylacji w słabo domieszkowanym YBCO<sup>41</sup> była przełomowym odkryciem, gdyż oznaczała istnienie konwencjonalnej, zamkniętej powierzchni Fermiego. W przeciwieństwie do sytuacji obserwowanej dla mocno domieszkowanych związków, eksperymentalny okres oscylacji odpowiadał istnieniu bardzo małej kieszeni na powierzchni Fermiego (obejmującej tylko około 2% strefy Brillouina) mającej elektronowy charakter,<sup>42</sup> pomimo dziurowego mechanizmu domieszkowania tego związku. Znalezienie małych kieszeni elektronowych było dużym zaskoczeniem, ponieważ badania fotoemisji w stanie normalnym słabo domieszkowanych miedzianów nie wskazywały na istnienie takich kieszeni. Zamiast tego, powierzchnia Fermiego w fotoemisji jest widziana jako łuki rozłączone w wyniku otwarcia się PG (rys. 1e),<sup>43</sup> ale o ogólnym obrysie, takim samym jak dla dużej powierzchni Fermiego, charakterystycznej dla mocno domieszkowanych związków.

#### **P6** Universal quantum oscillations in the underdoped cuprate superconductors.

Podczas gdy powyższe wyniki eksperymentalne mogą stanowić dowód na radykalną zmianę topologii powierzchni Fermiego związaną z głównym budulcem miedziowców, płaszczyzną CuO<sub>2</sub>, można je również przypisać istnieniu nieuniwersalnej części powierzchni Fermiego związanej z łańcuchami Cu-O, specyficznymi tylko dla YBCO. Stało się wiec wysoce pożądane, aby zweryfikować eksperymentalnie czy takie kieszenie na powierzchni Fermiego są uniwersalną

własnością słabo domieszkowanych miedzianów a nie zjawiskiem zależnym od indywidualnej struktury. Aby rozwiązać ten problem, powróciliśmy do Hg1201, związku, który ma tylko jedną płaszczyznę CuO<sub>2</sub> i wysoką symetrię tetragonalną i wykonaliśmy pomiary poprzecznego magnetooporu, w impulsowych polach magnetycznych do 80 T, w próbce  $p \approx 0.09$  (poziom domieszki zbliżony do tego, dla którego początkowo obserwowano QO w YBCO).

Rysunek 8a przedstawia izotermiczne krzywe magnetooporu dla czterech różnych temperatur powyżej pola nieodwracalności ( $H_{irr}$  = 20 - 30 T). **Zachowanie oscylacyjne oporu, które jest głównym wynikiem pracy P6**, jest widoczne już na podstawie nieprzetworzonych danych w polach powyżej 60 T, co jest pokazane na rys. 8a. Na rys. 8b usunięto monotoniczny wkład nieoscylacyjny, a wynik wykreślono w funkcji 1/H. Transformacje Fouriera w ograniczonym zakresie pola (od 62 T do 81 T) wykazują pojedynczy pik odpowiadający częstości *F* = 840 ± 30 T (rys. 8c). Zgodnie z relacją Onsagera:

$$F = \frac{A_k \Phi_0}{2\pi^2},\tag{5}$$

gdzie  $\Phi_0$  jest strumieniem magnetycznym a  $A_k$  jest powierzchnią przekroju powierzchni Fermiego prostopadłą do kierunku przyłożonego pola. Uzyskana wartość  $A_k$  odpowiada około 3% wielkości strefy Brillouina. Przy założeniu, że powierzchnia Fermiego jest dwuwymiarową (założenie sensowne dla jednowarstwowego Hg1201), wykorzystując twierdzenie Luttingera otrzymuje się  $n_{2D} = 2A_k/(2\pi)^2 = F/\Phi_0 = 0,061 \pm 0,002$  nośników na kieszeń. Dla systemu jednopasmowego, współczynnik Halla  $R_H = 1/n_{3D}e$  ( $n_{3D} = n_{2D}/c$ , gdzie *c* jest parametrem sieci prostopadłym do płaszczyzn CuO<sub>2</sub>) wynosi  $|R_H| = 14,7 \pm 0,6 \text{ mm}_3/C$ , w bardzo dobrej zgodności z wartością  $|R_H| = 15 \pm 5 \text{ mm}^3/C$ , uzyskaną bezpośrednio z pomiarów efektu Halla w niskich temperaturach i wysokich polach dla próbki Hg1201 na podobnym poziomie domieszkowania ( $T_c = 65 \text{ K}$ ,  $p \approx 0.075$ ).<sup>44</sup> Z zależności amplitudy oscylacji od temperatury (rys. 8c, wstawka) otrzymano efektywną masę elektronów ( $m^* = 2,45 \pm 0,15 \text{ m}_e$ , gdzie  $m_e$  jest masą elektronu swobodnego), oraz oszacowano średnią drogę swobodną,  $l \approx 5$  nm.



**Rysunek 8** Oscylacje kwantowe w Hg1201 ( $T_c = 72$  K,  $p \approx 0,09$ ). (a) Magnetoopór (i jego pochodna) mierzony wzdłuż płaszczyzn CuO<sub>2</sub> w impulsowych polach magnetycznych (do 80 T). Oscylacje kwantowe są wyraźnie obserwowane w danych pomiarowych powyżej 60 T. (b) Oscylacyjna część magnetooporu w funkcji odwrotności pola magnetycznego (symbole) oraz dopasowanie formuły Lifshitza-Kosevicha (linie ciągłe). (c) Transformata Fouriera części oscylacyjnej pokazuje, że obserwowany jest tylko jeden pik w  $F = 840 \pm 30$  T, i jego położenie nie zależny od temperatury. Wstawka: zgodnie ze wzorem Lifshitza-Kosevicha, zależność temperatury od amplitudy pozwala na wyznaczenie masy cyklotronowej:  $m^* = (2,45 \pm 0,15) m_e$ . Czerwona linia: fit, czarne przerywane linie: zakres błędu.

Otrzymane wyniki pokazują, że oscylacje kwantowe w YBCO i Hg1201 występują w przybliżeniu w tym samym zakresie domieszkowania, temperatury i pola magnetycznego, oraz że podobna jest masa efektywna i porównywalna częstotliwość cyklotronowa dla obu związków. Ponadto zależność temperaturowa i bezwzględna wartość współczynników Halla i Seebecka są prawie takie same przy domieszkowaniu  $p \approx 0.09$ . Przy chłodzeniu oba współczynniki gwałtownie obniżają się poniżej 50 K i ostatecznie zmieniają znak z dodatniego na ujemny w niskich temperaturach.<sup>44</sup> Wyniki te potwierdziły scenariusz zmian topologii i związanej z nimi rekonstrukcji powierzchni Fermiego, które prowadzą do powstania małej, zamkniętej i spójnej kieszeni elektronowej. Co więcej, pomiary wskazały na ten sam podstawowy mechanizm związany z płaszczyzną CuO<sub>2</sub>, ponieważ jest to jedyna wspólna jednostka strukturalna tych dwóch związków. Chociaż nasze dane dla Hg1201 nie pozwoliły na wyodrębnienie liczby kieszeni, późniejsze eksperymenty w polach magnetycznych do 90 T pokazały, że na płaszczyznę CuO<sub>2</sub> przypada tylko jedna kieszeń elektronowa.<sup>45</sup>

Nasz wynik opublikowany w P6 wykazał uniwersalność oscylacji kwantowych w słabo domieszkowanych nadprzewodnikach miedzianowych. Jednocześnie podjął dyskusję na temat zależności pomiędzy topologią powierzchni Fermiego obserwowaną w pomiarach oscylacji kwantowych w niskich temperaturach a korelacjami ładunkowymi, takimi jak fale gęstości ładunku CDW, które w YBCO zostały zaobserwowane już w stanie PG/FL w zerowym polu. Kolejnym istotnym zagadnieniem było dokładne powiązanie tych zjawisk i znalezienie ich związku z otwarciem PG poniżej *T\**. Zbudowanie modelu łączącego rekonstrukcję powierzchni Fermiego z uporządkowaniem CDW wymagało jednoznacznego potwierdzenia istnienia korelacji CDW w jednowarstwowym związku Hg1201.

**P7** Charge order and its connection with Fermi-liquid charge transport in a pristine high-*T*<sub>c</sub> cuprate.

Korelacje ładunkowe w postaci fal gęstości CDW zostały pierwotnie zaobserwowana w jądrowym rezonansie magnetycznym (NMR),<sup>46</sup> a później w eksperymentach rozpraszania promieniowania synchrotronowego za pomocą technik rezonansowych<sup>47</sup> oraz dyfrakcji<sup>48</sup> w słabo domieszkowanych próbkach YBCO. Jednak budowanie teorii łączących CDW z topologią powierzchni Fermiego okazało się trudne ze względu na istnienie w tym związku dwóch płaszczyzn CuO<sub>2</sub> w komórce elementarnej i co najmniej dwóch satelitów w częstotliwości oscylacji kwantowych. Aby wesprzeć prace teoretyków, naturalnym była próba wykazania istnienia korelacji CDW w próbce Hg1201,  $p \approx 0.09$ , dla której wcześniej wykryliśmy oscylacje kwantowe. Przeprowadziliśmy więc badania z użyciem dwóch komplementarnych technik synchrotronowych; rezonansowej dyfrakcji promieniowania X oraz rezonansowego nieelastycznego rozpraszania promieni X, które pozwoliły zaobserwować krótko-zasięgowe uporządkowanie CDW w badanym związku.

Rezonansowa dyfrakcja (ang. resonant X-ray diffraction, RXD) jest techniką, która łączy zalety metod spektroskopowych z dyfrakcyjnymi i pozwala zaobserwować uporządkowanie różnych stanów elektronowych atomów tego samego rodzaju w ciele stałym. Dla RXD na krawędzi *L*<sub>3</sub> miedzi, modulacja ładunku przestrzennego stanów Cu 3*d* jest odzwierciedlona w modulacji (zespolonego) współczynnika rozpraszania, co powoduje powstanie pików nadstruktury w przestrzeni odwrotnej, odpowiadających periodowi modulacji ładunku w przestrzeni rzeczywistej. Rezonansowe nieelastyczne rozpraszanie promieniowania X (ang. resonant inelastic X-ray scattering, RIXS) oferuje dodatkowo możliwość zbadania spektrum energii rozproszonych

fotonów, co pozwala na oddzielenie wkładu CDW od zjawisk obserwowanych przy wyższych transferach energii.

Rysunek 9 podsumowuje obserwacje korelacji CDW w Hg1201 ( $p \approx 0.09$ ) w pomiarach RIXS oraz RXD. Niskoenergetyczne widma nieelastyczne dla trzech wartości wektora falowego zmierzone w 75 K i 220 K są pokazane na rys. 9a. W temperaturze 75 K obserwowany jest wzrost intensywności dla bardzo małych wartości transferu energii, który spowodowany jest formowaniem się porządku CDW. Zależność intensywności od wartości wektora falowego *H* pokazana jest na rys. 9b. Pozycja maksimum oraz szerokość połówkowa piku CDW zostały określone z dopasowania funkcji Gaussa do danych eksperymentalnych i wynoszą one odpowiednio  $H_{CDW} = 0,280(5)$  r.l.u. (ang. reciprocal lattice units, r.l.u.) oraz  $2\kappa = 0,071(3)$  r.l.u. Wynik ten jest zgodny z pomiarami RXD zaprezentowanymi na rys. 9c, gdzie tło zmierzone w 250 K zostało odjęte od intensywności zmierzonej w 70 K. Różnica intensywności pomiędzy dwiema temperaturami pokazuje pik w  $H_{CDW} = 0,276(5)$  r.l.u, o szerokości połówkowej  $2\kappa = 0,058(9)$  r.l.u.



**Rysunek 9** Fale gęstości ładunku CDW w Hg1201 ( $T_c = 71$  K,  $p \approx 0.09$ ) zaobserwowane przy użyciu technik rezonansowego rozpraszania promieniowania X; RIXS oraz RXD. Widma RIXS zostały otrzymane na krawędzi L<sub>3</sub> Cu (931,7 eV). Zidentyfikowano typowe dla miedziowców wzbudzenia, a niskoenergetyczne części widma (czerwona ramka) dla 75 K i 220 K przy trzech wartościach Q wokół dwuwymiarowego wektora falowego CDW (H,0) powiększono. Spowodowane uporządkowaniem CDW wzmocnienie quasielastycznego piku obserwowane jest dla  $H_{CDW} \approx 0,28$  r.l.u. w 75 K. (b) Zależność intensywności piku quasielastycznego w funkcji H w temperaturze 75 K i 220 K. Dane są dopasowane pikiem gaussowskim z parabolicznym tłem. (c) Różnica natężenia pomiędzy skanami w temperaturze 70 i 250 K również jest dopasowana funkcją gaussowską. Szerokości piku w (b) i (c) odpowiadają wartościom długości korelacji, które wynoszą odpowiednio  $\xi_{CDW}/a = 5,5(8)$  oraz 4,6(2). (d) Zależność intensywności CDW od temperatury (zsumowana wzdłuż H) dla Hg1201 uzyskana w pomiarach RIXS (czerwone kółka) i RXD (zielone trójkąty). CDW pojawia się poniżej  $T_{CDW}$  = 200(15) K, intensywność wzrasta przy chłodzeniu do  $T_c$  = 72 K, a następnie wysyca się (kolor szary oznacza fazę nadprzewodzącą). CDW występuje znacznie poniżej temperatury  $T^* \approx 320$  K związanej z pojawieniem się porządku magnetycznego q = 0 (kwadraty: ref. 49), odchyleniem od liniowej planarnej oporności w funkcji temperatury oraz znacznym wzmocnieniem korelacji AF.<sup>50</sup> Wkładka: brak zależności od temperatury  $\xi/a$ . Obszary niebieski i brązowy oznaczają odpowiednio T\* oraz T\*\*.

Rysunek 9d przedstawia zależność intensywności piku CDW od temperatury, która pokazuje, że korelacje CDW pojawiają się poniżej  $T_{CDW} = 200(15)$  K. Jak wykazano dalej na rys. 9d, uporządkowanie CDW formuje się około 100 K poniżej temperatury pseudoprzerwy  $T^*$ , która zdefiniowana jest poprzez pojawienie się uporządkowania magnetycznego, tak zwanego

uporządkowania q = 0,<sup>49</sup> oraz odejściu od liniowej zależności oporu od temperatury. (rys. 10a).<sup>14,P1,P2</sup> Uporządkowanie CDW w Hg1201 (a także w YBCO) występuje blisko lub poniżej  $T^{**}$ , temperatury poniżej której obserwowany jest typowy dla cieczy Fermiego transport nośników ładunku (PG/FL). Obszar cieczy Fermiego wydaje się być powszechnie obserwowany do bardzo niskich koncentracji domieszek, podczas gdy porządek CDW w YBCO jest najmocniejszy dla koncentracji pośrednich, odpowiadających "*plateau*" w zależności  $T_c(p)$  (rys. 10a). Tak więc stabilna powierzchnia Fermiego wynikająca z pomiarów transportowych dla Hg1201 jest prawdopodobnie koniecznym, ale niewystarczającym warunkiem formowania się korelacji CDW.

Obserwacja oscylacji kwantowych w Hg1201 (omówiona w **P6**) dowiodła, że małe kieszenie w powierzchni Fermiego są rzeczywiście uniwersalną własnością słabo domieszkowanych miedzianów, a nie wynikiem strukturalnej złożoności charakterystycznym tylko dla YBCO. Co więcej, jak pokazano w **P7**, obserwacja korelacji CDW w Hg1201 na tym samym poziomie domieszki sugeruje, że formowanie się kieszeni na powierzchni Fermiego może być związane z korelacjami CDW. Zbadanie dokładnego związku pomiędzy tymi zjawiskami było motywacją dalszych badań przedstawionych w pracy **P8**.

#### P8 Synchrotron x-ray scattering study of charge-density-wave order in HgBa<sub>2</sub>CuO<sub>4+δ</sub>.

Po udanej identyfikacji uporządkowania CDW w słabo domieszkowanym Hg1201 (opisanej w **P7**), prowadziliśmy dalsze badania CDW w tym związku dla szerokiego zakresu domieszek. Wykorzystując źródła synchrotronowe BESSY II w Berlinie, CLS w Saskatchewan oraz DESY w Hamburgu mierzyliśmy zarówno RXD jak i tradycyjną dyfrakcję promieniowania X (XRD). Wyniki podsumowano na rys. 10; zakres temperaturowy korelacji CDW jest przedstawiony na diagramie fazowym Hg1201 na rys 10a, a ewolucja zasięgu korelacji i wektora falowego CDW z domieszkowaniem porównana została z literaturowym wynikami uzyskanymi dla YBCO odpowiednio na rys 10b i 10c.

**Zależność uporządkowania CDW od temperatury i domieszki:** W **P8** przedstawione zostały wyniki pomiarów przeprowadzonych dla ośmiu koncentracji domieszek, w zakresie 0,064 < p < 0,126 ( $T_c = 55 - 94$  K). Temperaturę formowania się porządku ładunkowego CDW,  $T_{CDW}$  wyznaczono dla podgrupy tych próbek (rys. 10a). Uporządkowanie CDW zaobserwowane zostało w zakresie koncentracji dziur p = 0,065 - 0,12, czyli dla wszystkich badanych domieszek z wyjątkiem próbki o najwyższej koncentracji. Sugeruje to, że korelacje CDW w Hg1201 zanikają wyraźnie poniżej charakterystycznej domieszki  $p^*$ , która jest oszacowaną koncentracją nośników powyżej której zanika faza PG w granicy T = 0 K.

Ponadto, podobnie jak w przypadku YBCO, obszar, w którym obserwowane są korelacje ładunkowe CDW odpowiada zakresowi koncentracji domieszek, w którym obserwowane jest *"plateau"* w kopule nadprzewodzącej  $T_c(p)$ , gdzie  $T_c$  jest lokalnie obniżone (granatowa przerywana linia na rys. 10a). Takie lokalne obniżenie  $T_c$  wskazuje, że korelacje ładunkowe współzawodniczą z nadprzewodnictwem i to współzawodnictwo jest różne dla różnych rodzin nadprzewodników (jest silniejsze dla YBCO).

Fakt, że temperatura  $T_{CDW}$  w której pojawiają się korelacje CDW jest znacznie niższa niż  $T^*$ , a zanikanie tych korelacji ładunkowych ma miejsce jeszcze przy wyraźnie niższej koncentracji domieszek niż krytyczna wartość dla *pseudoprzerwy (p\* ≈ 0.19)* wskazuje na ich niezależne pochodzenie: porządek CDW tworzy się wewnątrz fazy pseudoprzerwy, ale nie jest odpowiedzialny za jej otwarcie



**Rysunek 10** (a) Diagram fazowy Hg1201. Niebieska linia przedstawia zależność  $T_c(p)$ .<sup>51</sup> Obszar ciemnoszary: Odchylenie (nie w skali)  $T_c$  od szacowanej parabolicznej zależności od koncentracji nośników (linia przerywana niebieska).  $T^*$ : Temperatura pojawienia się stanu pseudoprzerwy (PG) oszacowana na podstawie odchylenia planarnej rezystywności od liniowej zależności temperaturowej w fazie dziwnego metalu (SM).<sup>14,26,P1,P2</sup> Magnetyczny porządek q = 0 (ref. 49) oraz wzmocnienie AF fluktuacji<sup>50</sup> są również obserwowane poniżej  $T^*$ .  $T^{**}$ : Temperatura, poniżej której obserwuje się zachowanie cieczy Fermiego (FL) wewnątrz fazy PG.<sup>14,P1,P2</sup>  $T_{CDW}$ : temperatura poniżej której obserwowany jest porządek CDW w **P8** poprzez RXD (niebieskie kółka) i XRD (niebieski diament). Fioletowe kółko to wynik dla p = 0,09, opisany w **P7**. (b) zasięg korelacji CDW (w jednostkach stałej sieci a) w obszarze  $T_c$  dla Hg1201. Otwarte i wypełnione niebieskie trójkąty w b i c wskazują odpowiednio dane z pracy **P8 i P7**. Dla porównania, dane dla YBCO z ref. 52 są pokazane jako czerwone kwadraty. Niebieska linia przerywana: Symulowana wielkość charakterystyczna domen CDW związana z podwójnym obsadzeniem atomów tlenów międzywęzłowych, omówiona w tekście i w **P8**. (c)  $q_{CDW}$  dla Hg1201 (niebieskie kółka) i YBCO (czerwone diamenty).

Korelacje CDW i rekonstrukcja powierzchni Fermiego w miedzianach: Jak dyskutowano w P6, pojedyncza częstotliwość oscylacji kwantowych znaleziona w Hg1201 wskazuje na istnienie pojedynczej kieszeni elektronowej na poziomie Fermiego. Jest to wynik wyraźnie inny niż dla ortorombowego dwuwarstwowego YBCO, gdzie oprócz głównej częstotliwości drgań przy ~ 550 T, posiada satelity przy ± 100 T,<sup>53</sup> których źródłem są sprzężenia pomiędzy sąsiednimi warstwami CuO<sub>2</sub> w komórce elementarnej.<sup>54</sup> Dodatkowo, w YBCO obserwowana jest mała częstotliwość oscylacji kwantowych (~ 100 T), prawdopodobnie wynikająca z faktu, ze oprócz małych kieszeni elektronowych, formują się również małe, dziurowe kieszenie.<sup>55</sup> Ze względu na swoja prostotę, Hg1201 jest zatem kluczowym systemem do poszukiwania relacji pomiędzy porządkiem CDW a topologią powierzchni Fermiego.

Szczegółowa analiza powierzchni Fermiego i wektora falowego korelacji ładunkowych,  $q_{CDW}$  pozwoliła na ilościowe powiązanie uporządkowania ładunkowego z wielkością kieszeni elektronowych, co zostało zaproponowane w **P7** a model został rozwinięty w **P8**. Zależność ta została pokazana schematycznie na rys. 11a dla dwóch poziomów domieszki. Jeśli *węzłowe* części powierzchni Fermiego, które są pozostałością po dużej powierzchni Fermiego w skutek otwarcia się pseudoprzerwy, zostaną przesunięte wzdłuż ortogonalnych kierunków *h* i *k* o długość wektora falowego  $q_{CDW}$ , to takie składanie spowoduje uformowanie się kieszeni elektronowej o kształcie wklęsłego kwadratu. Rozmiar tak skonstruowanej kieszeni, utworzonej przez składanie resztkowej powierzchni Fermiego jest zgodny z wynikami otrzymanymi bezpośrednio z pomiarów oscylacji

kwantowych i efektu Halla dla Hg1201 ( $p \approx 0.09$ ).<sup>P6</sup> Podobną zgodność otrzymaliśmy dla YBCO, ale rozważając wyłącznie wiążącą (ang. bonding) powierzchnię Fermiego i główną częstotliwość oscylacji kwantowych.<sup>P7</sup>

Co więcej, w **P8** zaproponowaliśmy ewolucję wielkości kieszeni elektronowej na powierzchni Fermiego w funkcji koncentracji domieszki dla Hg1201 (rys. 11b). Obliczenia te bazowały na eksperymentalnych wartościach wektora falowego  $q_{CDW}$  (rys. 10c) oraz ewolucji powierzchni Fermiego.<sup>56</sup> Rysunek 11a przedstawia powierzchnię Fermiego uzyskaną z obliczeń modelu elektronów silnie związanych dla Hg1201 (cienkie linie). Ze względu na otwarcie się pseudoprzerwy i związaną z tym utratą stanów w rejonach antywęzłowych (ang. antinodes) powierzchni Fermiego obliczenia nie przewidują dodatkowych kieszeni dziurowych w stanie zrekonstruowanym, co jest zgodne z eksperymentem.<sup>P6</sup> Zależność pomiędzy oszacowaną wielkością kieszeni elektronowej (lub równoważnie częstotliwością oscylacji kwantowych) i  $q_{CDW}$  (oraz w funkcji koncentracji domieszki *p*) pokazana jest na rys. 11b. Bardzo precyzyjne dane z ostatnich pomiarów oscylacji kwantowych w Hg1201 są w bardzo dobrej zgodności z naszym oszacowaniem.<sup>45</sup>



**Rysunek 11** (a) Powierzchnia Fermiego otrzymana za pomocą modelu silnie związanych elektronów dla Hg1201 przy p = 0,07 (niebieski) i p = 0,11 (czerwony). Grube linie: Zrekonstruowana elektronowa kieszeń na powierzchni Fermiego; podwójne strzałki:  $q_{CDW}$  (patrz tekst). (b) Wielkość kieszeni w odniesieniu do wielkości strefy Brillouina i związana z tym częstotliwość oscylacji kwantowych (F) dla Hg1201 i YBCO w funkcji  $q_{CDW}$ . Niebieski kwadrat i trójkąty (Hg1201)<sup>45,P6,P7</sup> oraz czerwone trójkąty (YBCO)<sup>53</sup> reprezentują koncentracje domieszek, dla których zarówno  $q_{CDW}$  jak i F zostały określone eksperymentalnie. F jest związane z wielkością kieszeni Fermiego  $A_k$  poprzez relację Onsagera, równanie 5. Niebieskie kółka: Rozmiar kieszeni oszacowany na podstawie obliczeń silnie związanych elektronów, z  $q_{CDW}$  otrzymanym z liniowego dopasowania przedstawionego na rys. 10c. Wstawka: Ewolucja kieszeni na powierzchni Fermiego dla różnych wartości koncentracji ładunku pokazana w zredukowanej strefie Brillouina.

Na rys. 11b przedstawiona jest zależność oszacowanego rozmiaru kieszeni na powierzchni Fermiego od koncentracji domieszki (czyli też od *q*<sub>CDW</sub>, mierzonego przy braku przyłożonego pola magnetycznego, które to wielkości są proporcjonalne) dla Hg1201 i YBCO. Jak widać, te dwie wielkości wykazują uniwersalną zależność liniową, pomimo że każdy z tych związków posiada różną powierzchnię Fermiego. Wyniki opublikowane w **P7** i **P8** wskazują, że **uporządkowanie CDW rekonstruuje powierzchnię Fermiego z częściowo usuniętymi poprzez PG stanami w jedną kieszeń elektronową, obserwowaną w pomiarach oscylacji kwantowych w niskich temperaturach i wysokich polach magnetycznych.**  Omawiany scenariusz rekonstrukcji powierzchni Fermiego wskazuje na dwukierunkowy charakter uporządkowania CDW, to jest taki w którym modulacja ładunku zachodzi w dwóch równoważnych kierunkach [100] i [010] (ang. *checkerboard*). Dodatkowe trójwymiarowe, ale jednokierunkowe uporządkowanie CDW, indukowane polem magnetycznym powyżej 18 T, znaleziono w YBCO.<sup>46,57</sup> Wydaje się jednak, że nie jest to własność uniwersalna dla miedziowców, ponieważ w przypadku Hg1201 rekonstrukcja powierzchni Fermiego spowodowana takim uporządkowaniem doprowadziłaby do uzyskania wielu częstotliwości oscylacji kwantowych,<sup>58</sup> które jednak nie są obserwowane.<sup>P6</sup>

**Wielkość domen CDW w Hg1201:** Jak pokazano na rysunku 10b, zasięg korelacji uporządkowania CDW w Hg1201 nigdy nie osiąga wartości obserwowanych w YBCO. Powodem nie jest zapewne wspólny blok obu związków, czyli warstwa CuO<sub>2</sub>, lecz raczej różnice w specyficznym dla każdego materiału *zasobnikiem ładunku*, którego rolą jest przekazywanie nośników do płaszczyzn CuO<sub>2</sub>.

W prostym systemie tetragonalnym, takim jak Hg1201, koncentracja ładunku jest kontrolowana przez losowo rozmieszczone atomy międzywęzłowego tlenu w warstwach HgO<sub>8</sub>. Symulacje przedstawione w **P8** wykazały, że gdyby średnia wielkość domen CDW była ograniczona odległością pomiędzy międzywęzłowymi atomami tlenu, wówczas zasięg korelacji takiego uporządkowania byłby bardzo mały,  $\xi/a \approx 1.6$  przy p = 0.09, i niezgodny z wartością eksperymentalną ( $\xi/a \approx 8$ ) dla tego poziomu domieszki. Oznacza to, że zaburzenia związane z indywidualnym tlenem międzywęzłowym mają raczej słaby efekt. Jednak symulowana długość korelacji  $\xi/a$  bardzo dobrze zgadza się z danymi doświadczalnymi w przypadku, gdy weźmie się pod uwagę średnią odległość pomiędzy komórkami elementarnymi zawierającymi dwie domieszki tlenu; w obu warstwach HgO<sub>8</sub>, powyżej i poniżej płaszczyzny CuO<sub>2</sub>. Taka komórka elementarna, która statystycznie zawiera dwa tleny może pełnić rolę ośrodków zarodkowych/piningowych CDW i powodować znaczącą zmianę w oddziaływaniach lokalnych ograniczając wielkość koherentnych obszarów CDW. Nasz model sugeruje, że wielkość domen CDW w Hg1201 jest ograniczona poprzez komórki elementarne podwójne obsadzone międzywęzłowymi tlenami.

#### 4.5 Faza pseudoprzerwy w nadprzewodnikach miedzianowych

Odkrycie uporządkowania CDW wewnątrz fazy PG zmotywowało wiele grup badawczych do znalezienia związku pomiędzy korelacjami ładunkowymi a otwarciem się pseudoprzerwy.<sup>59</sup> Jak zostało pokazane w podrozdziale 4.3, w przypadku Hg1201 obszar na diagramie fazowym, w którym występuje uporządkowanie CDW wydaje się być znacznie mniejszy niż w przypadku YBCO. Jednak nie jest jasne czy uporządkowanie to nie rozciąga się do wyższych domieszek, jednak zostaje znacznie osłabione poprzez nadprzewodnictwo tak, że staje się niewykrywalne za pomocą stosowanych technik. W przypadku YBCO koncentracja nośników przy której zanika uporządkowanie CDW wydawała się być bardzo bliska domieszki *p*\*, w której (w granicy T = 0 K) zanika PG (rys. 12a).<sup>52</sup> Biorąc pod uwagę te wyniki, a także czułość metod pomiarowych użytych w badaniu tego subtelnego zjawiska, wyznaczenie dokładnej relacji pomiędzy fazami uporządkowania CDW i PG stało się bardzo ważnym wyzwaniem. W niniejszym podrozdziale opisane zostały badania efektu Halla, które miały na celu znalezienie odpowiedzi na to istotne zagadnienie. W celu dokładnej identyfikacji granicy fazy CDW i jej położenie w względem granicy PG, wykorzystaliśmy fakt, że w niskich temperaturach i wysokich polach magnetycznych uporządkowanie CDW rekonstruuje powierzchnię Fermiego w kieszenie elektronowe. Pojawieniu

się kieszeni elektronowych towarzyszy zmiana znaku współczynnika Halla, wielkości, która może być mierzona bezpośrednio. Ponieważ współczynnik Halla daje informację o gęstości ładunku, pomiar umożliwił też sprawdzenie sugestii, że efektywna gęstość ładunku zmienia się z wartości 1 + *p* przy wysokich koncentracjach domieszek, do *p* przy niskich.

Badania przeprowadzone zostały dla serii próbek YBCO. Wybór materiału podyktowany był faktem, że koncentracja nośników przy której zanika faza PG było zidentyfikowana z dość dużą precyzją. Związek ten był więc świetnym kandydatem do badania efektów związanych z fazą PG.

#### P9 Change of carrier density at the pseudogap critical point of a cuprate superconductor.

Jedną z oznak rekonstrukcji powierzchni Fermiego jest zmiana charakteru nośników, którą można łatwo badać za pomocą pomiarów współczynnika Halla. Wykorzystując bardzo intensywne pola magnetyczne, byliśmy w stanie wytłumić nadprzewodnictwo w dużym zakresie domieszkowania w YBCO. Pomiary współczynnika Halla w niskich temperaturach wykonano na monokrystalicznych próbkach YBCO z następującymi poziomami domieszek p = 0,16, 0,177, 0,19 i 0,205. Eksperymenty przeprowadzone zostały w polach magnetycznych sięgających 90 T.



**Rysunek 12** (a) Diagram fazowy YBCO w zerowym polu magnetycznym (H = 0). Faza nadprzewodząca (szara kopuła) znajduje się poniżej  $T_c$  (czarna linia), a faza antyferromagnetyczna poniżej  $T_N$  (linia brązowa). Mała (ciemnoszara) kopuła pokazuje, w jaki sposób nadprzewodnictwo jest tłumione przez zastąpienie 6% atomów Cu poprzez Zn.<sup>60</sup> Modulacje CDW zostały zidentyfikowane za pomocą technik dyfrakcyjnych poniżej  $T_{XRD}$ . Modulacje spinowe (ang. spin-density-wave, SDW) krótkiego zasięgu zostały wykryte poprzez dyfrakcję neutronów poniżej  $T_{SDW}$ . Czerwona linia przerywana oznacza przybliżoną temperaturę pojawienia się PG poniżej  $T^*$ , natomiast  $p^* = 0,19 \pm 0,01$  oznacza koncentrację domieszek, poniżej której PG jest otwarta. <sup>61</sup> (b, c) Współczynnik Halla w YBCO dla dwóch poziomów domieszkowania: p = 0,15 (b)<sup>62</sup> oraz p = 0,16 (c) <sup>P9</sup> dla różnych temperatur  $R_H$  spada i ostatecznie staje się ujemna dla p = 0,15, podczas gdy taki spadek nie jest obserwowany dla p = 0,16.

Rysunek 12b przedstawia zależność współczynnika Halla  $R_H$  od wielkości  $H/H_{vs}$  dla dwóch poziomów domieszkowania; p = 0,15 (z ref. 62) oraz p = 0,16 (praca **P9**), w różnych temperaturach. Podczas gdy współczynnik Halla zmienia znak i staje się ujemny po obniżeniu temperatury w próbce p = 0,15, co jest oznaką rekonstrukcji powierzchni Fermiego, w próbce o p = 0,16 pozostaje dodatni aż do najniższych temperatur. Innymi słowy, rekonstrukcja powierzchni Fermiego po zniszczeniu

nadprzewodnictwa w YBCO kończy się przy charakterystycznej koncentracji domieszki  $p_{FSR} = 0,16 \pm 0,005$ . Wynik tek jest zgodny z maksymalną koncentracją domieszek, przy której zanik porządku CDW został zaobserwowany za pomocą metod synchrotronowych w tym związku. Tak więc, w granicy niskich temperatur **uporządkowanie CDW zanika na poziomie domieszki**  $p_{FSR} = 0,16$ , **która jest wyraźnie poniżej koncentracji**  $p^*=0,19\pm0,01$ , w której zanika pseudoprzerwa w YBCO. Zatem uporządkowanie CDW oraz PG nie są scharakteryzowane wspólnym krytycznym poziomem domieszki.

W celu dokładnego zbadania obszaru na diagramie fazowym pomiędzy koncentracją domieszki  $p_{FSR}$ , przy której zakończyła się rekonstrukcja powierzchni Fermiego oraz  $p^*$ , w której zamyka się pseudoprzerwa, tj. obszaru w którym faza PG nie jest zaburzona przez inne stany o złamanej symetrii (np. CDW, SDW), przeprowadzono systematyczne pomiary współczynnika Halla  $R_{H}$ . Użycie bardzo wysokich pól magnetycznych pozwoliło wygasić nadprzewodnictwo i zbadać ewolucję  $R_{H}$  w funkcji pola magnetycznego i nominalnej koncentracji nośników. Rysunek 13a przedstawia zależność  $R_{H}$  od pola magnetycznego (w mm<sup>3</sup>C<sup>-1</sup>) dla szeregu domieszek. Kiedy nadprzewodnictwo jest zniszczone przez pole magnetyczne 50 T, obserwuje się dużą zmianę w  $R_{H}$  w funkcji domieszki (w niskich temperaturach), co zinterpretowaliśmy jako zmniejszenie się gęstości nośników  $n_{H}$ , wyznaczonej poprzez następujące wyrażenie:

$$n_H = \frac{V}{eR_H},\tag{6}$$



gdzie e jest ładunkiem elektronu, a V objętość przypadająca na atom Cu (w płaszczyźnie CuO<sub>2</sub>).

**Rysunek 13** Ewolucja gęstości ładunku w funkcji nominalnego domieszkowania w stanie normalnym YBCO. (a) Izotermy  $R_{\rm H}$  w funkcji H dla p = 0,16, 0,177, 0,19 i 0,205, mierzone w T = 50 K. (b) Gęstość nośników  $n_{\rm H}$ zmierzona w T = 50 K w LSCO (kółka)<sup>63</sup> i YBCO (p < 0,08, szare kwadraty)<sup>64</sup>. Czerwone kwadraty odpowiadają wynikom uzyskanym dla YBCO przy p > 0,15.<sup>P9</sup> Biały diament:  $R_{\rm H}$  w TI2201.<sup>40</sup> Pionowa linia przerywana odpowiada koncentracji domieszki, przy której zanika pseudoprzerwa,  $p^* = 0,19 \pm 0,01$  w granicy T = 0 K. Wyniki eksperymentalne pokazują, że liczba nośników  $n_{\rm H}$  jest równa p,  $n_{\rm H} = p$ , nawet dla poziomu domieszki, przy której zanika CDW,  $p_{FSR} = 0.16$  (czerwona linia) i wzrasta do  $n_{\rm H} = 1 + p$  dla p > 0.2 (niebieska linia). Przedział domieszek, w którym następuje rekonstrukcja powierzchni Fermiego na skutek CDW jest oznaczony jako zielony pasek; gdzie w niskich temperaturach  $R_{\rm H} < 0$ .

Ewolucja gęstości nośników  $n_{\rm H}$  w funkcji nominalnej domieszki p została przedstawiona na rys. 13b. Z przedstawionych wyników można wywnioskować dwa fundamentalne fakty: (i) gęstość nośników n<sub>H</sub> jest proporcjonalna do nominalnego domieszkowania p nawet powyżej regionu występowania uporządkowania CDW (zielony obszar na rys. 13b). Taka zależność, n = p została wcześniej zaobserwowana dla bardzo słabo domieszkowanych miedzianów, jednak wynik nasz (w szczególności dla próbki p = 0.16) potwierdza, że zależność ta jest również spełniona dla koncentracji domieszek bliskich  $p^*$ . Oznacza to, że zależność n = p jest własnością fazy PG, co zostało zasugerowane w podrozdziale 4.2. (ii) gęstość nośników zmienia się przy wejściu do stanu PG. W stanie normalnym YBCO, przejście od konwencjonalnego metalu o wysokiej wartości p (gdzie n = 1 + p) do słabo domieszkowanego reżimu o niskiej wartości p (gdzie n = p) wiąże się z lokalizacją ładunku, która zachodzi w okolicach  $p \approx p^*$ . Innymi słowy, w granicy niskich temperatur, otwarcie się pseudoprzerwy związane jest z lokalizacją dokładnie jednej dziury na komórkę elementarną. Fakt, że nominalna gęstość nośników niskotemperaturowego stanu normalnego w YBCO spada z n = 1 + p do n = p przy redukcji koncentracji domieszek poniżej p \*ujawnił istotny fakt dotyczący fazy PG: utrata nośników w antywęzłowych obszarach powierzchni Fermiego spowodowana jest lokalizacją nośników (rys. 1). Wynik ten jest zgody z sugestią przedstawioną w podrozdziale 4.2.

#### 4.6 Podsumowanie

Przedstawione powyżej omówienie zawiera wyniki eksperymentalne z szerokiego zakresu badań obejmującego pomiary wykonane wieloma komplementarnymi technikami. Próbki dobrane były tak, aby pozwoliły określić wspólne własności fizyczne charakterystyczne zarówno dla materiałów domieszkowanych dziurowo, jak i elektronowo, w dużym zakresie koncentracji domieszek. W oparciu o przeprowadzone badania udało się uzyskać następujące wyniki.

- Pokazano, że w fazie pseudoprzerwy istnieje obszar (PG/FL), w którym opór elektryczny wykazuje kwadratową zależność od temperatury w HgBa<sub>2</sub>CuO<sub>4+δ</sub>, szybkość rozpraszania 1/τ elektronów w funkcji temperatury i pola magnetycznego jest zgodna z przewidywaniami teorii cieczy Fermiego. Ten sam wniosek dotyczy innych członków rodziny miedziowców.
- Na podstawie wyników pomiaru oporu elektrycznego i efektu Halla zasugerowano, że efektywna masa  $m^*$  oraz szybkość rozpraszania  $1/\tau$  są niezależne od domieszki i związku. Zatem mechanizm rozpraszania charakterystyczny dla cieczy Fermiego przy bardzo wysokim poziomie domieszek  $p \approx 0,30$  (procesy typu umklapp) jest dominujący w całym zakresie diagramu fazowego, nawet w reżimie tzw. dziwnego metalu oraz w pobliżu stanu izolatora. Wynik ten sugeruje, że zmiany w transporcie elektronowym obserwowane pod wpływem zmian temperatury lub poziomu domieszkowania są związane ze zmianą gęstości ładunku przy wejściu w obszar pseudoprzerwy, tj, z lokalizacją ładunku z n = 1+p do n = p.
- Opór elektryczny niektórych nadprzewodników wzrasta z temperaturą w obszarze niskich temperatur. Wykazano, że wzrost ten ma uniwersalny mechanizm zarówno w dziurowo jak i elektronowo domieszkowanych związkach i wydaje się być związany defektami sieci krystalicznej. Odseparowanie tego wkładu pozwoliło wykazać, że opór elektryczny w elektronowo domieszkowanych związkach wykazuje kwadratową zależność od

temperatury przy pośrednich domieszkach, podobnie jak zaobserwowano w związkach domieszkowanych dziurowo.

- Znaleziono powiązanie pomiędzy własnościami stanu normalnego i nadprzewodnictwem w elektronowo domieszkowanym Nd<sub>2-x</sub>Ce<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>. Pokazano, że nadprzewodnictwo pojawia się w obszarze domieszek, dla których transport w stanie normalnym wykazuje współistnienie pasma elektronowego z pasmem dziurowym. Zaproponowano, że nawet w nominalnie elektronowo domieszkowanym związku nadprzewodnictwo ma charakter dziurowy.
- Badania wzbudzeń magnetycznych w Nd<sub>2-x</sub>Ce<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> pozwoliły zaobserwować, że dyspersja paramagnonu przesuwa się do znacznie wyższych energii w próbce nadprzewodzącej w porównaniu do związku z uporządkowaniem AFM. Zachowanie to jest różne od tego, co zostało zaobserwowane w dziurowo domieszkowanych związkach, dla których wzbudzenia magnetyczne nieznacznie zmniejszają swoja energię ze wzrostem koncentracji nośników. Co więcej, odkryto dodatkową gałąź wzbudzeń magnetycznych w próbkach nadprzewodzących, które nie są obecne w próbce z uporządkowaniem AFM, ani w żadnym z dziurowo domieszkowanych miedzianów. Analiza zależności tych zbydzeń od temperatury i domieszki wskazuje na jego związek z istnieniem kwantowego punktu krytycznego, jednak nie związanego bezpośrednio z nadprzewodnictwem.
- Zaobserwowano oscylacje kwantowe w magnetooporze w strukturalnie prostym, jednowarstwowym związku HgBa<sub>2</sub>CuO<sub>4+δ</sub>. Oscylacje te wskazują na transformację (rekonstrukcję) powierzchni Fermiego w niskich temperaturach i wysokich polach magnetycznych, która jest uniwersalna dla słabo domieszkowanych nadprzewodników. Zaobserwowano i zbadano fale gęstości ładunku (CDW) w tym samym materiale. Znaleziono również związek pomiędzy własnościami fal gęstości ładunku a powierzchnią Fermiego określoną w pomiarach kwantowych oscylacji.
- Udokumentowano zmianę gęstości ładunku z wartości n = 1+p, charakterystycznej dla stanu metalicznego przy wysokim domieszkowaniu, do n = p w obszarze pseudoprzerwy. Wynik ten pozwala na bezpośrednie powiązanie spadku liczby nośników, a więc lokalizacją ładunku, z otwarciem się częściowej przerwy energetycznej, pseudoprzerwy.

#### Literatura

- 1. J.G. Bednorz, and K.A. Müller Z. Physik B 64, 189 (1986)
- 2. Z.-A. Ren et al., EPL 83, 17002 (2008)
- 3. M. H. Hamidian *et al.*, Nature **532**, 343 (2016)
- 4. N. Hussey, J. Phys. Condens. Matter 20, 123201 (2008)
- 5. H. Alloul, T. Ohno & P. Mendels, Phys. Rev. Lett. 63, 1700 (1989)
- 6. T. Timusk & B. Statt, Rep. Prog. Phys. 62, 61 (1999)
- 7. Y. Ando *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 197001 (2004)
- 8. Y. Ando et al., Phys. Rev. Lett. 87, 017001 (2001)
- 9. Y. S. Lee et al., Phys. Rev. B 72, 054529 (2005)
- 10. F. Rullier-Albenque et al., Europhys. Lett. 81, 37008 (2008)
- 11. S. Ono et al., Phys. Rev. Lett. 85, 638 (2000)
- 12. X. Lin *et al.*, Science **349**, 6251 (2015)
- 13. N. E. Hussey, J. Phys. Chem. Solids 72, 529 (2011)
- 14. N. Barišić et al., Proc. Natl. Acad. Sci., 110, 12235 (2013)
- 15. X.J. Zhou et al. Nature 423, 398 (2003)

- 16. D. C. Peets et al., New J. Phys. 9 28 (2007)
- 17. M. A. Hossain et al., Nature Phys. 4 527 (2008)
- 18. M. Harris et al., Phys. Rev. Lett. 75, 1391 (1995)
- 19. K. Semba et al., Phys. Rev. B 55, 11103 (1997)
- 20. P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. 67, 2092 (1991)
- 21. W. J. Padilla et al., Phys. Rev. B 72, 060511 (2001)
- 22. Y. M. Dai et al., Phys. Rev. B 85, 092504 (2012)
- 23. J. Kokalj *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 045132 (2012)
- 24. B. Vignolle et al., Nature 455, 952 (2008)
- 25. M. Hashimoto et al., Phys. Rev. B 77, 094516 (2008)
- 26. S. I. Mirzaei et al., Proc. Natl. Acad. Sci. 110, 5774 (2013)
- 27. J. E. Hirsch, F. Marsiglio, Physica C 162, 591 (1989)
- 28. Y. Dagan, R. L. Greene, Phys. Rev. B 76, 024506 (2007)
- 29. T. Matsui et al., Phys. Rev. B 75, 224514 (2007)
- 30. N. P. Breznay et al., arXiv:1510.04268 (2015)
- 31. M. Abe et al., Physica C Supercond. 160, 8 (1989)
- 32. W. Henggeler et al., Europhys. Lett. 29, 233 (1995)
- 33. H. Matsui et al., Phys. Rev. B 75, 224514 (2007)
- 34. H. G. Luo, T. Xiang, Phys. Rev. Lett. 94, 027001 (2005)
- 35. Y. J. Uemura et al., Phys. Rev. Lett. 62, 2317 (1989)
- 36. M. Le Tacon et al., Nature Phys. 7, 725 (2011)
- 37. L. Braicovich et al., Phys. Rev. B 81, 174533 (2010)
- 38. N. P. Armitage et al., Rev. Mod. Phys. 82, 2421 (2010)
- 39. I. M. Vishik et al., Proc. Natl Acad. Sci. USA 109, 18332 (2012)
- 40. A. P. Mackenzie et al., Phys. Rev. B 53, 5848 (1996)
- 41. N. Doiron-Leyraud et al., Nature 447, 565 (2007)
- 42. D. LeBoeuf et al., Nature 450, 533 (2007)
- 43. A. Damascelli et al., Rev. Mod. Phys. 75, 473 (2003)
- 44. N. Doiron-Leyraud et al., Phys. Rev. X 3, 21019 (2013)
- 45. M. K. Chan et al., Nat. Commun. 7, 12244 (2016)
- 46. T. Wu et al., Nature 477, 191 (2011)
- 47. G. Ghiringhelli et al., Science 337, 821 (2012)
- 48. J. Chang et al., Nature Phys. 8, 871 (2012)
- 49. Y. Li et al., Phys. Rev. B 84, 224508 (2011)
- 50. M. K. Chan et al., Nat. Commun. 7, 10819 (2016)
- 51. A. Yamamoto et al., Phys. Rev. B 63, 024504 (2000)
- 52. S. Blanco-Canosa et al., Phys. Rev. B 90, 054513 (2014)
- 53. B. Vignolle et al., Phys. 14, 39 (2013)
- 54. S. E. Sebastian et al., Rep. Prog. Phys. 75, 102501 (2012)
- 55. N. Doiron-Leyraud *et al.*, Nat. Commun. **6**, 6034 (2015)
- 56. I. M. Vishik et al., Phys. Rev. B 89, 195141 (2014)
- 57. S. Gerber et al., Science 350, 949 (2015)
- 58. A. V. Maharaj et al., Phys. Rev. B 93, 094503 (2016)
- 59. K. B. Efetov, H. Meier, and C. Pépin, Nat. Phys. 9, 442 (2013)
- 60. J. L. Tallon et al. Phys. Rev. Lett. 79, 5294 (1997)
- 61. J. L. Tallon & J. W. Loram, Physica C 349, 53 (2001)
- 62. D. LeBoeuf et al., Phys. Rev. B 83, 054506 (2011)
- 63. Y. Ando, Y. et al., Phys. Rev. Lett. 92, 197001 (2004)
- 64. K. Segawa & Y. Ando, Phys. Rev. B 69, 104521 (2004)

## 5. Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej, w szczególności zagranicznej

Badania naukowe przedstawione jako dorobek naukowy, będący podstawą do ubiegania się o nadanie habilitacji, prowadzone były przy współpracy z ponad 65 naukowcami i studentami pracującymi w blisko 25 jednostkach badawczych w 12 krajach. Współpraca, która została nawiązana podczas prowadzenia tych badań jest w dalszym ciągu kontynuowana i rozwijana. Spośród szerokiego grona współpracowników należy wyróżnić tych, z którymi wspólne badania prowadzone były najintensywniej i w znacznym stopniu są kontynuowane. Są to grupy, których kierownikiem są:

- Prof. Martin Greven, Uniwersytet Minnesoty, Minneapolis, Stany Zjednoczone,
- Prof. Neven Barišić, Techniczny Uniwersytet w Wiedniu, Austria,
- Dr Cyril Proust, Narodowe Laboratorium Wysokich Pól Magnetycznych, Tuluza, Francja,
- Prof. Louis Taillefer, Uniwersytet w Sherbrooke, Kanada,
- Prof. Yuan Li, Uniwersytet Peking, Pekin, Chiny
- Prof. Matthieu Le Tacon, Instytut Technologiczny w Karlsruhe, Niemcy,
- Dr Hab. Eugen Weshke, Instytut Helmholtza w Berlinie, Niemcy,
- Prof. Zhi-Xun Shen, Uniwersytet Stanforda, Stany Zjednoczone,
- Prof. Giacomo Ghiringhelli, Politechnika w Mediolanie, Włochy.

Pomiary w ramach badań prezentowanych w pracach **P1-P9** wykonane zostały w wielkoskalowych jednostkach badawczych w Europie, Ameryce i Azji. Jednostki, w których prowadzone przeze mnie badania miały największe znaczenie ze względu na ważność opublikowanych wyników to:

- Narodowe Laboratorium Wysokich Pól Magnetycznych, Tuluza, Francja,
- Synchrotron BESSY II, Berlin Niemcy,
- Synchrotron Swiss Light Source, Villigen, Szwajcaria,
- Synchrotron Canadian Light Source, Saskatoon, Kanada,
- Synchrotron Advanced Photon Source, Lemont, Stany Zjednoczone,
- Synchrotron Advanced Light Source, Berkeley, Stany Zjednoczone,
- Narodowe Laboratorium Wysokich Pól Magnetycznych, Tallahassee i Los Alamos, Stany Zjednoczone.

W większości z wymienionych instytucji badawczych współpraca została nawiązana z więcej niż jedna grupą badawczą.

#### 6. Informacja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę

#### Prowadzenie zajęć dydaktycznych

W prowadzenie zajęć dydaktycznych zostałem zaangażowany już na pierwszym roku studiów doktoranckich. Przez okres czterech lat studiów doktoranckich prowadziłem zajęcia dydaktyczne w wymiarze 90 godzin lekcyjnych rocznie. Podczas pierwszych dwóch semestrów prowadziłem ćwiczenia rachunkowe z fizyki ogólnej dla studentów pierwszego roku Wydziału Inżynierii Metali i Informatyki Przemysłowej AGH. Przez kolejne trzy lata prowadziłem zajęcia laboratoryjne z fizyki ogólnej dla studentów fizyki technicznej na Wydziałe Fizyki i Informatyki Stosowanej. W okresie prowadzenia zajęć laboratoryjnych wraz ze współpracownikami opracowaliśmy metodę, która integrowała zajęcia w laboratorium z systemem zdalnego nauczania na platformie MOODLE. Nowatorskie rozwiązanie pozwoliło przesyłać materiały i informacje poprzez system

informatyczny. Z jednej strony wszystkie materiały dla studentów zostały umieszczone na serwerze, z drugiej strony zadania i sprawozdania z laboratoriów przygotowywane przez uczestników kursu były przez nich wysyłane do systemu, umożliwiając prowadzącemu natychmiastowy i łatwy dostęp do wszystkich prac. To nowatorskie rozwiązanie zostało przedstawione przeze mnie jako ustna prezentacja zatytułowana "Koncepcja i implementacja zintegrowanego rozwiązania informatycznego dla pracowni fizycznej w oparciu o platformę e-learningową" na XV konferencji *Nauczanie fizyki w uczelniach technicznych*, Kraków, 2–4 lipca 2007 rok.

Podczas stażu podoktorskiego na Uniwersytecie Minnesoty, przez okres dwóch semestrów zatrudniony zostałem na dodatkową połowę etatu na stanowisku dydaktycznym (ang. teaching assistant). Prowadziłem zajęcia z przedmiotu Energia i Środowisko (oznaczone kodem 1001). Zajęcia te łączyły ćwiczenia rachunkowe i laboratoryjne z fizyki. Dedykowane były dla studentów kierunków nie-technicznych. Zajęcia wymagały szczególnych umiejętności przekazania podstawowej wiedzy w zakresie kinematyki, dynamiki, zasady zachowania pracy i energii oraz podstaw wytwarzania i przesyłania energii.

Oprócz zajęć dydaktycznych prowadzonych w zakresie asystenta dydaktycznego, prowadziłem serię specjalistycznych wykładów dotyczących wytwarzania oraz wykorzystywania promieniowania synchrotronowego do badań własności elektronowych, strukturalnych i magnetycznych ciał stałych. Zajęcia dedykowane były głównie dla doktorantów kierunku fizyka na Uniwersytecie Minnesoty (oznaczone kodem 5701).

Podczas pobytu naukowego na Technicznym uniwersytecie w Wiedniu prowadziłem gościnnie (kilka razy w semestrze) zajęcia z podstaw fizyki dla studentów kierunku fizyka. Były to głównie ćwiczenia rachunkowe.

#### Opieka naukowa

Podczas swojej pracy zawodowej byłem odpowiedzialny za opiekę naukową i współpromotorstwo wielu studentów. Poniżej znajduje się lista osób wraz z tytułami projektów, które wykonane zostały pod moją opieką:

#### Szkolenie stażystów podoktorskich:

Dr. S. Benhabib

Badania transportu elektronowego w wysokich polach magnetycznych, LNCMI Tuluza;

Dr. F. Laliberte

Przygotowanie próbek nadprzewodników miedziowych do pomiarów propagacji ultradźwięków w impulsowych polach magnetycznych, LNCMI Tuluza;

#### Dr. N. K. Chogondahalli Muniraju

Pomiary transportu elektronowego oraz wykorzystanie technik synchrotronowych w badaniach nadprzewodników miedziowo-tlenowych, Techniczny Uniwersytet w Wiedniu;

#### Współpromotorstwo doktorantów:

I. Biało (promotor pomocniczy)

Badania synchrotronowe w nadprzewodnikach pod ciśnieniem jednoosiowym i w wysokich polach magnetycznych; temat rozprawy "Rola korelacji ładunkowych w mechanizmie nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego"; planowany termin obrony pracy: wrzesień 2020, AGH Kraków i Techniczny Uniwersytet w Wiedniu;

#### B. Kebel (kopromotor)

Wzrost monokryształów nadprzewodników miedziowo tlenowych, głównie Hg1201. Pomiary oporu i magnetooporu oraz struktury w tych próbkach pod działaniem jednoosiowego ciśnienia. Przewidywany termin ukończenia pracy: 2023 rok, Techniczny Uniwersytet w Wiedniu;

#### Opieka naukowa nad studentami

#### K. Zhang

Pomiary oporu w dziurowo domieszkowanych nadprzewodnikach, Uniwersytet Minnesoty;

#### M. Veit

Pomiary efektu Halla w HgBa2CuO4+d, Uniwersytet Minnesoty;

#### B. Kebel (kopromotor pracy magisterskiej)

Pomiary oporu w nadprzewodnikach miedziowo tlenowych; obserwacje zmian temperatury przejścia do stanu nadprzewodzącego w nadprzewodnikach pod jednoosiowym ciśnieniem; temat pracy: "Cuprates: Electrical Resistivity under Uniaxial Pressure", 2019 rok, Techniczny Uniwersytet w Wiedniu;

#### G. Dinev (kopromotor pracy licencjackiej)

Pomiary oporu i dyfrakcji pod ciśnieniem jednoosiowym w nadprzewodnikach; temat pracy: "Resistivity and Change of Lattice Parameter under Uniaxial Pressure in Nd<sub>2-x</sub>Ce<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>", 2019 rok, Techniczny Uniwersytet w Wiedniu;

#### J. Dittrich (kopromotor pracy licencjackiej)

Pomiary niskich temperatur i kalibracja termometrów, temat pracy: "Cryogenics and low-temperature thermometry", 2020 rok, Techniczny Uniwersytet w Wiedniu;

#### M. Cherczyński (kopromotor pracy licencjackiej)

Pomiary dyfrakcji promieni rentgenowskich oraz oporu pod ciśnieniem jednoosiowym w nadprzewodnikach miedziowo-tlenowych, temat pracy: "Influence of the lattice distortion on c-axis conductivity in the cuprate superconductors", 2020 rok, Techniczny Uniwersytet w Wiedniu;

#### Popularyzacja nauki

Dodatkowo, brałem czynny udział w popularyzacji nauki podczas wielu wydarzeń organizowanych zarówno na skalę laboratorium, jak i na skalę europejską. Były to między innymi:

- 30 września 2016: Europejska Noc Naukowców (fr. Nuit Européenne des Chercheurs), Tuluza, Francja. Prowadziłem pokazy i demonstracje w zakresie nadprzewodnictwa oraz zjawiska lewitacji.
- 39 września 2017: Europejska Noc Naukowców, Tuluza, Francja. Prowadziłem pokazy i demonstracje w zakresie kriogeniki oraz fizyki niskich temperatur.
- Fête de la science, doroczny festiwal promujący pracę w naukowych instytutach we Francji. W latach 2015 – 2017 zaangażowany byłem w pokazy związane ze zjawiskiem nadprzewodnictwa i przejściami fazowymi w niskich temperaturach, w ramach tego wydarzenia organizowanego w Laboratoriom Wysokich Pól Magnetycznych (LNCMI) w Tuluzie.

#### 7. Inne informacje dotyczące kariery zawodowej

Dodatkowe szkolenia i kursy:

Higher European Research Course for Users of Large Experimental Systems, Grenoble/Paryż, Francja (1 marca – 4 kwietnia 2009), http://hercules-school.eu

Training workshop on XANES and RXD simulation using FDMNES, Grenoble, Francja (2 – 4 grudnia 2009).

- Nagrody i wyróżnienia
  - 2015 Nagroda im. Prof. Engela dla Młodych Naukowców, za serię prac naukowych. Część nagrodzonych prac jest przedstawiona w dorobku habilitacyjnym: prace P1, P5, P6, P7.
  - 2016 Nagroda dla najlepiej publikującego naukowca AGH. Nagrodzona praca jest częścią dorobku habilitacyjnego, praca P9.
  - 2017 Nagroda Polskiego Towarzystwa Synchrotronowego "za publikację naukową lub przeglądową opartą na badaniach naukowych z wykorzystaniem wiązek promieniowania generowanych w synchrotronach i laserach na swobodnych elektronach". Praca ta jest częścią dorobku habilitacyjnego, praca P7.

(podpis wnioskodawcy)