

Autoreferat

Interakcje pomiędzy uporządkowaniem elektronowym i magnetycznym w węglkach $R\text{NiC}_2$ (R - metal ziem rzadkich)

KAMIL KRZYSZTOF KOLINCIO

Spis treści

1	Imię i nazwisko	3
2	Posiadane dyplomy, stopnie naukowe lub artystyczne – z podaniem podmiotu nadającego stopień, roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej	3
3	Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych lub artystycznych	4
4	Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 ustawy z dnia 20 lipca 2018 r. Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce (Dz. U. z 2021 r. poz. 478 z późn. zm.)	4
4.1	Tytuł osiągnięcia naukowego	4
4.2	Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego wraz z określeniem indywidualnego wkładu w ich powstanie	4
4.3	Omówienie prac składających się na osiągnięcie habilitacyjne	7
4.3.1	Wstęp i motywacja	7
4.3.2	Destruktywny wpływ magnetyzmu na CDW w $RNiC_2$ zawierających wczesne lantanowce	11
4.3.3	Konstruktywna relacja CDW - AFM w $RNiC_2$ zawierających wczesne lantanowce	19
4.3.4	Fale gęstości ładunku i magnetyzm w związkach $RNiC_2$ zawierających późne lantanowce oraz Y	23
4.3.5	Podsumowanie i perspektywa	36
5	Inne osiągnięcia naukowe	42
5.1	Opis fal gęstości ładunku w brązach $A_x(PO_2)_4(WO_3)_{2m}$	42
5.2	Opis skalarnej chiralności spinowej niesionej przez termiczne fluktuacje	43
6	Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową albo artystyczną realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej lub instytucji kultury, w szczególności zagranicznej	43
6.1	Okres przed uzyskaniem stopnia doktora	43
6.2	Okres po uzyskaniu stopnia doktora	45
6.3	Dane bibliograficzne	48
6.4	Kierowanie i udział w projektach naukowych	49
6.5	Nagrody	49
6.6	Udział w konferencjach naukowych	50
6.7	Wykłady wygłoszone w jednostkach naukowych	51
7	Informacja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę lub sztukę	51
7.1	Działalność dydaktyczna	51
7.2	Działalność organizacyjna	52

7.3	Popularyzacja nauki	53
-----	-------------------------------	----

Autoreferat w języku polskim

1 Imię i nazwisko

Kamil Krzysztof Kolincio

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

Tytuł magistra inżyniera (2010)

Dziedzina: Fizyka Techniczna

Jednostka: Politechnika Gdańska, Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej

Tytuł pracy: *Badanie teksturowanych nadprzewodników wysokotemperaturowych*

Promotor: prof. dr hab. inż. Maria Gazda

Stopień doktora (2013)

Dziedzina: Fizyka (fr. Physique)

Jednostka: Université de Caen, Francja

Tytuł pracy: *Study of thermal and electronic transport properties in low dimensional oxides*

Promotorzy: dr hab. Sylvie Hébert (promotor), dr hab. Alain Pautrat (kopro-motor)

3 Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych lub artystycznych

- 11/2010 - 10/2013 Doktorant
Laboratoire CRISMAT, Université de Caen, Caen, Francja
- 11/2013 - 11/2013 Inżynier pomiarów niskotemperaturowych
Laboratoire CRISMAT, Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Caen, Francja
- 07/2015 - 10/2016 Wykładowca
Politechnika Gdańska, Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej, Gdańsk
- 07/2015 - obecnie Adiunkt
Politechnika Gdańska, Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej, Gdańsk
- 10/2018 - 03/2021 Staż podoktorski (Postdoctoral researcher)
RIKEN Center for Emergent Matter Science (CEMS)
Wako, Japonia
- 04/2021 - 03/2025 Naukowiec wizytujący (Visiting scientist)
RIKEN Center for Emergent Matter Science (CEMS)
Wako, Japonia

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

4.1 Tytuł osiągnięcia naukowego

Interakcje pomiędzy uporządkowaniem elektronowym i magnetycznym w węglkach $R\text{NiC}_2$ (R - metal ziem rzadkich)

4.2 Publikacje wchodzące w skład osiągnięcia naukowego wraz z określeniem indywidualnego wkładu w ich powstanie

- H1 K.K. Kolincio, K. Górnicka, M. J. Winiarski, J. Strychalska-Nowak, T. Klimczuk,
Field-induced suppression of charge density wave in GdNiC_2 ,
Physical Review B **94**, 195149 (2016)

Mój udział polegał na opracowaniu koncepcji pracy, wraz z doбором metod doświadczalnych. Zaplanowałem, przygotowałem i przeprowadziłem pomiary własności transportowych (z uwzględnieniem magnetooporu i efektu Halla), analizę wyników w koordynacji z rezultatami pomiaru magnetyzacji. Zaproponowałem sposób interpretacji wyników i wyciągnąłem wnioski. Napisałem manuskrypt. Pełniłem też rolę autora korespondencyjnego i przygotowałem odpowiedzi na recenzje.

H2 K.K. Kolincio, M. Roman, M. J. Winiarski, J. Strychalska-Nowak, T. Klimczuk,

Magnetism and charge density waves in $R\text{NiC}_2$ ($R = \text{Ce}, \text{Pr}, \text{Nd}$),

Physical Review B **95**, 235156 (2017), **Editor's Suggestion**

Mój udział polegał na opracowaniu koncepcji pracy, zainicjowaniu, zaplanowaniu i koordynacji badań, pomocy przy syntezie próbek, zaplanowaniu, przygotowaniu i przeprowadzeniu pomiarów efektów transportowych (w tym magnetooporu i efektu Halla), analizie, dyskusji i interpretacji ich wyników, połączeniu ich z wynikami badań ciepła właściwego i magnetyzacji, oraz napisaniu manuskryptu. Pełniłem też rolę autora korespondencyjnego i przygotowałem odpowiedzi na recenzje.

H3 M. Roman, T. Klimczuk, **K.K. Kolincio**,

Correlation between charge density waves and antiferromagnetism in $\text{Nd}_{1-x}\text{Gd}_x\text{NiC}_2$ solid solutions,

Physical Review B **98**, 035136 (2018)

Mój udział polegał na przygotowaniu i przeprowadzeniu części pomiarów efektów transportowych w ramach opieki mentorskiej nad doktorantką (Marta Roman). Połączyłem i przedyskutowałem ich wyniki wraz z rezultatami uzyskanymi na drodze pozostałych eksperymentów. Zaproponowałem koncepcję wyjaśnienia mechanizmu fizycznego stojącego za danymi eksperymentalnymi. Wyciągnąłem wnioski i napisałem część manuskryptu dotyczącą dyskusji i konkluzji. Przygotowałem odpowiedzi na recenzje.

H4 M. Roman, L. Litzbarski T. Klimczuk, **K.K. Kolincio**,

Crossover from charge density wave stabilized antiferromagnetism to superconductivity in $\text{Nd}_{1-x}\text{La}_x\text{NiC}_2$ compounds,

Physical Review B **99**, 245152 (2019)

Mój udział polegał na opracowaniu i dyskusji wyników badań eksperymentalnych: własności transportowych oraz częściowo podatności magnetycznej i ciepła właściwego. Zaproponowałem sposób wyjaśnienia danych eksperymentalnych. Sprawowałem opiekę mentorską nad doktorantką (Marta Roman). Napisałem część manuskryptu dotyczącą dyskusji i interpretacji wyników oraz wniosków. Przygotowałem odpowiedzi na recenzje.

H5 M Roman, J. Strychalska-Nowak, T. Klimczuk, **K.K. Kolincio**,

Extended phase diagram of $R\text{NiC}_2$ family: Linear scaling of the Peierls temperature,

Physical Review B **97**, 041103(R) (2018), **Rapid Communication**

Mój udział polegał na opracowaniu, w ramach opieki mentorskiej nad doktorantką (Marta Roman), koncepcji pracy, oraz zaplanowaniu, przygotowaniu i przeprowadzeniu badań efektów transportowych z uwzględnieniem efektu Halla, opracowaniu, analizie i interpretacji wyników wraz z wyciągnięciem wniosków, napisaniu części manuskryptu - w szczególności dotyczącej dyskusji i wniosków. Byłem też autorem korespondencyjnym i przygotowałem odpowiedzi na recenzje.

H6 K.K. Kolincio, M. Roman, T. Klimczuk,

Charge density wave and large nonsaturating magnetoresistance in $YNiC_2$ and $LuNiC_2$,

Physical Review B **99**, 205127 (2019)

Mój udział w tej pracy polegał na opracowaniu, w ramach opieki mentorskiej nad doktorantką (Marta Roman) koncepcji pracy. Mój wkład zawierał też zaplanowanie i przeprowadzenie badań efektów transportowych, z uwzględnieniem magnetooporu i efektu Halla, wraz z analizą i interpretacją ich wyników, analizę wyników ciepła właściwego w odniesieniu do przemiany CDW wraz z obliczeniem i dyskusją entropii i entalpii, oraz wyciągnięcie całościowych wniosków. Napisałem większość manuskryptu. Byłem również autorem korespondencyjnym i przygotowałem odpowiedzi na recenzje.

H7 K.K. Kolincio, M. Roman, T. Klimczuk,

Enhanced Mobility and Large Linear Nonsaturating Magnetoresistance in the Magnetically Ordered States of $TmNiC_2$,

Physical Review Letters **125**, 176601 (2020)

Mój udział w tej pracy polegał na opracowaniu koncepcji pracy, przeprowadzeniu badań efektów transportowych (w tym magnetooporu i efektu Halla) wraz z analizą i interpretacją wyników oraz wyciągnięciem wniosków. Napisałem manuskrypt. Byłem również autorem korespondencyjnym i przygotowałem odpowiedzi na recenzje.

H8 K.K. Kolincio, M. Roman, F. Garmroudi, M. Parzer, E. Bauer, H. Michor,

Charge density wave, enhanced mobility, and large nonsaturating magnetoresistance across the magnetic states of $HoNiC_2$ and $ErNiC_2$,

Physical Review B **109**, 075154 (2024)

Moja rola polegała na opracowaniu koncepcji pracy, przeprowadzeniu pomiarów własności transportowych z uwzględnieniem efektu Halla i magnetooporu oraz ich analizie, zaproponowaniu sposobu wyjaśnienia wyników, wyciągnięciu wniosków, napisaniu manuskryptu. Byłem również autorem korespondencyjnym i przygotowałem odpowiedzi na recenzje. Kierowałem bilateralnym projektem (NAWA PPN/BAT/2021/1/00016 w programie Austria 2021) w ramach którego przeprowadzone zostały badania.

H9 K.K. Kolincio, M. Roman, V. Tammurello, S. Di Cataldo, D. Matulka, S. Fracoual, B. Stöger, H. Michor,

Coexistence of charge density wave and field-tuned magnetic states of $TmNiC_2$, Physical Review B **111**, 245116 (2025)

Mój udział polegał na zainicjowaniu badań, opracowaniu koncepcji pracy, przygotowaniu wniosku o czas pomiarowy i przeprowadzeniu badań dyfrakcyjnych na synchrotronie, analizie wyników badań dyfrakcyjnych i własności magnetycznych, wraz z wyciągnięciem wniosków, oraz na napisaniu manuskryptu. Pełniłem też rolę autora korespondencyjnego i przygotowałem odpowiedzi na recenzje. Kierowałem bilateralnym projektem (NAWA PPN/BAT/2021/1/00016 w programie Austria 2021) w ramach którego przeprowadzone zostały badania.

4.3 Omówienie prac składających się na osiągnięcie habilitacyjne

4.3.1 Wstęp i motywacja

Rozumienie, opisywanie i przewidywanie mechanizmów interakcji pomiędzy różnymi rodzajami uporządkowania występującymi w ciałach stałych jest długodystansowym celem angażującym liczne grupy badawcze. Zainteresowanie tym obszarem fizyki ciała stałego niezmiennie od lat napędza rodzina miedzianowych nadprzewodników wysokotemperaturowych, których diagramy fazowe zawierają wyjątkowo szeroką gamę oddziałujących ze sobą stanów uporządkowanych magnetycznie lub elektronowo [1, 2, 3, 4]. Trafną ilustracją tego zagadnienia wydaje się być tutaj japońska łamigłówka Sudoku prezentowana na Rys. 1(a). Centralny kwadrat zajmuje nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe, którego źródło, oraz relacje z innymi stanami konstytuuje daleko-zasięgowy cel badań w tym obszarze, swego rodzaju świętego Graala tej dyscypliny. W pozostałych kwadratach znajdują się inne rodzaje uporządkowania, bezpośrednio powiązane lub występujące w tych samych materiałach. Podobnie jak w oryginalnej łamigłówce, badając zależności pomiędzy zewnętrznymi kwadratami (tutaj stanami), można pośrednio uzyskać informacje o zawartości środkowego pola.

Częścią tej łamigłówki jest badanie relacji na linii CDW-magnetyzm. Relacje te mogą przybierać różne formy. Mogą one na przykład rywalizować, co skutkuje wzmocnieniem jednego z nich kosztem drugiego - niszczonego całkowicie lub częściowo [5, 6, 7]. Równolegle istnieją też przypadki w których oba stany nie tylko koegzystują [8], ale nawet wykazują też symptomy współpracy [9]. Sprzężenie między CDW i magnetyzmem jest szczególnie silne w materiałach zawierających jony lantanowców, w których porządkowanie magnetyczne jest ściśle związane z elektronami przewodnictwa, poprzez oddziaływanie RKKY (od nazwisk odkrywców RKKY: Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida), a w ostatnich latach pojawiły się doniesienia o możliwości stabilizowania egzotycznych niewspółpłaszczyznowych struktur magnetycznych i tekstur spinowych właśnie przez CDW [10].

Aby bliżej scharakteryzować mechanizmy sterujące interakcjami w tej parze konieczne jest odwołanie się, przynajmniej jakościowo, do ich natury. Fale gęstości ładunku to periodyczne zaburzenie przestrzennego rozkładu ładunku elektrycznego w kryształach, któremu nieodłącznie towarzyszy również wytworzenie dystorsji sieciowej o tej samej periodyczności, a więc opisywanej tym samym wektorem przestrzeni odwrot-

(a)			(b)								
Fale gęstości ładunku	Antyferromagnetyzm	Fale gęstości spinowej	8			2			4		
Pseudoprzerwa energetyczna	Nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe	Niekonwencjonalne nadprzewodnictwo	1		4	3					5
								5		2	
				8						1	2
					7				5		
				4						8	
				5		4					
Ciecz i szkło spinowe	Ferromagnetyzm	Nadprzewodnictwo BCS	3					2	9		7
					6			8			3

Rysunek 1: Łamigłówka Sudoku. W centrum znajduje się nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe, a w pozostałych kwadratach inne rodzaje uporządkowania magnetycznego lub elektronowego.

nej q . Ten efekt jest charakterystyczny dla materiałów z niskowymiarową strukturą elektronową. Opisujący go model teoretyczny Peierlsa-Fröhlicha [11, 12] przewiduje, że jednowymiarowy gaz elektronowy w skończonej temperaturze staje się niestabilny i wytwarza okresowe zaburzenie sieci, skutkując również modulacją przestrzennego rozkładu ładunku. Konsekwencją jest otwarcie przerwy energetycznej na poziomie Fermiego prowadzące do dekompozycji powierzchni Fermiego i w konsekwencji do zmiany charakteru układu z metalicznego na izolujący. Podatność gazu elektronowego na taką niestabilność nosi nazwę zagnieżdżania (ang. nesting) z wektorem q , którą określa funkcja Lindharda:

$$\chi(q) = \frac{f(k+q) - f(k)}{E(k) - E(k+q)}, \quad (1)$$

gdzie f jest funkcją rozkładu Fermiego-Diraca a, E to energia odpowiadające stanom odpowiednio k i $k+q$. Funkcja ta jest szczególnie wrażliwa na pary równoległych fragmentów powierzchni Fermiego (FS od angielskiego Fermi Surface), które oddalone od siebie o q maksymalizują χ . Model ten opiera się na materiałach o niskowymiarowej strukturze, w szczególności materiały 1D gdzie powierzchnia Fermiego złożona jest z dwóch równoległych i nieskończenie szerokich płaszczyzn. Jego stosowalność w związkach o wyższej wymiarowości jest ograniczona ze względu na bardziej złożony charakter ich struktur elektronowych. W takich przypadkach rola zagnieżdżania przestaje być dominująca, a na powstawanie CDW w większym stopniu wpływać może oddziaływanie elektron-fonon lub korelacje elektronowe [13, 14, 15].

Oddziaływanie RKKY pomiędzy zlokalizowanymi momentami magnetycznymi,

pochodzącymi od elektronów f lantanowców jest moderowane przez gaz elektronowy - obecność zlokalizowanego momentu polaryzuje spinowo okoliczne elektrony przewodnictwa, które poprzez interferencję ich kwantowo-mechanicznych funkcji falowych wpływają na ustawienie sąsiedniego momentu magnetycznego. Oddziaływanie $J(q)$ pomiędzy dwoma jonami może być wyrażone jako suma dwóch składników [16]:

$$J(q) = J_{3D}(q) + J_{FS}(q), \quad (2)$$

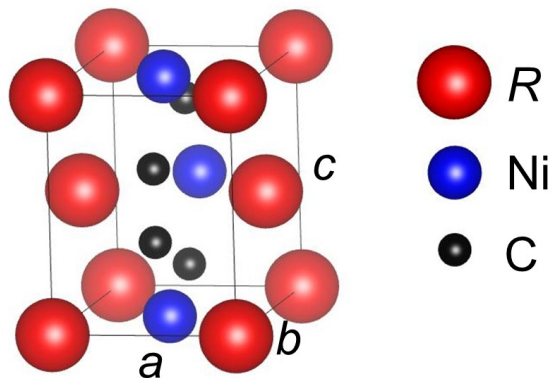
gdzie $J_{3D}(q)$ to wkład od całego morza Fermiego, a $J_{FS}(q)$ związany jest z geometrią powierzchni Fermiego. Ten drugi czynnik związany jest bezpośrednio z podatnością χ wyrażoną za pomocą funkcji Lindharda znaną już z Równania 1. Obecność równoległych fragmentów powierzchni Fermiego, zwana w języku angielskim nie „nestingiem” a „webbingiem”, wpływa więc w znaczący sposób na wektor propagacji opisujący preferowane uporządkowanie magnetyczne. Na przykład jeżeli χ przyjmie największą wartość dla $q = 0$, preferowane jest uporządkowanie ferromagnetyczne, jeśli zaś funkcja ta ma silne maksimum w $q \neq 0$, układ dąży do porządkowania z równoważnym mu wektorem propagacji. W niektórych przypadkach, oddziaływanie RKKY może również stabilizować niekonwencjonalne uporządkowanie spinowe, z uwzględnieniem faz spiralnych, helimagnetycznych lub skyrmionów które za sprawą tego mechanizmu pojawić się mogą nawet w związkach o centrosymetrycznych strukturach krystalicznych, wykluczających udział oddziaływania Działoszyńskiego-Moriya (DMI) [17]. W przypadku tych ostatnich, oddziaływanie RKKY pozwala również na stabilizację skyrmionów mniejszych niż dziesiątki nanometrów osiągalnych w systemach z dominującym oddziaływaniem DMI [18, 16].

Ponieważ zarówno CDW jak i magnetyzm RKKY opierają się na wspólnym fundamencie jakim jest struktura elektronowa, i oba mają możliwość jej modyfikacji poprzez zagnieżdżanie w przypadku CDW lub rozszczepienie poziomów energetycznych towarzyszące wystąpieniu skończonej magnetyzacji, wykazują one tendencję do oddziaływania ze sobą.

Istnieje jeszcze co najmniej jeden powód dla którego warto zainteresować się relacjami pomiędzy falami gęstości ładunku i daleko-zasięgowym magnetyzmem. Stan CDW, przy dekompozycji powierzchni Fermiego towarzyszącej otwieraniu przerwy energetycznej, niekiedy pozostawia niewielkie kieszenie zawierające nośniki o znaczniej ruchliwości. Ten efekt występuje przede wszystkim w materiałach o quasi-dwuwymiarowej strukturze elektronowej gdzie, w odróżnieniu od materiałów quasi-1D, powierzchnia Fermiego nie może być w całości zagnieżdżona za pomocą jednego lub nawet kilku wektorów q . Prowadzi to do silnych odpowiedzi termoelektrycznych, magnetotermoelektrycznych i magnetooporowych, a modyfikację struktury elektronowej przez CDW sklasyfikowano jako obiecującą ścieżkę rozwoju termoelektryków [19]. Połączenie wysokiej ruchliwości nośników z daleko-zasięgowym magnetyzmem poprzez współistnienie CDW i stanu uporządkowanego magnetycznie może też prowadzić do zastosowań w szybko rozwijającej się dziedzinie urządzeń spintronicznych [20].

Jedna z grup materiałów, których diagram fazowy zawiera zarówno magnetyzm jak i fale gęstości ładunku jest rodzina $RNiC_2$, krystalizująca w układzie rombowym (struktura $CeNiC_2$ z grupą przestrzenną $Amm2$ [21, 22]). Komórka elementarna jest

widoczna na Rysunku 2.



Rysunek 2: Komórka elementarna $RNiC_2$. Rysunek został wykonany za pomocą programu Vesta [23].

Diagram fazowy tej rodziny jest szczególnie bogaty: większość związków do niej należących wykazuje uporządkowanie antyferromagnetyczne z temperaturą Néela T_N rzędu 20 K dla $R = Nd, Gd$ i Tb , lub niższą w przypadku późniejszych lantanowców. Wyjątkami, oprócz $SmNiC_2$ porządkującego się ferromagnetycznie w temperaturze Curie $T_C = 18$ K, są $LaNiC_2$ - niekonwencjonalny nadprzewodnik w którym fluktuacje spinowe odgrywają istotną rolę przy tworzeniu par Coopera, $PrNiC_2$ w którym wykryto niezidentyfikowane przejście magnetyczne w $T = 8$ K, oraz paramagnetyczny $LuNiC_2$. Własności magnetyczne tej rodziny zbadano już w latach 80-tych XX stulecia. W momencie gdy zacząłem pracę ze związkami z tej grupy, fale gęstości ładunku zostały odkryte tylko w $NdNiC_2$, $PrNiC_2$, $GdNiC_2$, $SmNiC_2$ i $TbNiC_2$. W odróżnieniu od przemian magnetycznych, przejścia fazowe do stanu CDW pojawiają się w znacznie wyższych temperaturach; w $PrNiC_2$ temperatura przejścia T_P wynosi 93 K i rośnie w $RNiC_2$ z masą lantanowca. We wszystkich tych związkach początkowy wektor modulacji określono jako $q_{1ic} = (0.5, 0.5 + \eta, 0)$, nieznacznie niewspółmierny (ang. incommensurate) z macierzystą siecią krystaliczną. W $GdNiC_2$ i $TbNiC_2$ wektor ten w niższych temperaturach staje się współmierny ($\eta = 0$), a w $TbNiC_2$ dodatkowo pojawia się kolejny stan $q_{2c} = (0.5, 0.5, 0.5)$. Dwie japońskie grupy dysponujące monokryształami wykazały odmienne odpowiedzi CDW typu q_1 , na różne rodzaje uporządkowania magnetycznego. S. Shimomura *et al.* pokazali, że CDW jest całkowicie niszczone przy przejściu do stanu ferromagnetycznego [24], co przypisano silnemu rozszczepieniu poziomów energetycznych w tej fazie. Z kolei N. Yamamoto *et al.* a później również S. Shimomura *et al.* pokazali, że odpowiednio w $NdNiC_2$ i $GdNiC_2$ fale gęstości ładunku typu q_1 są tylko częściowo niszczone przez uporządkowanie antyferromagnetyczne występujące w tych związkach, i opisywane wektorem propagacji tożsamym z q_1 , czyli $q = (0.5, 0.5, 0)$ [25, 26].

Te odkrycia jednocześnie były inspiracją do badań nad relacjami CDW - magnetyzm w rodzinie $RNiC_2$ i wyznaczyły ich kierunek, zostawiając na mapie wiele białych

plam. Były one również punktem wyjścia do moich działań. Ich owocem jest cykl publikacji stanowiący moje osiągnięcie habilitacyjne, składające się z trzech składowych części-osiągnięć:

- Opis odpowiedzi CDW na termiczne oraz wywołane polem magnetycznym przejścia fazowe do stanów magnetycznych w GdNiC_2 , NdNiC_2 i PrNiC_2 , a w szczególności pokazanie, że wywołana polem przemiana do stanu metamagnetycznego a następnie ferromagnetycznego powoduje całkowite zniszczenie fal gęstości ładunku.
- Znalezienie argumentów na istnienie, obok relacji destruktywnych, konstruktywnego sprzężenia pomiędzy uporządkowaniami elektronowym i antyferromagnetycznym mającymi w $R\text{NiC}_2$ tę samą periodyczność.
- Odkrycie fal gęstości ładunku występujących również w $R\text{NiC}_2$ zawierających cięższe lantanowce oraz itr, opis ich charakteru i wykazanie ich odporności na obecność i ewolucję uporządkowania magnetycznego.

Bardziej szczegółowy opis każdego z powyższych elementów zawarłem odpowiednio w punktach 4.3.2, 4.3.3 i 4.3.4.

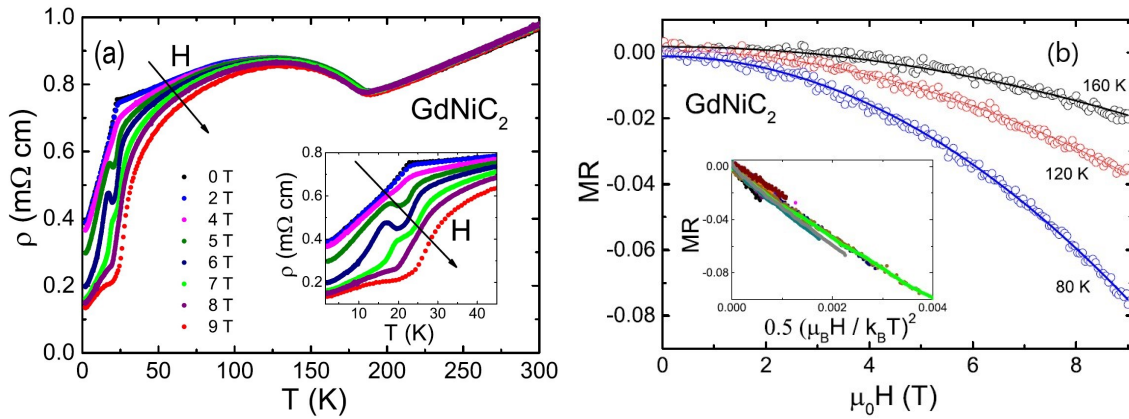
4.3.2 Destruktywny wpływ magnetyzmu na CDW w $R\text{NiC}_2$ zawierających wczesne lantanowce

Badanie zależności pomiędzy falami gęstości ładunku a innymi rodzajami uporządkowania lub wpływu na ten stan czynników zewnętrznych takich jak pole magnetyczne, ciśnienie lub promieniowanie zwykle opiera się o techniki dyfrakcyjne [27, 28, 29]. Pozwalają one na bezpośrednie prześledzenie pozycji i intensywności refleksów satelitarnych, będących jednoznacznym wskaźnikiem określającym charakter i kondycję stanu CDW. Tymi samymi metodami posłużyli się S. Shimomura, N. Hanasaki i ich współpracownicy, badając relacje pomiędzy falami gęstości ładunku i ferromagnetyzmem w SmNiC_2 [24, 30], gdzie uporządkowanie magnetyczne niszczy uporządkowanie ładunku. Do przeprowadzenia tego rodzaju eksperymentu potrzebne są jednak próbki monokrystaliczne, których wytworzenie nie było możliwe za pomocą sprzętu którym dysponowała grupa którą ówczśnie reprezentowałem. W badaniu polikrystalicznych roztworów stałych można porównywać temperatury przejścia do stanu uporządkowania magnetycznego lub elektronowego, temperaturę Curie-Weissa lub efektywny moment magnetyczny, co pozwala przynajmniej na wykreślenie diagramów fazowych i ich jakościową analizę. W przypadku badania niedomieszkowanego związku potrzebny jest parametr, który odzwierciedla stan CDW, i który można prześledzić na drodze od stanu paramagnetycznego, poprzez przejścia do antyferromagnetycznego stanu podstawowego, a następnie do indukowanych polem magnetycznym stanów metamagnetycznych i ferromagnetycznych.

Aby pokonać ograniczenia związane z brakiem monokryształów, zaproponowałem alternatywne podejście. Stan fal gęstości ładunku jest bowiem ściśle związany z otwieraniem przerwy energetycznej na poziomie Fermiego i przez to modyfikacją koncentracji wolnych (aktywnych) nośników ładunku. Ta wielkość stanowi więc, obok refleksów

satelitarnych, wiarygodne odzwierciedlenie uporządkowania elektronowego. Koncentracja może być badana za pomocą własności transportowych - efektu Halla, oraz pośrednio również oporu i magnetooporu, z użyciem komercyjnie dostępnej aparatury pomiarowej takiej jak Physical Property Measurement System (PPMS). Polikrystaliczny charakter badanych próbek nie stanowi tu już krytycznego utrudnienia. Poza pewnym ograniczeniem związanym z brakiem możliwości badania anizotropii (mierzony sygnał jest uśredniony po wszystkich możliwych orientacjach ziaren krystalicznych z których składa się polikrystaliczna próbka), badania transportowe dostarczając informacji dotyczących ilości wolnych nośników w objętości próbki, pozwalają pośrednio zauważyć otwieranie się przerwy energetycznej na poziomie Fermiego oraz prześledzić jej obecność w stanach uporządkowanych magnetycznie.

Pierwszym z badanych przeze mnie w ten sposób związków był GdNiC_2 , w którym stan CDW pojawia się już w temperaturze $T_P = 205$ K [26], a wskutek dalszego obniżania temperatury, po przemianie Peierlsa następuje przemiana typu „lock-in”, zmieniająca modulację z nieznacznie niewspółmiernej z siecią, charakteryzowaną wektorem falowym $q_1 = (0.5, 0.5 + \eta, 0)$ na współmierną z wektorem falowym $q_{1C} = (0.5, 0.5, 0)$.



Rysunek 3: (a) Opór elektryczny GdNiC_2 w funkcji temperatury zmierzony bez pola magnetycznego i w różnych polach magnetycznych przyłożonych prostopadłe do kierunku prądu. Strzałka wskazuje kierunek zmian pola magnetycznego. (b) Magnetoopór w stanie paramagnetycznym w tym samym związku dla wybranych temperatur. Linie ciągłe są dopasowane metodą najmniejszych kwadratów za pomocą Równania 4. Wstawka pokazuje skalowanie MR z prawą stroną Równania 4, dla temperatur z zakresu 30-180 K. Rysunek pochodzi z publikacji [H1].

Zaobserwowałem, że w tym związku, poniżej temperatury T_P , w temperaturowej zależności oporu $\rho(T)$ pojawiło się charakterystyczne maksimum i następujące po nim minimum, a pole magnetyczne zaczyna mieć wpływ na opór elektryczny, zauważalnie zmniejszając jego wartość, jak widać na Rysunku 3. Odpowiedź oporowa na przyłożone pole magnetyczne, wyrażona jako magnetoopór zdefiniowany przez Równanie 3:

$$MR = \frac{\rho(B) - \rho(B=0)}{\rho(B=0)}, \quad (3)$$

jest ujemna w całym zakresie temperatur poniżej T_P , z uwzględnieniem obszaru znajdującego się zdecydowanie powyżej T_N . W stanie paramagnetycznym efekt ten staje się coraz silniejszy w miarę obniżania temperatury, a MR mierzony w stałej temperaturze wykazuje kwadratową zależność od przyłożonego pola magnetycznego. Wszystkie krzywe $MR(B,T)$ w tym zakresie temperatur dają się opisać Równaniem 4:

$$MR \approx -\frac{1}{2} \left(\frac{\mu_B B}{k_B T} \right)^2 + 0 \left(\frac{\mu_B B}{k_B T} \right)^4 \quad (4)$$

opisującym przypadek w którym przerwa energetyczna związana z CDW jest częściowo niszczone przez przyłożone pole magnetyczne. Dzieje się to za sprawą zeemnowskiego rozszczepienia poziomów energetycznych i pogorszenia warunków zagnieżdżenia, a konsekwencją jest powrót części nośników uprzednio usuniętych z pasma przewodnictwa [31]. Jak widać na wstawce na Rys. 3(b), Równanie 4 dobrze opisuje zachowanie MR w zakresie temperatur pomiędzy T_P i T_N . Dodatkowym potwierdzeniem tego mechanizmu w $GdNiC_2$ jest połowa zależność oporu Halla $\rho_{xy}(B)$, ilustrująca przyrost efektywnej koncentracji nośników poprzez nieliniowość i zwrot ku zeru w silnych polach magnetycznych, jak widać na Rys. 4. W modelu jednopasmowym (zwykły) opór Halla jest bowiem odwrotnie proporcjonalny do koncentracji ładunku n :

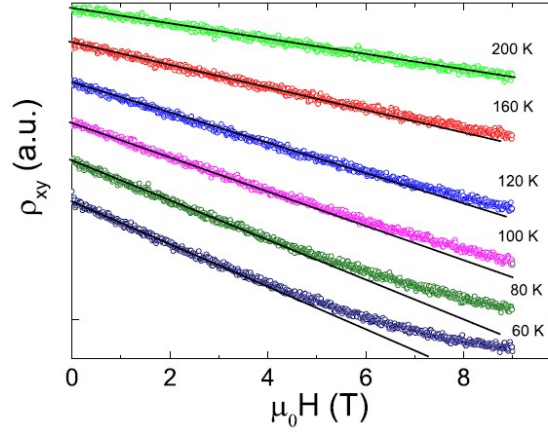
$$\rho_{xy}^O = \frac{1}{ne} B, \quad (5)$$

gdzie e to ładunek elektronu. Ponieważ badany materiał zawiera jony Gd^{3+} , których lokalne momenty magnetyczne mogą ustawiać się wzdłuż przyłożonego pola magnetycznego skutkując znaczną magnetyzacją jeszcze w fazie PM, przeanalizowałem i wykluczyłem również możliwość wpływu anormalnego efektu Halla na zauważoną nieliniowość $\rho_{xy}(B)$. W materiałach magnetycznych, opór Halla składa się z dwóch czynników, pokazanych w Równaniu 6:

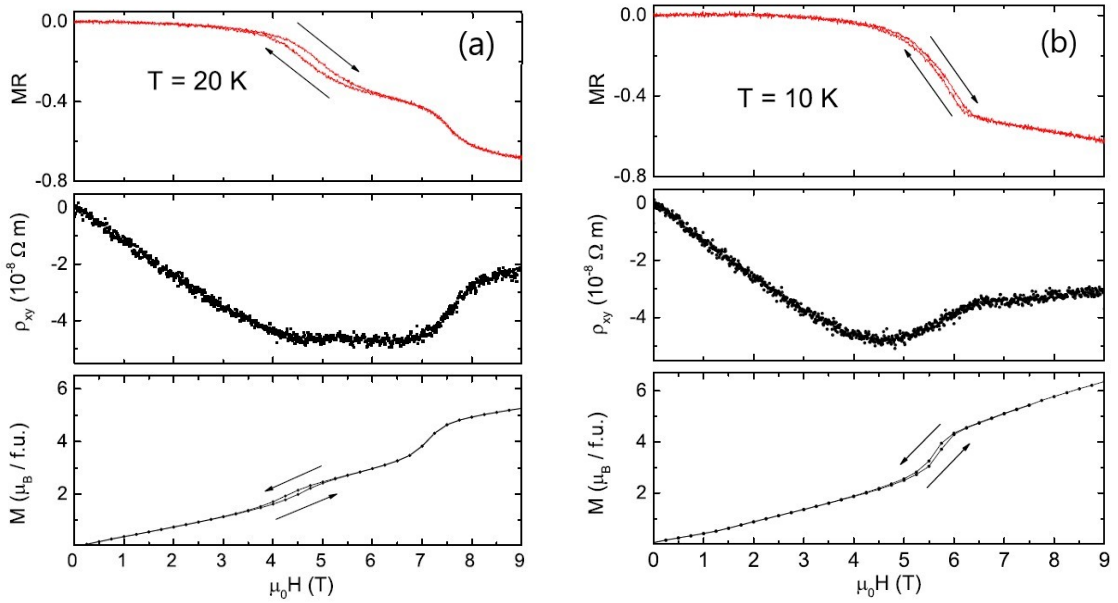
$$\rho_{xy} = \rho_{xy}^O(B) + \rho_{xy}^A(M), \quad (6)$$

gdzie ρ_{xy}^O jest zwykłym komponentem efektu Halla, bezpośrednio związanym z siłą Lorentza która zakrzywia tor ruchu nośników ładunku w obecności zewnętrznego pola magnetycznego B , a ρ_{xy}^A jest anormalnym wkładem do ρ_{xy} , pochodzącym od sprzężenia spin-orbita i związanym ściśle z magnetyzacją M [32].

Jeśli nawet w pewnym stopniu $\rho_{xy}^A(M)$ zależy od oporu elektrycznego ρ_{xx} , a nie tylko od magnetyzacji, w stanie paramagnetycznym pierwsza z tych wielkości znacznie wolniej zmienia się z polem magnetycznym. Zatem to magnetyzacja powinna mieć dominujący wpływ na anormalny efekt Halla. W tym zakresie temperatur nie jest ona zbyt silna w porównaniu do stanu uporządkowanego magnetycznie a ponadto liniowo zależy od przyłożonego pola magnetycznego. Zatem anormalny efekt Halla,



Rysunek 4: Polowa zależność efektu Halla $\rho_{xy}(B)$ w stanie paramagnetycznym, zmierzona w stałych temperaturach. Proste linie ciągłe stanowią wskazówkę dla oka czytelnika. Dla lepszej czytelności poszczególne krzywe zostały rozsunięte w pionie o stałą wartość. Rysunek pochodzi z pracy [H1].



Rysunek 5: Magnetoopór, opór Halla i magnetyzacja (od góry) jako funkcja pola magnetycznego, zmierzone w 20 K (a) i 10 K (b). Strzałki wskazują kierunek zmiany pola magnetycznego. Rysunek pochodzi z pracy [H1].

jeśli wnosi istotny wkład do całego mierzonego oporu Halla, nie może tłumaczyć wyraźnie nieliniowego charakteru $\rho_{xy}(B)$.

Wiedząc, że stan CDW jest tylko częściowo niszczone w fazie AFM, i oba stany koegzystują poniżej T_N [26], zbadałem zachowanie CDW w innych fazach należących

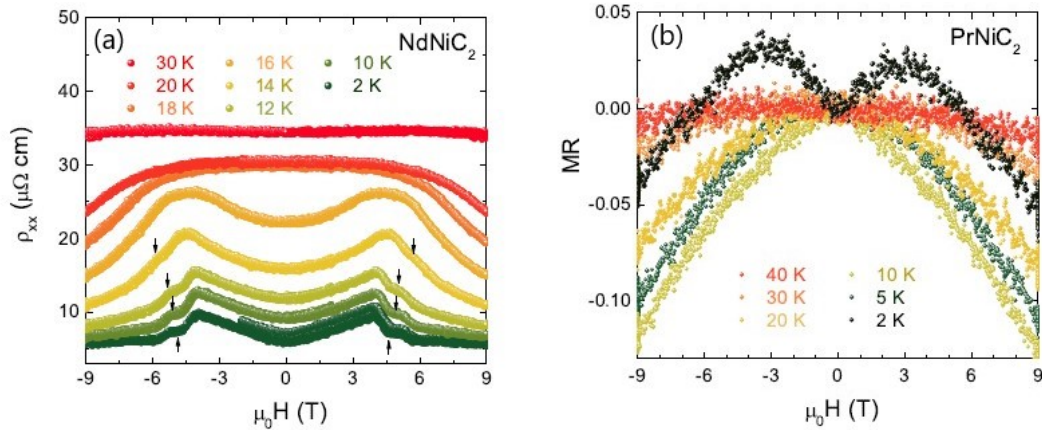
do diagramu magnetycznego GdNiC_2 . Dokonałem tego przez izotermiczne pomiary oporu, oporu Halla i magnetyzacji w zmieniającym się polu magnetycznym, śledząc te odpowiedzi poprzez wywołane polem przejścia do stanu metamagnetycznego i ferromagnetycznego. Wyniki dla 20 K i 10 K przedstawiłem na Rysunku 5. Zmianie struktury magnetycznej z AFM (antyferromagnetycznej) do MM (metamagnetycznej) lub FA-FM (stabilizowanej polem ferromagnetycznej - Field Aligned Ferromagnetic, w literaturze często spotykana jest forma FI-FM - Field Induced Ferromagnetic) towarzyszy wyraźny i nagły spadek oporu, jednocześnie z równie wyraźną zmianą $\rho_{xy}(B)$ w stronę zera. Ta obserwacja pozwoliła mi wnioskować, że w tych punktach wzrasta koncentracja nośników, a więc zanika przerwa energetyczna związana z CDW. Porównanie zależności $\rho_{xy}(B)$ z połową zależnością magnetyzacji $M(B)$ potwierdza, że co najmniej znaczna część zmiany tego pierwszego jest związana z ρ_{xy}^O , a zatem ze zmianą koncentracji nośników.

Wnioski płynące z badań transportowych przeprowadzonych na próbkach polikrystalicznych, w szczególności w części dotyczącej niszczenia uporządkowania elektronowego przez ferromagnetyzm w GdNiC_2 zostały szybko potwierdzone za pomocą technik dyfrakcyjnych na monokryształach przez N. Hanasaki'ego i współautorów [33]. Prowadzi to do wniosku, że badanie zjawisk transportowych stanowi niebezpieczną, ale skuteczną metodę próbkowania uporządkowania elektronowego jakim są fale gęstości ładunku nawet w próbkach polikrystalicznych.

Kolejnymi badanymi związkami były CeNiC_2 , PrNiC_2 oraz NdNiC_2 . Wśród tych trzech związków fale gęstości ładunku występują tylko w dwóch ostatnich [34]. CeNiC_2 , porządkujący się antyferromagnetycznie poniżej temperatury Néela $T_N \simeq 20$ K [35, 36], ale nie wykazujący uporządkowania elektronowego, został użyty jako punkt odniesienia. Przy badaniu tych trzech związków zastosowałem tę samą metodologię, opierając się na badaniu temperaturowej i polowej zależności zjawisk transportowych - oporu, magnetooporu i efektu Halla. Celem było zbadanie, czy CDW w NdNiC_2 wzorem przypadku GdNiC_2 , ulega zniszczeniu przy wywołanych polem przemianach magnetycznych oraz dokładny opis zachowania CDW przy przejściu przez przemianę magnetyczną nieznanego typu obserwowaną w PrNiC_2 w temperaturze $T_M = 8$ K [25, 37].

Podstawowym narzędziem którym się posłużyłem jest badanie magnetooporu. Rysunek 6 przedstawia zależność oporu i magnetooporu od pola magnetycznego w NdNiC_2 i PrNiC_2 . W wysokich temperaturach, w obu materiałach magnetoopór jest zerowy. Dopiero po obniżeniu temperatury do ≈ 30 K i ≈ 50 K, odpowiednio dla NdNiC_2 i PrNiC_2 , pojawia się ujemny MR. W przypadku pierwszego z nich, ta temperatura jest zbliżona do T_N , a więc magnetoopór jest bezpośrednio związany z porządkowaniem magnetycznym. W drugim związku, MR pojawia się znacznie powyżej $T_M = 8$ K, co wskazuje na inny mechanizm.

W NdNiC_2 , poniżej T_N a więc w stanie uporządkowanym antyferromagnetycznie magnetoopór ma bardziej złożony charakter. Pole magnetyczne pierwotnie powoduje wzrost oporu, co związane jest z zaburzeniem naprzemiennie antyrównoległego ułożenia momentów magnetycznych. W obecności pola magnetycznego momenty z jednej z podsieci zmieniają kąt dążąc do ułożenia zgodnego z kierunkiem pola. Z jednej strony powoduje to wzrost entropii spinowej a przez to silniejsze rozpraszanie elektronów

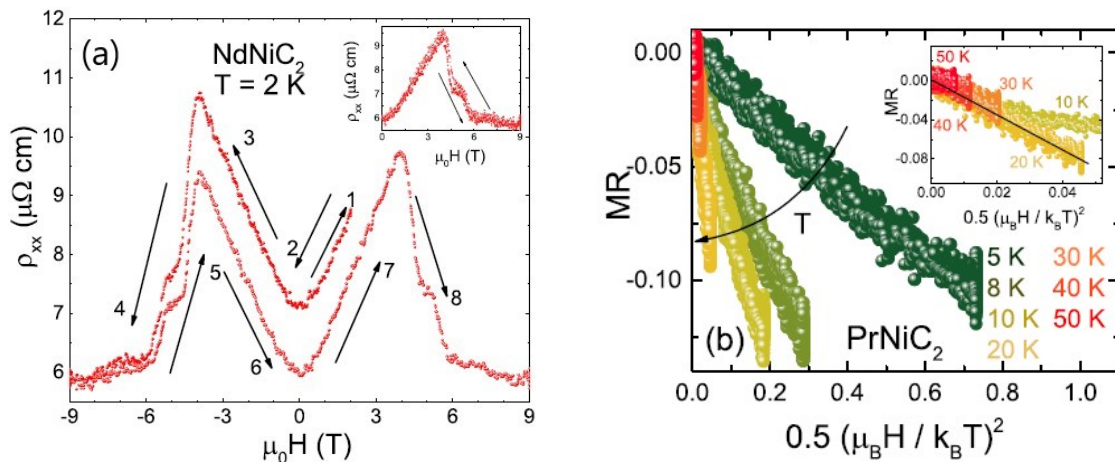


Rysunek 6: Polowa zależność oporu w NdNiC₂ (a) i magnetooporu w PrNiC₂ (b). Rysunek pochodzi z pracy [H2].

przewodnictwa. Z drugiej zaś strony, zachwianie stanu AFM który wcześniej zdążył już częściowo zniszczyć CDW, może dążyć do odbudowania przerwy energetycznej a w konsekwencji do zmniejszenia ilości aktywnych nośników ładunku i przez to również do zwiększenia oporu. Po przekroczeniu pól odpowiadających granicom stanów metamagnetycznego i ferromagnetycznego, odpowiednio ≈ 4 T i ≈ 6 T następuje gwałtowny spadek oporu, podobny do obserwowanego przeze mnie w pracy [H1] lub raportowanego w SmNiC₂ i spowodowanego całkowitym zniszczeniem fal gęstości ładunku. Ta obserwacja pozwoliła mi na wyciągnięcie wniosku, że w NdNiC₂ działa ten sam mechanizm i wyindukowane polem przejścia do stanów MM i FA-FM niszczą CDW. W tym związku zauważyłem jeszcze, że odpowiedź oporu na przyłożone pole magnetyczne nie zawsze jest odwracalna, co przedstawiłem na Rysunku 7(a). Jeśli pole magnetyczne nie przekracza wartości wymuszającej przejście do stanu MM, opór wraca do wartości początkowej po wyłączeniu pola. Jeśli natomiast ta granica zostanie przekroczona, opór nie wraca do tej wartości i po kolejnym, lub nawet wielokrotnym, przemiataniu pola opór zmienia się wokół nowego punktu odpowiadającego warunkowi $B = 0$. Powrót do pierwotnego stanu jest możliwy po wygrzaniu próbki i ponownym jej schłodzeniu. Ponieważ ten nieodwracalny efekt jest widoczny w magnetooporze oraz w cieple właściwym ale nie w magnetyzacji, wskazuje to na magnetoplasyczną deformację sieci.

W przypadku PrNiC₂, magnetoopór w niewielkim stopniu zmienia charakter przy obniżaniu temperatury poniżej T_M . W najniższych temperaturach pojawia się dodatkowo słabszy dodatni czynnik, przy czym ujemny komponent dominuje zarówno powyżej jak i poniżej T_M . Brak tu charakterystycznych gwałtownych anomalii jakie obserwowałem w NdNiC₂. Fakt iż ujemny magnetoopór o zależności od pola zbliżonej do kwadratowej pojawia się już w dość wysokiej temperaturze, zmotywował mnie do sprawdzenia czy może on pochodzić od zeemanowskiego rozszczepiania pasm jak w stanie paramagnetycznym w GdNiC₂. Rysunek 7(b), będący potwierdzeniem tego scenariusza, przedstawia skalowanie MR zgodnie z Równaniem 4. Krzywe magnetooporowe układają się w linię prostą, a lekkie odejście od niej widoczne w najniższych

temperaturach związane jest z pojawieniem się niewielkiego dodatniego składnika MR.

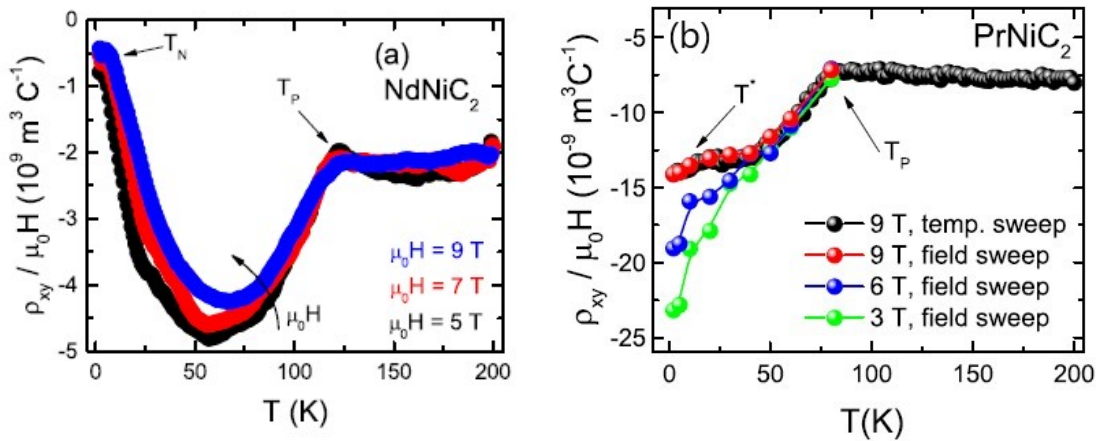


Rysunek 7: (a) Zależność oporu elektrycznego od pola w NdNiC₂ zmierzona w temperaturze 2 K. Strzałki i cyfry 1-8 na wykresie określają kierunki zmian pola magnetycznego. (b) Skalowanie magnetooporu w PrNiC₂ za pomocą Równania 4. Rysunek pochodzi z pracy [H2].

Dodatkowym argumentem potwierdzającym hipotezę o niszczeniu CDW w wysokopółowych fazach w NdNiC₂ jest temperaturowa zależność oporu Halla, przedstawiona na Rysunku 8(a). Otwarcie przerwy energetycznej poniżej T_P skutkuje anomalią podobną do obserwowanej w GdNiC₂. W najniższych temperaturach natomiast $\frac{\rho_{xy}}{\mu_0 H}(T)$, zmierzone w silnych polach magnetycznych szybko zbliża się do zera, znajdując się na osi pionowej nawet powyżej punktów odpowiadających temperaturom wyższym niż T_P . Nawet biorąc pod uwagę, że część tego ruchu w stronę zera spowodowana jest poprzez pojawienie się anomalnego komponentu efektu Halla, tak wyraźna zmiana sugeruje likwidację przerwy energetycznej i zwiększenie liczby aktywnych nośników ładunku.

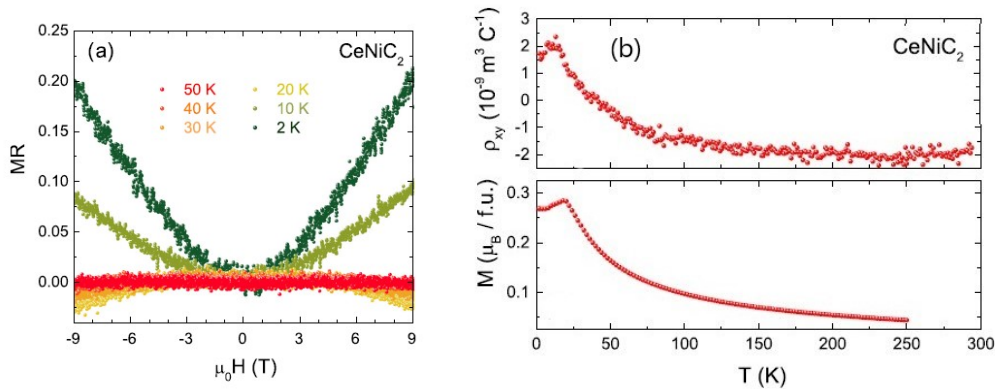
Odmienne jest zachowanie temperaturowej zależności efektu Halla w PrNiC₂, gdzie po otwarciu przerwy energetycznej i zbliżaniu się do T_M , $\frac{\rho_{xy}}{\mu_0 H}(T)$, zmienia się w przeciwną stronę niż w przypadku NdNiC₂. To wskazuje, że mimo iż pojawiają się symptomy częściowego osłabiania CDW przez rozszczepianie zeemanowskie, anomalia magnetyczna obserwowana w tym związku ostatecznie zmniejsza liczbę nośników ładunku a zatem rozszerza zagnieżdżanie na kolejną część powierzchni Fermiego.

Dla porównania zbadalem jeszcze odpowiedzi transportowe CeNiC₂, w którym nie występują fale gęstości ładunku, zatem badane odpowiedzi nie są zakłócanie zagnieżdżaniem i istotnie zmienną koncentracją nośników, a obserwowane anomalie należy dyskutować na tle porządkowania magnetycznego. Rysunek 9(a) przedstawia zależność magnetooporu od pola magnetycznego. Powyżej temperatury Néela pole magnetyczne porządkuje lokalne momenty magnetyczne zmniejszając entropię spinową i tym samym również rozpraszanie. Gdy pole przykładane jest w niższych temperaturach, wymusza ono zaburzenie uporządkowania antyferromagnetycznego poprzez



Rysunek 8: Temperaturowa zależność oporu Halla, podzielonego przez przyłożone pole magnetyczne w (a) NdNiC_2 i (b) PrNiC_2 . Rysunek pochodzi z pracy [H2].

odchylenie części momentów uprzednio ułożonych antyrównolegle do pola, co z kolei przekłada się na zwiększenie nieporządku spinowego i rozpraszania. W rezultacie w pierwszym przypadku widoczny jest ujemny, a w drugim dodatni magnetoopór.



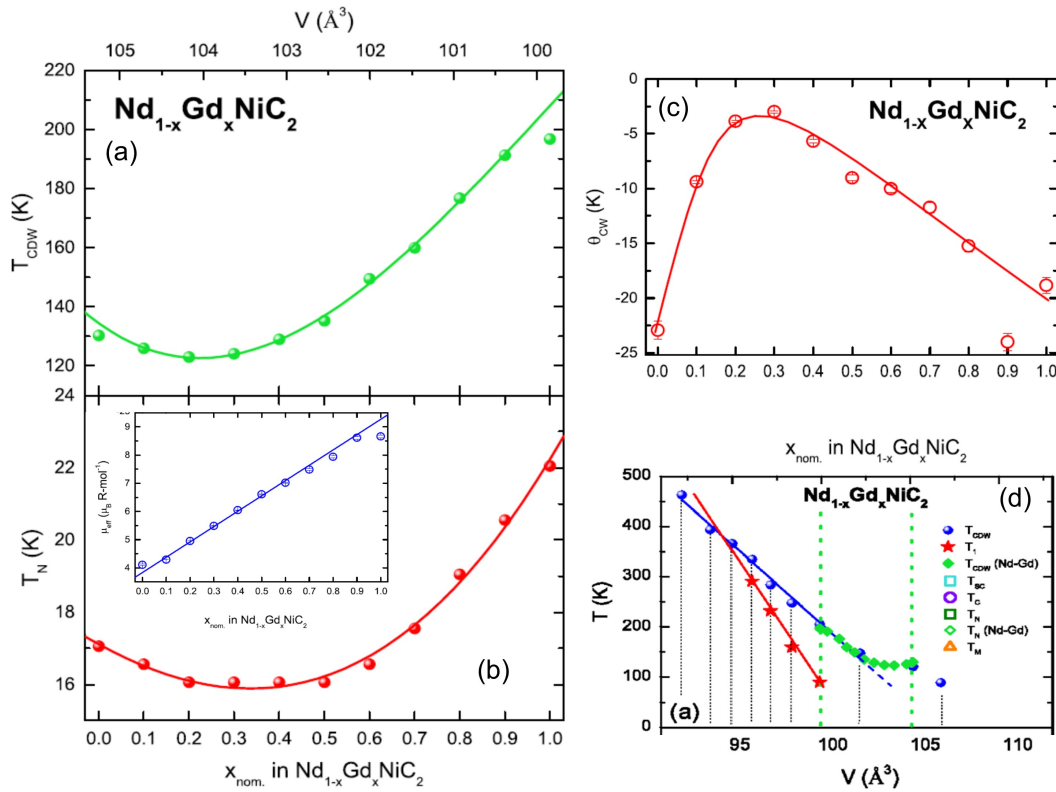
Rysunek 9: (a) Magnetoopór w CeNiC_2 jako funkcja pola magnetycznego. (b) Porównanie termalnych zależności oporu Halla i magnetyzacji. Rysunek pochodzi z pracy [H2].

Z kolei Rysunek 9(b) ilustruje obecność anomalnej części efektu Halla w CeNiC_2 . Temperaturowa zależność oporu Halla, widoczna na górnym wykresie powiela zachowanie magnetyzacji widocznej u dołu. W tym związku zwykła część oporu Halla nie zależy w znacznym stopniu od temperatury - koncentracja nośników nie jest zaburzana przez rekonstrukcję powierzchni Fermiego. Korelacja pomiędzy $\rho_{xy}(T)$ i $M(T)$ potwierdza więc obecność anomalnego składnika oporu Halla, oraz potwierdza, że część z niskotemperaturowego zakrzywienia $\rho_{xy}(T)$ obserwowanego w innych badanych związkach związana jest nie ze zmianą koncentracji nośników, ale bezpośrednio ze skończoną magnetyzacją. Czynniki te muszą być więc brane pod uwagę przy analizie efektu Halla w tych związkach z rodziny $R\text{NiC}_2$, które wykazują cechy magnetyczne.

Najważniejszymi osiągnięciami pracy [H2], w której opublikowałem wyniki uzyskane dla NdNiC_2 , PrNiC_2 i CeNiC_2 jest pokazanie, że w NdNiC_2 , podobnie jak w GdNiC_2 , indukowane polem przemiany do stanów metamagnetycznego i ferromagnetycznego, całkowicie niszczą fale gęstości ładunku. Jednocześnie, w PrNiC_2 , pomimo częściowego osłabiania stanu CDW przez zeemanowskie rozszczepianie pasm, anomalia magnetyczna ostatecznie poprawia warunki zagnieżdżenia usuwając kolejne części powierzchni Fermiego. Kolejnym osiągnięciem jest udowodnienie, że do opisu odpowiedzi transportowych w rodzinie RNiC_2 należy włączyć anomalny komponent efektu Halla.

4.3.3 Konstruktywna relacja CDW - AFM w RNiC_2 zawierających wcześnie lantanowce

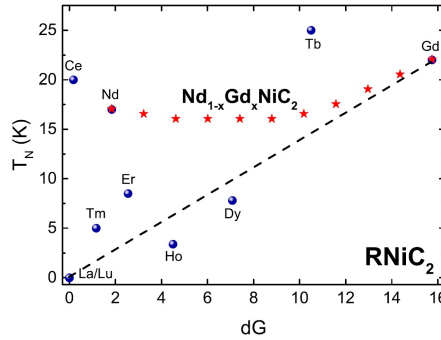
Ponieważ zarówno CDW i AFM są w NdNiC_2 i GdNiC_2 opisywane podobnym lub identycznym wektorem sieci odwrotnej, a jednocześnie oba te współistniejące stany są bezpośrednio związane ze strukturą elektronową, istniało przypuszczenie, że może istnieć dodatnie sprzężenie między nimi. W pracach [H3] i [H4] opisanych w tej części moim zadaniem było połączenie otrzymanych wyników w jedną całość, przedyskutowanie ich i wyciągnięcie wniosków.



Rysunek 10: Temperatury przejść do stanu CDW (a), temperatury Néela (b), i Curie Weissa (c), wraz z efektywnym momentem magnetycznym (wstawka na panelu (c)), w serii $\text{Nd}_{1-x}\text{Gd}_x\text{NiC}_2$. (d) Temperatura przejścia do stanu CDW dla tej serii nałożona na część diagramu fazowego. Rysunek pochodzi z pracy [H3].

Kanwą do poszukiwania dodatniego sprzężenia CDW-AFM były roztwory stałe $\text{Nd}_{1-x}\text{Gd}_x\text{NiC}_2$ i $\text{Nd}_{1-x}\text{La}_x\text{NiC}_2$ w których jony Nd^{3+} są stopniowo zastępowane odpowiednio przez Gd^{3+} oraz La^{3+} . W obu seriach badane były własności magnetyczne, ciepło właściwe, oraz opór elektryczny.

Rysunek 10 przedstawia zestawienie charakterystycznych temperatur i parametrów uzyskanych w tych pomiarach dla serii $\text{Nd}_{1-x}\text{Gd}_x\text{NiC}_2$. Temperatura T_{CDW} (równoznaczna z T_P używanym w innych omawianych tu pracach) przejścia do stanu CDW niemonotonicznie zmienia się z x , osiągając minimum w okolicy $x = 0.3$. Istotną obserwacją jest też fakt, że T_{CDW} dodana do pokazywanego wcześniej diagramu fazowego, a więc wykreślona w funkcji objętości komórki elementarnej, gładko wkomponowuje się w odcinek zależności $T_{CDW}(V)$ na drodze NdNiC_2 do GdNiC_2 , przechodząc przez punkt odpowiadający SmNiC_2 . Sugeruje to, że kształt $T_{CDW}(x)$ zdominowany jest ewolucją struktury elektronowej lub fononowej, a w mniejszym stopniu wynika z chemicznego nieporządku obecnego w roztworze stałym. Istotną obserwacją jest też fakt, że mimo iż efektywny moment magnetyczny liniowo zmienia się z x , zależność temperatury Néela $T_N(x)$ jest jakościowo podobna do $T_{CDW}(x)$. Bardzo podobną zależność od x wykazuje również temperatura Curie-Weissa θ_{CW} , będąca miarą fluktuacji spinowych i ich spójności, która w $\text{Nd}_{1-x}\text{Gd}_x\text{NiC}_2$ zbliża się do zera dla $x = 0.3$ i staje się bardziej ujemna w miarę zbliżania się do brzegów zakresu danych (odpowiednio $x = 0$ i $x = 1$, co odpowiada czystym NdNiC_2 i GdNiC_2). Ta korelacja pomiędzy charakterystycznymi temperaturami T_{CDW} , T_N i θ_{CW} sugeruje istnienie konstruktywnych związków między CDW i AFM.



Rysunek 11: Skalowanie de Gennesa dla temperatur przejść magnetycznych w RNiC_2 . Rysunek pochodzi z pracy [H3].

Ta hipoteza jest wspierana również przez argument dostarczony na podstawie skalowania de Gennes'a. Siła sprzężenia pomiędzy jonami działającymi jako lokalne momenty magnetyczne, której miarą jest T_N , powinna bowiem przy nieziennej zależności od q być proporcjonalna do czynnika de Gennes'a, opisanego przez Równanie 7:

$$dG = (g_J - 1)^2 J(J + 1), \quad (7)$$

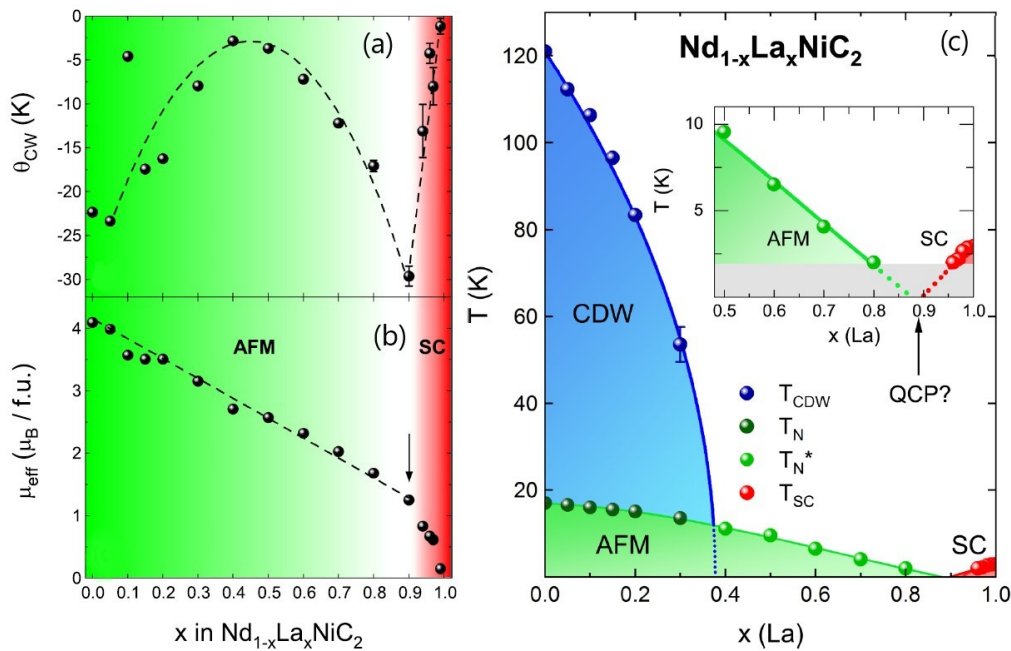
gdzie g_J to czynnik Landego a J to całkowity moment pędu. Rysunek 11 przedstawia

skalowanie temperatur przejść do podstawowych stanów magnetycznych w $R\text{NiC}_2$ z Równaniem 7.

Efektywny czynnik de Gennesa dla roztworu stałego został obliczony proporcjonalnie do zawartości neodymu i gadolinu. Temperatura Néela nie wykazuje jednak liniowej zależności od dG. Wykluczwszy znaczącą rolę graną przez elektryczne pole krystaliczne (CEF z ang. crystalline electric field) poprzez porównanie skali tego efektu w NdNiC_2 , GdNiC_2 z ErNiC_2 i TmNiC_2 , mogłem wnioskować, że wpływ na oddziaływania magnetyczne musi mieć też inny czynnik. Korelacje pomiędzy temperaturami charakteryzującymi fale gęstości ładunku oraz własności magnetyczne sugeruje, że współpraca pomiędzy tymi dwoma stanami, ma wpływ na dalekozasięgowy magnetyzm. Tę konkluzję wraz z popierającymi ją wynikami opublikowaliśmy w pracy [H3].

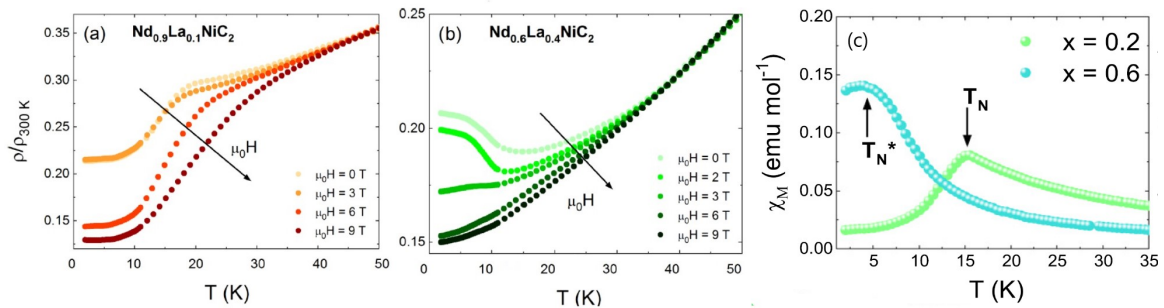
Kolejnym badanym roztworem był $\text{Nd}_{1-x}\text{La}_x\text{NiC}_2$, tym razem na drugim z końców tego łańcucha jest LaNiC_2 , czyli związek który nie wykazuje ani daleko-zasięgowego magnetyzmu, ani CDW, ale za to wykazuje nadprzewodnictwo. Wyniki zostały opublikowane w pracy [H4].

Badając temperaturową zależność magnetyzacji dla związków z tego roztworu określiliśmy temperatury porządkowania antyferromagnetycznego T_N , temperatury Curie-Weissa i efektywne momenty magnetyczne. Dwie ostatnie z tych wielkości prezentowane są na Rysunku 12(a) i (b).



Rysunek 12: Zależność temperatury Curie Weissa (a) i efektywnego momentu magnetycznego (b) w $\text{Nd}_{1-x}\text{La}_x\text{NiC}_2$ od x . (c) Diagram fazowy $\text{Nd}_{1-x}\text{La}_x\text{NiC}_2$ z uwzględnieniem faz CDW, AFM i SC. Możliwy kwantowy punkt krytyczny jest zaznaczony strzałką i symbolem QCP. Rysunek pochodzi z pracy [H4].

Za pomocą metod transportowych ustalone zostały natomiast temperatury przejścia do stanu CDW oraz stanu nadprzewodnictwa. Wszystkie te temperatury zostały naniesione na Rysunek 12(c), będący diagramem fazowym dla tego roztworu stałego. Podczas gdy efektywny moment magnetyczny liniowo zanika wraz z zastępowaniem jonów Nd^{3+} przez La^{3+} , z silniejszym spadkiem i odejściem od liniowości widzianymi w najbliższym sąsiedztwie LaNiC_2 , zachowanie temperatury Curie-Weissa, będącej miarą korelacji pomiędzy momentami magnetycznymi jest bardziej złożone. Przy małych zawartościach lantanu (x), θ_{CW} zmierza w stronę zera, osiąga szerokie ekstremum w okolicach $x = 0.4 - 0.5$, cały czas pozostając ujemną, a następnie wraca w dół pionowej skali osiągając kolejne, tym razem ostre ekstremum w punkcie w którym kończy się obecność fazy AFM a zaczyna nadprzewodnictwo. O ile dążenie θ_{CW} w stronę zera jest oczekiwane przy podstawianiu lantanu w pozycje neodymu, obecność drugiego maksimum jest już nietypowa. Aby to wyjaśnić przyjrzałem się bliżej możliwym korelacjom pomiędzy CDW i AFM.



Rysunek 13: (a), (b) - temperaturowa zależność oporu elektrycznego w $\text{Nd}_{0.9}\text{La}_{0.1}\text{NiC}_2$ w zakresie niskich temperatur, zmierzona w różnych polach magnetycznych. (c) Niskotemperaturowa zależność podatności magnetycznej w $\text{Nd}_{0.8}\text{La}_{0.2}\text{NiC}_2$ i $\text{Nd}_{0.4}\text{La}_{0.6}\text{NiC}_2$. Rysunek pochodzi z pracy [H4].

Jak widać, na Rysunku 13, począwszy od $x = 0.4$, czyli zaraz po zaniku CDW, przejście fazowe pomiędzy stanami PM i AFM widziane w temperaturowej zależności podatności magnetycznej zmienia charakter. Zamiast wyraźnego i ostrego maksimum jakie widoczne było dla mniejszych wartości x , obserwowany jest szeroki, rozmyty pagórek. Co więcej, temperaturowa zależność oporu elektrycznego również się zmienia - poniżej T_N opór nie maleje, a rośnie. Te dwie obserwacje sugerują, że fluktuacje spinowe nie wygasają całkowicie przy przejściu do stanu uporządkowanego magnetycznie, a samo uporządkowanie zmienia charakter z daleko-zasięgowego w stronę średnio-zasięgowego z pewną dozą nieporządku. Punkty odpowiadające tego typu rozmytej przemianie na Rysunku 12(c) oznaczone są jaśniejszym kolorem. Jak widać na tym diagramie, pojawia się on zaraz po zniknięciu CDW.

Koincydencja pomiędzy zanikiem CDW i osłabieniem porządkowania magnetycznego wydaje się potwierdzać tezę w której CDW bierze znaczny udział w stabilizacji AFM opisywanego w przestrzeni odwrotnej tym samym wektorem. Konsekwentne zastępowanie neodymu lantanem powoduje dalsze osłabianie i wygaszenie uporząd-

kowania magnetycznego. Początkowy spadek θ_{CW} przypisałem właśnie osłabianiu oddziaływania RKKY, wzmacnianego przez obecność modulacji ładunku. Kolejne ekstremum przypisałem zaś skutkom tego osłabienia, z których wyrasta wzrost roli pełnionej przez oddziaływanie Kondo, [38, 39] i związane z nimi korelacje spinowe, które nie są w stanie wytworzyć daleko-zasięgowego uporządkowania, ale są jednak na tyle istotne aby spowodować silniejsze rozpraszanie elektronów przewodnictwa, widziane w odpowiedziach transportowych.

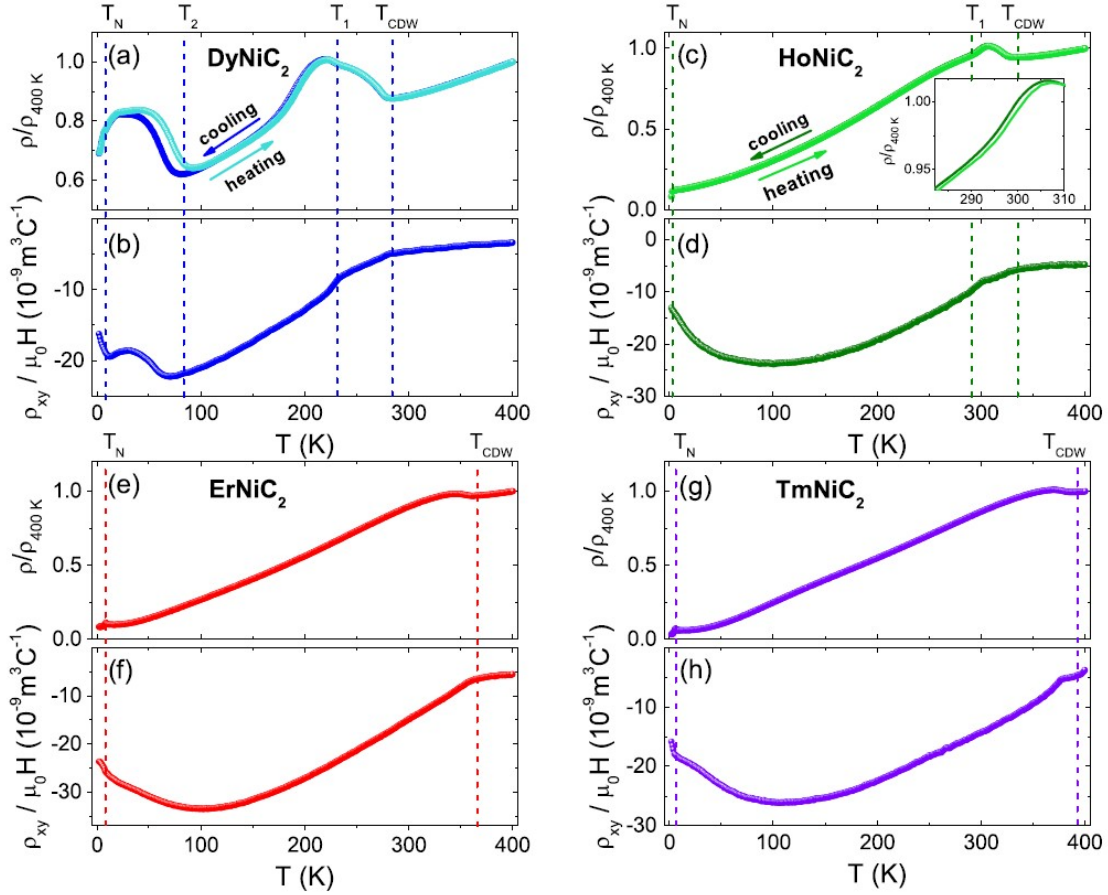
Dodatkową obserwacją jest fakt, iż bezpośrednio po zaniku AFM w układzie pojawia się nadprzewodnictwo. Ekstrapolując na diagramie fazowym widocznym na Rysunku 12(c) zależności $T_N(x)$ oraz $T_c(x)$ poniżej dolnej granicy dostępnych temperatur (1.9 K) można zauważyć, że dążą one do spotkania w okolicy $x = 0.88$ w $T \rightarrow 0$ K. Ten fakt, wraz z przyrostem ciepła właściwego $\frac{C_p}{T}$ w okolicy $x = 0.88$ oraz liniową zależnością oporu od temperatury widzianą w silnych polach magnetycznych po zmniejszeniu nieporządku spinowego, wskazuje na możliwość wystąpienia kwantowego punktu krytycznego (ang. quantum critical point, QCP). Niemniej, na jego istnienie wskazują nie dowody, a jedynie poszlaki. Najważniejszym wnioskiem jaki udało mi się wysnuć z tych danych i jaki został zaprezentowany w pracy [H4] jest to, że daleko-zasięgowy magnetyzm osłabia się i zmienia charakter na bardziej rozmyty zaraz po tym jak znikają fale gęstości ładunku, a fakt ten sugeruje istnienie konstruktywnej interakcji pomiędzy tymi stanami.

Podsumowując relacje pomiędzy CDW i magnetyzmem w $RNiC_2$ zawierających wczesne lantanowce, należy zauważyć, że pomimo iż ten pierwszy stan jest częściowo niszczone przez AFM i całkowicie niszczone przez MM i FM (ferromagnetyzm), istnieją przesłanki o współpracy CDW i AFM, uprawdopodobnione w pracach [H3] i [H4].

4.3.4 Fale gęstości ładunku i magnetyzm w związkach $RNiC_2$ zawierających późne lantanowce oraz Y

Pochodząca z pracy nad publikacjami [H1] i [H2] obserwacja faktu, że temperatura formowania stanu fal gęstości ładunku w $RNiC_2$ rośnie wraz z masą lantanowca stała się inspiracją do rozszerzenia badań o związki z tej samej rodziny, lecz zawierające późne lantanowce. Wówczas istniały już liczne wzmianki literaturowe na temat syntezy i badania niektórych własności tych związków [40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47]. Poprzedni autorzy skupili się jednak na analizie faz magnetycznych pojawiających się w temperaturach nieprzekraczających 10 K, ograniczając się do badania magnetyzacji, częściowo wspartej analizą niskotemperaturowego ciepła właściwego oraz określania struktur magnetycznych technikami neutronowymi. Nie badano jednak ani własności transportowych ani nie sondowano możliwości wystąpienia uporządkowania ładunku. Wytworzyliśmy więc polikrystaliczne próbki $DyNiC_2$, $HoNiC_2$, $ErNiC_2$ oraz $TmNiC_2$, nieznacznie modyfikując stałą procedurę - ze względu na lotność pierwiastkowego erbu i tulu powodującą straty podczas topnienia w łuku elektrycznym, dodanie zawczasu 2.5 % tych prekursorów pozwoliło na uzyskanie czystej fazy o pożądanej stechiometrii. Ze względu na polikrystaliczny charakter próbek, przemian Peierlsa poszukiwałem za pomocą tych samych narzędzi które zostały użyte w pracach [H1] i [H2], czyli po-

przez badanie własności transportowych, które okazały się bardzo skuteczne.

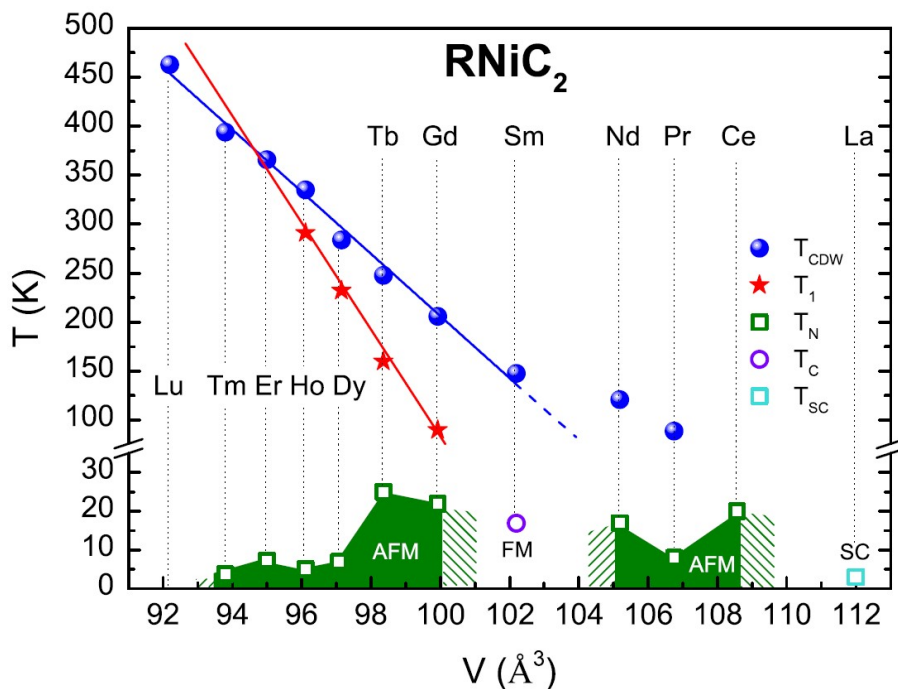


Rysunek 14: Temperaturowa zależność oporu elektrycznego znormalizowanego w 400 K oraz oporu Halla podzielonego przez przyłożone pole magnetyczne i zmierzonego w stałym przyłożonym polu $\mu_0 H = 5$ T w DyNiC_2 , HoNiC_2 , ErNiC_2 i TmNiC_2 . Rysunek pochodzi z publikacji [H5].

Rysunek 14 przedstawia temperaturową zależność oporu znormalizowanego w 400 K $\frac{\rho}{\rho(T=400\text{K})}$ wraz z oporem Halla (podzielonym przez pole magnetyczne) $\frac{\rho_{xy}}{\mu_0 H}$ zmierzonym w stałym polu magnetycznym. Zgodnie z oczekiwaniami, przemiany do stanu CDW są w każdym z czterech związków wyraźnie i niemal jednakowo manifestowane poprzez anomalię w oporze - minimum a następnie maksimum pojawiające się kolejno wraz z obniżaniem temperatury, jednocześnie z gwałtownym spadkiem oporu Halla. Te odpowiedzi spowodowane otwieraniem przerwy energetycznej wraz z kondensacją znacznej części nośników ładunku poniżej T_{CDW} , są charakterystyczne dla materiałów o quasi-dwuwymiarowej strukturze elektronowej, gdzie zagnieżdżanie (dekompozycja) powierzchni Fermiego nie jest całkowita i część nośników może nadal brać udział w procesach transportu ładunku i ciepła. We wszystkich tych związkach, temperatura formowania CDW jest zbliżona lub wyższa od temperatury pokojowej i wynosi odpowiednio $T_{CDW} = 284, 335, 366$ i 394 K dla DyNiC_2 , HoNiC_2 , ErNiC_2 i TmNiC_2 .

W DyNiC_2 i HoNiC_2 , w temperaturach T_1 , nieco niższych od T_{CDW} , pojawiają kolejne anomalie. Są one mniej wyraźne, lecz nadal dobrze widoczne w obrazie transportowym i mają charakter przemian pierwszego rodzaju z towarzyszącą im histerezą termiczną. Ta ostatnia jest cechą charakterystyczną dla transformacji typu „lock-in” [48], pomiędzy stanami o niewspółmiernej i współmiernej modulacji. Poprzez analogię do GdNiC_2 i TbNiC_2 , gdzie występowały przejścia fazowe [26], opisane z użyciem technik rentgenowskich, i dające identyczne odpowiedzi transportowe, przypisałem je do tego efektu. Dodatkowo w DyNiC_2 , w jeszcze niższej temperaturze ($T_2 = 84$ K) pojawia się kolejna anomalia charakteryzująca się znacznym przyrostem oporu oraz również wykazująca cechy przemiany pierwszego rodzaju. W odróżnieniu od przejść fazowych widzianych w T_1 , ze względu na towarzyszące jej wyjątkowo silne odpowiedzi transportowe, nie mogła ona być jednak przypisana do kolejnej przemiany typu „lock-in” a jej charakter nie został w tej pracy wyjaśniony.

Poznaliśmy więc temperatury formowania uporządkowania ładunku dla materiałów z rodziny $R\text{NiC}_2$, w których zakres R został rozszerzony na wszystkie lantanowce, dla których synteza była możliwa. Kompilując nasze wyniki z wcześniejszymi doniesieniami literaturowymi uzupełniliśmy diagram fazowy tej rodziny - jest on prezentowany na Rysunku 15. Zauważyliśmy, że zarówno T_{CDW} jak i T_1 , czyli odpowiednio temperatura Peierlsa jak i temperatura przemiany zmieniającej rodzaj modulacji na współmierną zmieniają się liniowo z objętością komórki elementarnej.

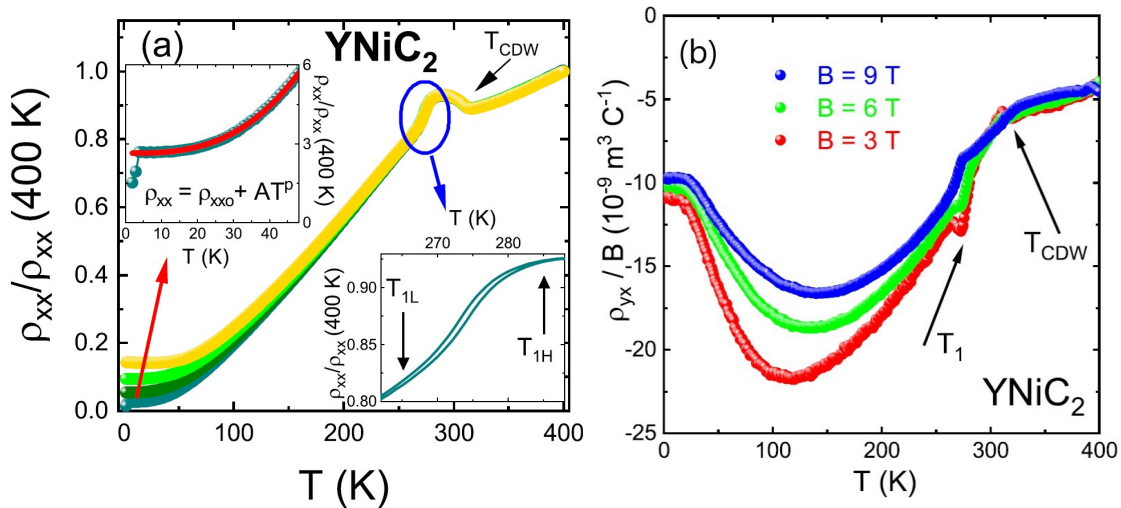


Rysunek 15: Diagram fazowy rodziny $R\text{NiC}_2$ uwzględniający temperatury przejścia do stanu CDW - T_{CDW} , transformacji CDW - T_1 , przemian magnetycznych - odpowiednio T_N i T_C dla temperatur Néela i Curie oraz T_{SC} dla nadprzewodnictwa. Rysunek pochodzi z publikacji [H5].

Dopasowane do tych zależności proste przecinają się pomiędzy punktami odpowiadającymi HoNiC_2 , gdzie T_{CDW} i T_1 leżą blisko siebie, i ErNiC_2 , gdzie obserwowana jest tylko jedna przemiana związana z CDW. Ta zbieżność pozwoliła na wysunięcie wniosku, że poczynając od ErNiC_2 , modulacja towarzysząca falam gęstości ładunku jest współmierna z macierzystą siecią krystaliczną już od momentu w którym powstaje. Co więcej, ekstrapolując zależność $T_{CDW}(V)$, mogliśmy przewidzieć, że CDW w LuNiC_2 wystąpi w jeszcze wyższej temperaturze. W trakcie przygotowania publikacji wytworzyliśmy również próbkę tego związku, aczkolwiek zgodnie z oczekiwaniami, poniżej 400 K, będących górną granicą możliwości pomiarowych zestawu PPMS, nie zaobserwowaliśmy przejścia fazowego. Odkryta przez nas zależność przewidywała, że wystąpi ono w jeszcze wyższej temperaturze, toteż zbadaliśmy opór elektryczny w wyższych temperaturach i zauważyliśmy anomalię w $T_{CDW} = 463$ K. Niestety, oprzyrządowanie pozwalające na pomiar w wyższych temperaturach nie dawało nam możliwości zaaplikowania pola magnetycznego, co uniemożliwiło zbadanie efektu Halla i dokładniejszej analizy na tym etapie. Punkt na diagramie fazowym odpowiadający LuNiC_2 , bez dodatkowych wyników dodaliśmy już na etapie odpowiedzi na recenzję pracy [H5]. Nasz wynik został wkrótce później potwierdzony przez austriacką grupę [49] która wykazała obecność modulacji struktury z wektorem $q_2 = (0.5, 0.5, 0.5)$, a zatem innym niż $q_1 = (0.5, 0.5 + \eta, 0)$ obserwowanym w $R\text{NiC}_2$ z lekkimi lantanowcami. Odkrycie i opisanie w pracy [H5] stanu CDW w DyNiC_2 , HoNiC_2 , ErNiC_2 , TmNiC_2 w których w niskich temperaturach występuje porządkowanie magnetyczne, oraz w paramagnetycznym LuNiC_2 otworzyło nowe możliwości w zakresie badania zależności pomiędzy elektronowymi i magnetycznymi stopniami swobody w $R\text{NiC}_2$, a także opisu konsekwencji jakie niesie ze sobą otwieranie częściowej przerwy energetycznej w tych materiałach. Co więcej, diagram fazowy zaprezentowany w tym artykule (Rys. 15) pozwolił na przewidywanie wystąpienia CDW w innych związkach o tej samej strukturze oraz temperatury w jakiej należy spodziewać się przejścia fazowego.

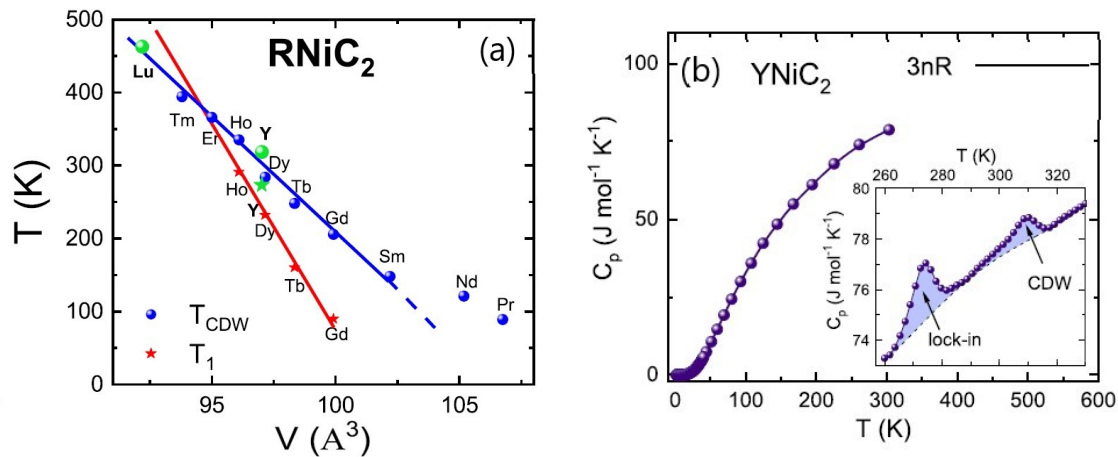
Ze względu na ostatni z tych punktów, naturalnym kolejnym krokiem było sprawdzenie czy zależności odkryte w pracy [H5] można rozszerzyć na $R\text{NiC}_2$ nie zawierające lantanowców, jak na przykład YNiC_2 , krystalizujący w tej samej strukturze, a zatem predysponowany do wykazywania podobieństw również w strukturze elektronowej i fononowej.

Zgodnie z oczekiwaniami, odkryliśmy dwa przejścia fazowe manifestowane przez anomalie widoczne zarówno w temperaturowym przebiegu oporu elektrycznego i efektu Halla, przedstawionych na Rysunku 16. Temperatury $T_{CDW} = 318$ K i $T_1 = 275$ K w których obserwowane są te przemiany zgadzają się z przewidywanymi na podstawie diagramu z pracy [H5], co potwierdza jego predykcyjny potencjał. Rysunek 17 (a) uwypukla ten fakt, przedstawiając fragment diagramu fazowego $R\text{NiC}_2$ z zaznaczonymi przemianami do stanu CDW, z uwzględnieniem punktów odpowiadających YNiC_2 i LuNiC_2 . Na dodatkową uwagę zasługuje fakt, iż anomalia obserwowana w T_1 , której dodatkowo towarzyszy widoczna na Rysunku 16 histereza termiczna, a więc przypisana do przejścia typu „lock-in” pozostawia silny ślad w cieple właściwym C_p , którego zależność od temperatury pokazana jest na Rysunku 17(b). Typowo, przejścia tego typu generują znacznie mniejsze maksimum w $C_p(T)$ niż sama przemiana CDW, ponieważ ta pierwsza występując w niższej temperaturze modyfikuje tylko wektor



Rysunek 16: Temperaturowa zależność oporu elektrycznego znormalizowanego w 400 K (a) i oporu Halla podzielonego przez pole magnetyczne (b), zmierzonych w YNiC_2 w różnych polach magnetycznych. Rysunek pochodzi z publikacji [H6].

zawczasu wytworzonej modulacji i nie zmienia w znaczący sposób rozmiaru przerwy energetycznej. W przypadku YNiC_2 jest odwrotnie i silne maksimum o zaostrzonym kształcie jest obserwowane właśnie w T_1 , podczas gdy w T_{CDW} pojawia się szeroka i spłaszczona górką. Ten fakt sugeruje już, że nie jest to typowa przemiana „lock-in”, co później zostało potwierdzone przez innych autorów [50], ale dokładny charakter tej anomalii nie mógł być jednak ujawniony bez dyfrakcji na monokryształach.

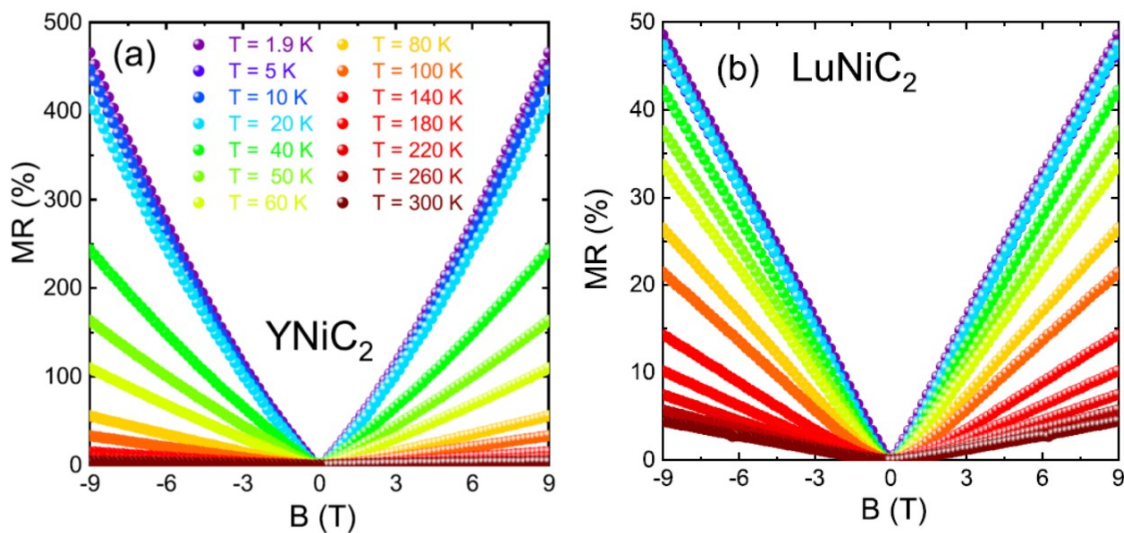


Rysunek 17: (a) Część diagramu fazowego RNiC_2 uwzględniający tylko CDW. Punkty odpowiadające YNiC_2 i LuNiC_2 są zaznaczone zielonym kolorem. (b) Temperaturowa zależność ciepła właściwego w YNiC_2 . Rysunek pochodzi z publikacji [H6].

Zaproponowałem aby przy badaniu YNiC_2 i LuNiC_2 nie poprzestać jednak na fenomenologicznej obserwacji anomalii przypisanych do CDW, i zbadałem bardziej szczegółowo ich wpływ na strukturę elektronową, której odzwierciedleniem są zjawi-

ska transportowe. Dodatkową motywacją dla tego kroku była perspektywa badania relacji CDW-magnetyzm w $R\text{NiC}_2$ zawierających jony późnych lantanowców. YNiC_2 oraz LuNiC_2 są bowiem paramagnetykami w całym osiągalnym zakresie temperatur (powyżej 1.9 K), a więc stan CDW nie jest zakłócony interakcją z magnetyzmem. Pozwala to na zdobycie punktu odniesienia dla związków w których występują jednocześnie oba rodzaje uporządkowania: elektronowe i magnetyczne, oraz lepszego zrozumienia zjawisk tam obserwowanych.

Zauważyłem, że w obu tych materiałach pole magnetyczne w istotny sposób wpływa na opór elektryczny. Silny dodatni magnetoopór pojawia się poniżej T_{CDW} i wyraźnie rośnie wraz z obniżaniem temperatury, co sugeruje obecność nośników o wysokiej ruchliwości. W odróżnieniu od klasycznych metali, MR w stanie CDW dla obu związków nie nasycy się w wysokich polach magnetycznych i przechodzi w liniową zależność od B , osiągając w przypadku YNiC_2 ponad 400 % w najniższych temperaturach.

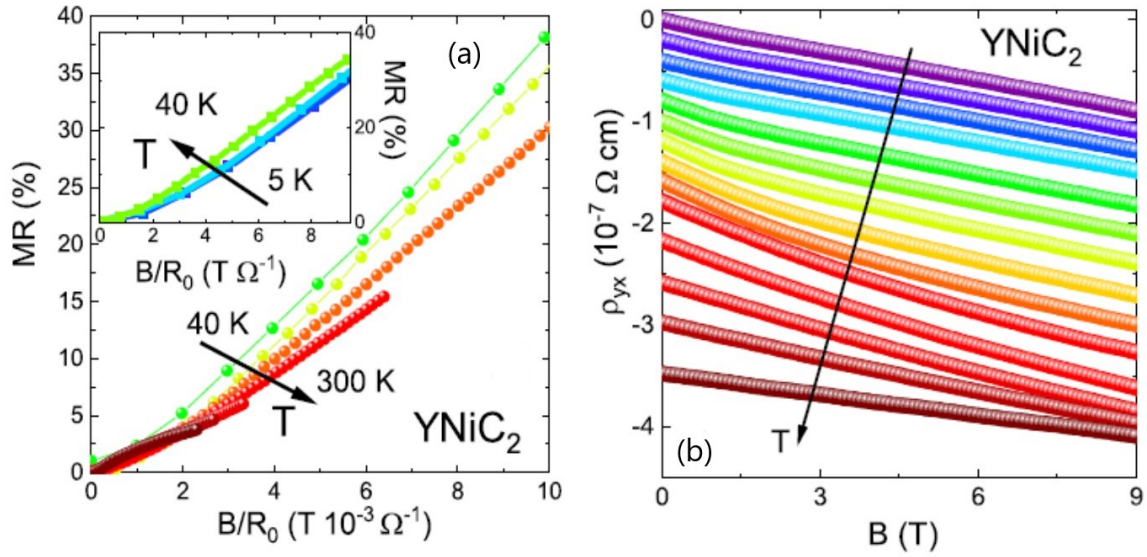


Rysunek 18: Magnetoopór w YNiC_2 i LuNiC_2 jako funkcja pola magnetycznego w różnych temperaturach. Rysunek pochodzi z publikacji [H6].

Kolejną cechą wspólną YNiC_2 i LuNiC_2 jest nieliniowość oporu Halla w funkcji pola magnetycznego. W odróżnieniu od materiałów z rodziny $R\text{NiC}_2$, w których występuje uporządkowanie magnetyczne, ten efekt wynika tu z obecności co najmniej dwóch aktywnych kanałów przewodnictwa - zarówno elektronowych jak i dziurowych, o zróżnicowanych ruchliwościach. Tutaj należy zauważyć, że nieliniowy charakter $\rho_{xy}(B)$, a także wzrost $\rho_{xy}(T)$ w niskich temperaturach obserwowany był już w NdNiC_2 i GdNiC_2 , jednak żaden z tych związków nie wykazywał drugiej z cech kompensacji - dodatniego magnetooporu w stanie paramagnetycznym, co przemawia za poprawnością użycia modelu jednopasmowego w interpretacji wyników dla tych dwóch związków.

Skalowanie Kohlera przeprowadzone dla magnetooporu również potwierdza obecność więcej niż jednego rodzaju nośników ładunku w YNiC_2 i LuNiC_2 . Zasada Kohlera jest spełniona, gdy w materiale istnieje tylko jeden kanał przewodnictwa - elektronowy

lub dziurowy ze stałą koncentracją nośników oraz jeden dominujący czas relaksacji, będący jednocześnie identyczny na całej powierzchni Fermiego. Wówczas wszystkie izotermy $MR = f\left(\frac{B}{\rho_{xx0}}\right)$, gdzie ρ_{xx0} jest oporem zmierzonym w danej temperaturze w zerowym polu magnetycznym winny układać się w jedną krzywą. Złamanie tego skalowania świadczy o naruszeniu co najmniej jednego z warunków wyrażonych w poprzednim zdaniu. To podejście jest więc skuteczną metodą badania zmian w strukturze elektronowej lub istotnych zmian w procesach rozpraszania - na przykład zależności czasu relaksacji od pola magnetycznego. W $YNiC_2$ oraz $LuNiC_2$ (Rysunek 19 przedstawia skalowanie Kohlera dla $YNiC_2$), mimo iż wszystkie wykresy $MR = f\left(\frac{B}{\rho_{xx0}}\right)$ uzyskane w temperaturach poniżej T_{CDW} mają podobny kształt, nie układają się w jedną wspólną krzywą. Jest to szczególnie widoczne w zakresie temperatur zbliżających się od dołu do T_{CDW} , gdzie następuje reorganizacja powierzchni Fermiego.



Rysunek 19: (a) Skalowanie Kohlera magnetooporu w $YNiC_2$. (b) Zależność oporu Halla $\rho_{xy}(B)$ w $YNiC_2$ dla różnych temperatur. Skala kolorów odpowiada tej z Rys. 18. W celu poprawienia czytelności, wykresy na panelu (b) zostały rozsunięte w pionie o stałą wartość. Rysunek pochodzi z publikacji [H6].

Przeprowadzona przeze mnie jednoczesna analiza magnetooporu i efektu Halla, pozwoliła na wyznaczenie efektywnej koncentracji nośników oraz ruchliwości i koncentracji nośników odpowiedzialnych za silne odpowiedzi magnetooporowe. Posłużyłem się w tym celu kilkoma modelami i ich aproksymacjami. Dwupasmowy model efektu Halla przewiduje że na kształt $\rho_{xy}(B)$ wpływ mają zarówno koncentracje i ruchliwości dziur i elektronów, odpowiednio n_h , n_e , μ_h , μ_e :

$$\rho_{yx}^O = \frac{1}{e} \frac{n_h \mu_h^2 - n_e \mu_e^2 + (n_h - n_e) \mu_e^2 \mu_h^2 B^2}{(n_h \mu_h + n_e \mu_e)^2 + (n_h - n_e)^2 \mu_h^2 \mu_e^2 B^2} B. \quad (8)$$

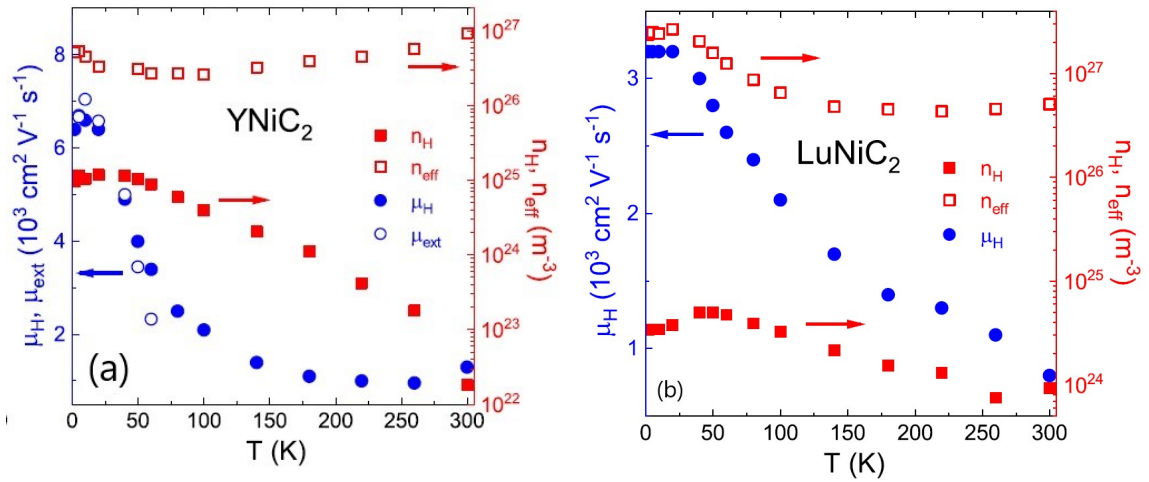
Zależność 8 w granicy silnych pól redukuje się do postaci wyrażonej w Równaniu 9 (podobnego do Równania 5):

$$\rho_{yx}^O = \frac{1}{e} \frac{1}{n_h - n_e} B = \frac{1}{e} \frac{1}{n_{eff}} B, \quad (9)$$

gdzie efektywną koncentrację nośników n_{eff} wyznaczyłem z zakresu pól w których na mocy powyższych Równań $\rho_{xy}(B)$ znów staje się funkcją liniową. Z kolei połowa zależność przewodności Halla $\sigma_{xy} = \frac{\rho_{yx}}{(\rho_{yx})^2 + (\rho_{xx})^2}$ dostarczyła mi informacji na temat kieszeni z nośnikami o wyższej ruchliwości. Do ich zbadania użyłem modelu [51, 52], który zakłada, że $\sigma_{xy}(B)$, w obecności jednego pasma o wysokiej ruchliwości i/lub kilku pasm o mniejszej ruchliwości może być opisana Równaniem 10:

$$\sigma_{xy} = n_H e \mu_H^2 B \left(\frac{1}{1 + \mu_H^2} B^2 + C \right), \quad (10)$$

w którym n_H i μ_H to odpowiednio ruchliwość i koncentracja nośników z pasma o wysokiej ruchliwości, a parametr C reprezentuje wkłady od pozostałych kanałów przewodnictwa w mniejszym stopniu wpływające na krzywiznę $\sigma_{xy}(B)$. Wyniki uzyskane za pomocą tych modeli są zaprezentowane na Rysunku 20. W przypadku YNiC_2 , do oszacowania dominującej ruchliwości użyłem dodatkowo odwrotności pola dla którego $\sigma_{xy}(B)$ osiąga ekstremum: $\mu_{ext} = \frac{1}{B_{ext}}$.



Rysunek 20: Koncentracje oraz ruchliwości nośników w YNiC_2 (a) i LuNiC_2 (b) wykreślone w funkcji temperatury. Rysunek pochodzi z publikacji [H6].

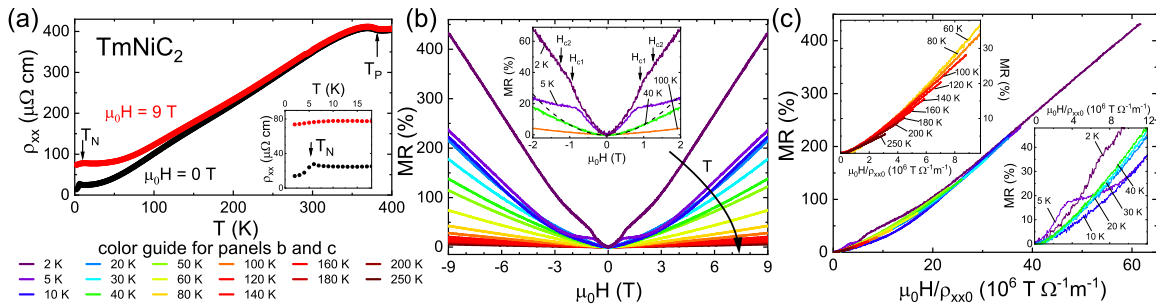
Podczas gdy efektywna koncentracja spada przy otwarciu przerwy energetycznej, w obu związkach wraz z obniżaniem temperatury rośnie koncentracja i ruchliwość nośników z kieszeni otwartej przy przemianie CDW. Ruchliwość ta w obu związkach osiąga w najniższych temperaturach rząd wielkości $\simeq 10^3 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ dorównując skalą wartościom obserwowanym między innymi w topologicznych półmetalach.

Obserwacja i analiza wyraźnych odpowiedzi transportowych, oraz zademonstrowanie, że CDW w YNiC_2 oraz LuNiC_2 niesie ze sobą silną modyfikację struktury elektronowej, stanowią główne osiągnięcia pracy [H6], a zarazem motywację do dokładniejszego zbadania tego mechanizmu w innych $R\text{NiC}_2$, w których odkrycie CDW raportowaliśmy w pracy [H5].

W niedługim czasie po opublikowaniu pracy [H6], w której zaprezentowałem wyniki dla YNiC_2 i LuNiC_2 , pojawiła się praca [50], w której metodami dyfrakcyjnymi na monokryształach bezpośrednio potwierdzono obecność fal gęstości ładunku w $R\text{NiC}_2$ zawierających późne lantanowce. Jednocześnie, H. Maeda i współautorzy [50] wskazali, że przemiany obserwowane w T_1 , nie były pierwotnie oczekiwanymi zmianami modulacji z $q_1 = (0.5, 0.5 + \eta, 0)$ na $q_{1c} = (0.5, 0.5, 0)$, lecz na $q_2 = (0.5, 0.5, 0.5)$, jaką obserwowano też w LuNiC_2 [49]. Te doniesienia potwierdzają, że stosowane przeze mnie metody transportowe, mimo oczywistych ograniczeń uniemożliwiających między innymi określenie wektora modulacji, są skuteczne przy wykrywaniu i opisywaniu skutków przemian CDW.

Wiedząc już, że w $R\text{NiC}_2$ z cięższymi R , CDW pozostawia w powierzchni Fermiego kieszenie zawierające nośniki o wysokiej ruchliwości, zainicjowałem i przeprowadziłem badania nad innymi związkami z tej grupy, tym razem wykazującymi daleko-zasięgowe uporządkowanie magnetyczne. Pierwszym ze związków w których badałem interakcje pomiędzy elektronowymi i magnetycznymi stopniami swobody był TmNiC_2 .

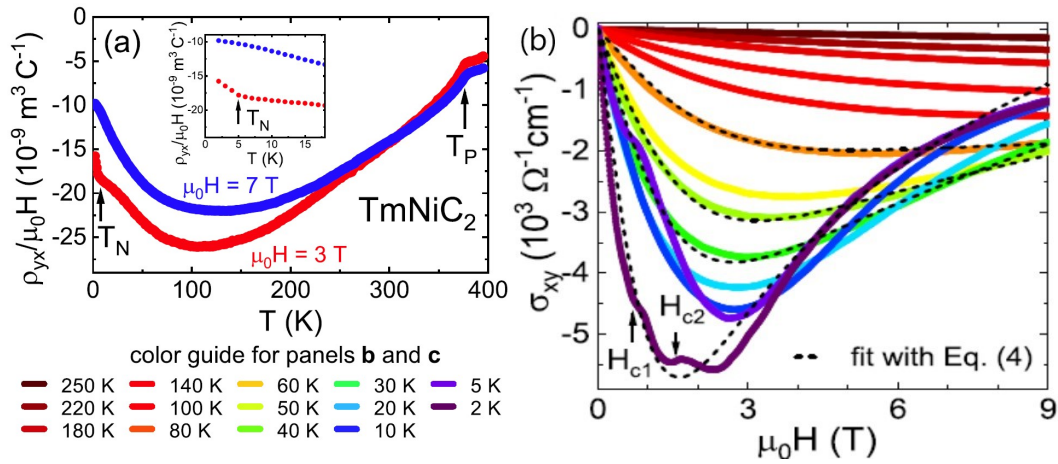
Zauważyłem, że odpowiedzi transportowe w tym związku znacząco kontrastują z ich odpowiednikami w badanych wcześniej NdNiC_2 , GdNiC_2 (prace [H1] i [H2]) lub SmNiC_2 [30]. Szczególnie wyróżnia się zachowanie oporu i magnetooporu. W TmNiC_2 , temperaturowa zależność oporu zaprezentowana na Rysunku 21 wykazuje znacznie mniejszy spadek w T_N , niż obserwowany w wyżej wymienionych związkach zawierających lekkie lantanowce. W tych ostatnich przypisany jest on częściowemu lub całkowitemu niszczeniu CDW, którego konsekwencją są zamknięcie przerwy energetycznej i wzrost koncentracji nośników ładunku. Ten kontrast jest pierwszym znakiem sugerującym, że uporządkowanie antyferromagnetyczne nie niszczy fal gęstości ładunku. Podobnie jak w przypadku YNiC_2 i LuNiC_2 omawianych w pracy [H6], w TmNiC_2 również zaobserwowałem silny, dodatni magnetoopór pojawiający się w stanie CDW i rosnący wraz z obniżaniem temperatury.



Rysunek 21: (a) Zależność oporu w TmNiC_2 od temperatury, mierzona w zerowym polu magnetycznym oraz przy przyłożonym polu 9 T. (b) Zależność oporu od pola magnetycznego, mierzona w stałych temperaturach. (c) Skalowanie Kohlera dla magnetooporu. Skala kolorowa dla paneli (b) i (c) znajduje się pod panelem (a). Rysunek pochodzi z publikacji [H7].

Głównych argumentów w dyskusji o relacjach CDW ze wszystkimi fazami magne-

tycznymi występującymi w TmNiC_2 dostarcza przeprowadzona przeze mnie analiza magnetooporu, prezentowanego na Rys. 21(b). Dodatni, nienasycający się jego składnik, podobny do tego który widziany był już w YNiC_2 i LuNiC_2 nie zanika bowiem przy żadnym z magnetycznych przejść fazowych. W odróżnieniu od NdNiC_2 , SmNiC_2 i GdNiC_2 , w TmNiC_2 nie zaobserwowałem też gwałtownego spadku oporu przy wyindukowanych polem przemianach do stanu MM lub FA-FM. Co więcej, skalowanie Kohlera (Rysunek 21(c)) pokazuje, że wspólny charakter krzywych $\text{MR} = f\left(\frac{B}{\rho_{xx0}}\right)$ jest zachowany w całym zakresie temperatur poniżej T_P i pól magnetycznych do 9 T. Efekt ten jest wyraźnie obserwowany pomimo lokalnej obecności ujemnego składnika MR związanego z temperaturową i polową zależnością rozpraszania spinowego, czy odejściem części wykresów od głównej krzywej z powodu rekonstrukcji powierzchni Fermiego i tworzenia w niej kieszeni. Świadczy on o tym, że ten sam mechanizm odpowiada za dodatni MR w pełnym zakresie temperatur poniżej T_P i sugeruje, choć nie bezpośrednio, że CDW nie jest niszczone w żadnym ze stanów magnetycznych.



Rysunek 22: (a) Temperaturowa zależność oporu Halla w TmNiC_2 , zmierzona w stałym polu 3 T (czerwony kolor) i 7 T (niebieski). (b) Zależność przewodności Halla od pola magnetycznego dla różnych temperatur. Linia przerywana to dopasowanie wybranych krzywych Równaniem 11 za pomocą metody najmniejszych kwadratów. Rysunek pochodzi z publikacji [H7].

Dodatkowym argumentem potwierdzającym tę tezę jest temperaturowa zależność oporu Halla, prezentowana na Rys. 22(a). Wartość bezwzględna $|\rho_{xy}|$ która w najniższych temperaturach jest znacznie niższa niż dla $T > T_P$ wskazuje, że ilość nośników ładunku jest niższa niż w metalicznym stanie wysokotemperaturowym (normalnym), a zatem przerwa energetyczna w dalszym ciągu istnieje. Co istotne, ten efekt obserwowany jest również w silnych polach magnetycznych, a więc w stanie w którym w najniższych temperaturach uporządkowanie magnetyczne przeszło już przemianę do stanu FA-FM.

Rozszerzona analiza własności transportowych, oparta na połączeniu magnetooporu z efektem Halla pozwoliła na oszacowanie ruchliwości, koncentracji nośników z kieszeni odpowiedzialnej za magnetoopór oraz nośników większościowych. Ze względu

na obecność lokalnych momentów magnetycznych porządkujących się poniżej T_N , w analizie uwzględniłem też obecność anomalnego efektu Halla, przez co model używany do opisu właściwości YNiC_2 i LuNiC_2 został wzbogacony o dodatkowy czynnik $S_A M$, odpowiadający za ten składnik:

$$\sigma_{xy} = \frac{\rho_{yx}}{(\rho_{yx})^2 + (\rho_{xx})^2} = n_H e \mu_H^2 B \left(\frac{1}{1 + \mu_H^2} B^2 + C \right) + S_A M, \quad (11)$$

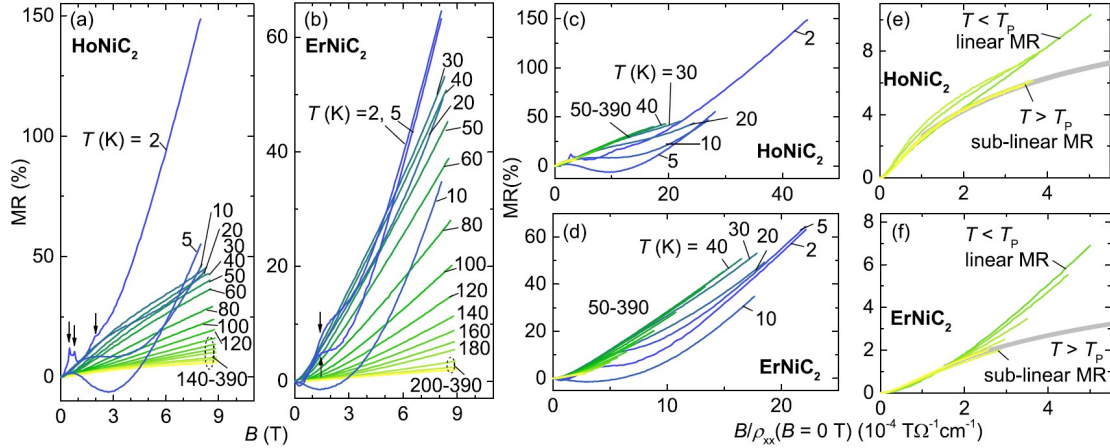
gdzie S_A to stała. Dodatkową metodą było bezpośrednie szacowanie ruchliwości z magnetooporu. Zaobserwowana w niskich polach zbliżona do kwadratowej zależność od pola pozwala na wyznaczenie dominującej ruchliwości μ_{MR} za pomocą prostej relacji $MR = \mu_{MR}^2 B^2$. Co istotne, użyte modele niezależnie dają spójne wyniki potwierdzając, że ruchliwość osiąga pułap rzędu $\simeq 4 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ w najniższych temperaturach.

Silne odpowiedzi transportowe, ze szczególnym uwzględnieniem znacznego magnetooporu pojawiające się w zidentyfikowanej (w YNiC_2) fazie q_2 - CDW stały się cechą charakterystyczną dla tego stanu, pozwalającą na jego śledzenie w polikrystalicznych próbkach, w różnych obszarach magnetycznych diagramów fazowych.

Tym sposobem udało mi się również pokazać, że współistnienie CDW i magnetyzmu może doprowadzić do przetrwania wysokiej ruchliwości nośników ładunku również w tym drugim stanie, co jest pożądane z punktu widzenia spintroniki. Wyniki zostały opublikowane w pracy [H7].

Podobną, choć częściowo rozszerzoną analizę przeprowadziłem na polikrystalicznych próbkach HoNiC_2 i ErNiC_2 uzyskanych i zbadanych we współpracy z Politechniką Wiedeńską (Technische Universität Wien) i opublikowanych w pracy [H8]. Ponieważ temperatura formowania fal gęstości ładunku w tych dwóch związkach jest niższa niż w TmNiC_2 (T_P wynosi odpowiednio 335 K i 366 K dla HoNiC_2 i ErNiC_2), a więc niższa od górnej granicy osiągalnej w zestawie PPMS, tutaj otworzyła się dodatkowo możliwość dokładnego zbadania i porównania odpowiedzi magnetooporowych w stanie normalnym ($T > T_P$) z tymi które obserwowane są w stanie CDW. Podobnie jak w przypadku YNiC_2 , LuNiC_2 i TmNiC_2 , w tych dwóch związkach również zaobserwowałem silne odpowiedzi magnetooporowe pojawiające się po schłodzeniu próbek poniżej T_P .

Skalowanie Kohlera, ze szczególnym uwzględnieniem zakresu temperatur zbliżonych do T_P uwypukla zmiany w obrazie magnetooporowym będące skutkiem przejścia do stanu CDW. W stanie normalnym zależność $MR(B)$ wypłaszcza się w wysokich polach magnetycznych, zmierzając do nasycenia. Po obniżaniu temperatury i przekroczeniu T_P charakter MR się zmienia. Wysoko-polowy magnetoopór zaczyna bowiem coraz silniej zależeć od pola i ostatecznie staje się liniowy z B . Ta wyraźnie zaobserwowana ewolucja potwierdza, że liniowy, nienasycający się magnetoopór jest ściśle związany ze zmianami w powierzchni Fermiego w stanie q_2 . Słuszne jest zatem podejszcie, stosowane już w pracy [H7], w którym efekt ten służy jako papierek lakmusowy pozwalający śledzić zachowanie CDW w fazach magnetycznych. Zaobserwowałem, że charakterystyczny dodatni, liniowy składnik magnetooporu jest obecny w obu związkach, w całym zakresie temperatur poniżej T_P . Jest to prawdą również poniżej T_N , i w silnym polu magnetycznym, zatem w całym magnetycznym diagramie fazowym,



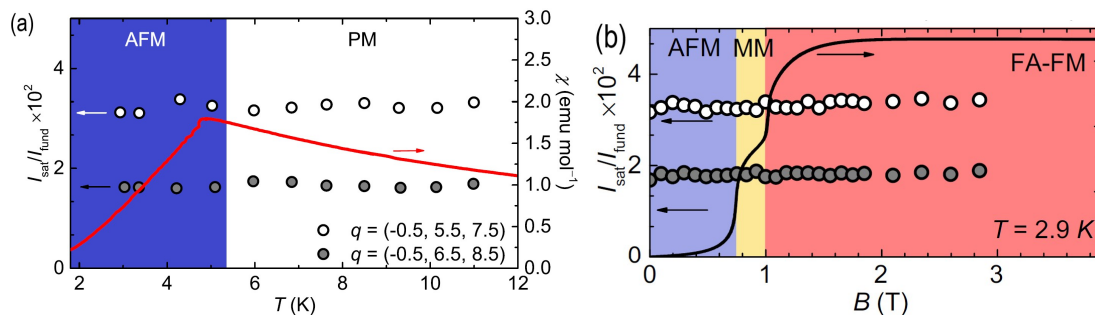
Rysunek 23: Polowa zależność magnetooporu (a) i (b) wraz ze skalowaniem Kohlera dla HoNiC_2 i ErNiC_2 - panele (c)-(f), zawierające odpowiednio pełny zakres temperatur (c) i (d), oraz obszar zbliżony do T_P . Umieszczone na panelach (e) i (f) szare krzywe są wskazówką dla oka, pomagającą zaakcentować różnice w odpowiedziach magnetooporowych w temperaturach powyżej i poniżej T_P . Rysunek pochodzi z publikacji [H8].

z uwzględnieniem faz MM i FA-FM wywołanych polem magnetycznym. Mimo, że w okolicy temperatury Néela pojawia się ujemny składnik MR, ma on wyłącznie znaczenie lokalne i nie wiąże się z zanikiem dodatniego wkładu, a więc może zostać przypisany dodatkowemu rozpraszaniu na fluktuacjach spinowych, które szybko gasną w niskich temperaturach i silnych polach magnetycznych. Prowadzi to do podobnego wniosku jak w pracy [H7], a mianowicie iż w obu badanych związkach stan CDW nie jest w istotny sposób niszczone przez daleko-zasięgowy magnetyzm. Co istotne, wyniki te potwierdzają hipotezę, że ta trwałość jest cechą wspólną dla CDW typu q_2 , co wyraźnie odróżnia tę fazę od q_1 .

Otwieranie częściowej przerwy energetycznej w HoNiC_2 i ErNiC_2 zostało dodatkowo obrazowane przez temperaturową zależność efektu Seebecka $S(T)$. Wykazuje ona silne anomalie poniżej T_P , osiągając w obu związkach podobną wartość $\simeq 30 \mu\text{VK}^{-1}$. Dodatkowo, badanie efektu Seebecka pozwoliło ustalić dodatni znak większościowych nośników ładunku - dziur. Badanie efektu Halla natomiast, w połączeniu z magnetooporem pozwoliły na pokazanie, że w stanie CDW, w obu związkach pojawiają się kieszenie z elektronami których ruchliwość osiąga wartości rzędu wielkości $\simeq 10^3 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Te wyniki uzyskałem stosując niezależnie trzy modele omówione w pracach [H6] i [H7], a więc korzystając z polowej zależności przewodności Halla $\sigma_{xy}(B)$, również z uwzględnieniem wkładu anomального, oraz bezpośrednio z magnetooporu w niskich polach magnetycznych.

Wnioski dotyczące niszczenia (prace [H1] i [H2]) lub przetrwania ([H7] i [H8]) fal gęstości ładunku zostały wyciągnięte na podstawie wyników badań eksperymental-

nych przeprowadzonych na polikrystalicznych próbkach. O ile stosowane tam techniki oparte na własnościach transportowych dostarczają wystarczających danych aby wysnuć i w znacznym stopniu uprawdopodobnić wnioski, nie dostarczają one dowodów bezpośrednich i niepodważalnych. Zdobycie takich dowodów stało się możliwe wraz z pojawieniem się kryształów, dzięki współpracy z Martą Roman i Herwigiem Michorem z Politechniki Wiedeńskiej, którzy wyhodowali kryształy. Mając dostęp do monokryształów TmNiC_2 zainicjowałem badania odpowiedzi CDW na magnetyzm w tym materiale, za pomocą technik dyfrakcji rentgenowskiej. Pozwalają one na bezpośrednią obserwację zachowania refleksów satelitarnych w zmiennych warunkach zewnętrznych, z uwzględnieniem niskich temperatur oraz silnych pól magnetycznych, a więc umożliwiającą poruszanie się po różnych obszarach magnetycznego diagramu fazowego. Aby przeprowadzić doświadczenie, wystąpiłem z wnioskiem i uzyskałem czas pomiarowy na linii P09 synchrotronu DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) w Hamburgu. Jest to jeden z niewielu ośrodków na świecie pozwalających na przeprowadzenie eksperymentu dyfrakcyjnego w wymagających warunkach - niezbędne było obniżenie temperatury do 2-3 K i użycie pól magnetycznych przekraczających 1 T - i zarazem z wysoką rozdzielczością oferowaną przez promieniowanie synchrotronowe i niezbędną do precyzyjnej obserwacji refleksów satelitarnych. Projekt został zrealizowany w październiku 2023 roku, a wyniki zostały wsparte przez badania własności magnetycznych i ciepła właściwego. Te ostatnie, wykonane na moją prośbę na Politechnice Wiedeńskiej pozwoliły na dokładne określenie granic pomiędzy stanami tworzącymi magnetyczny diagram fazowy TmNiC_2 . Wyniki zostały opublikowane w pracy [H9].



Rysunek 24: (a) Temperaturowa zależność intensywności refleksów q_2 powyżej (białe tło) i poniżej temperatury Néela (niebieskie tło), a więc odpowiednio w fazie paramagnetycznej i antyferromagnetycznej. (b) Intensywność tych samych refleksów jako funkcja pola magnetycznego, w stałej temperaturze 2.9 K. Fazy AFM, MM i FA-FM zostały zaznaczone odpowiednio niebieskim, żółtym i czerwonym kolorem tła. Pole magnetyczne w tym eksperymencie było przyłożone wzdłuż osi krystalograficznej a będącej osią łatwego magnesowania. Rysunek pochodzi z publikacji [H9].

Eksperyment dyfrakcyjny którym pokierowałem pozwolił na prześledzenie dwóch refleksów satelitarnych $q = (-0.5, 5.5, 7.5)$ i $q = (-0.5, 6.5, 8.5)$ we wszystkich obszarach magnetycznego diagramu fazowego TmNiC_2 - począwszy od stanu paramagnetycznego (PM), poprzez podstawowy stan antyferromagnetyczny (AFM), oraz wywołany

polem magnetycznym stan metamagnetyczny (MM) aż do indukowanego polem stanu ferromagnetycznego (FA-FM). Dodatkowo, jako punkt odniesienia jednocześnie i w tych samych warunkach prześledzone zostały refleksy fundamentalne leżące najbliżej badanych refleksów satelitarnych: $q = (0, 5, 7)$ i $q = (0, 6, 8)$. Rysunek 24 przedstawia temperaturową (panel (a)) i polową (panel (b)) zależność obu refleksów satelitarnych. W tym drugim przypadku eksperyment przeprowadzony był w stałej temperaturze 2.9 K. Dołączone do wykresów odpowiednio temperaturowa zależność podatności magnetycznej oraz polowa zależność magnetyzacji określają miejsca w których dochodzi do odpowiednich przejść magnetycznych. Na panelu (a), maksimum w $\chi(T)$ oznacza przejście do antyferromagnetycznego stanu podstawowego, zaś wyraźne anomalie na krzywej $M(B)$ na panelu (b) odpowiadają wywołanym polem przejściom do kolejnych stanów - metamagnetycznego i ferromagnetycznego.

Najważniejszą obserwacją jest fakt iż żaden z refleksów, będących bezpośrednio związanych z q_2 - CDW nie tylko nie zanika, ale nawet nie osłabia się zarówno przy termicznym przejściu do stanu AFM jak i przy wywołanych polem przejściach do stanów MM i FA-FM. Co więcej, ten eksperyment, w granicach rozdzielczości pomiarowej nie wykrył śladów nie tylko osłabiania, ale także poszerzania refleksów satelitarnych q_2 . Nie pojawiły się też żadne nowe refleksy. Uzyskany wynik, stojący w kontraście do zachowania CDW typu q_1 , który to stan w podobnych warunkach jest niszczone częściowo (AFM) lub całkowicie (MM i FA-FM), stanowi bezpośrednie potwierdzenie wcześniejszych tez opartych na wynikach badań przeprowadzonych na próbkach polikrystalicznych prezentowanych w pracy [H7] i bezpośrednio oraz jednoznacznie dowodzi, że CDW typu q_2 współistnieje z daleko-zasięgowym magnetyzmem z uwzględnieniem wszystkich powyższych faz. Dzięki nawiązanej współpracy z Simone Di Cataldo i Valerio Tammurello z Uniwersytetu w Rzymskiego "La Sapienza" (Sapienza Università di Roma), którzy przeprowadzili obliczenia struktury elektronowej i fononowej, ustaliliśmy że prawdopodobnym wytłumaczeniem tego efektu jest oparcie przemiany CDW przede wszystkim na (zależnym od pędu) sprzężeniu elektron-fonon, i mniejszej roli odgrywanej przez zagnieżdżanie powierzchni Fermiego. Ten pierwszy czynnik uodparnia CDW na pogorszenie warunków zagnieżdżania przy wywołanym polem magnetycznym rozszczepianiu poziomów energetycznych i odpowiadającym im zmianom w strukturze elektronowej.

4.3.5 Podsumowanie i perspektywa

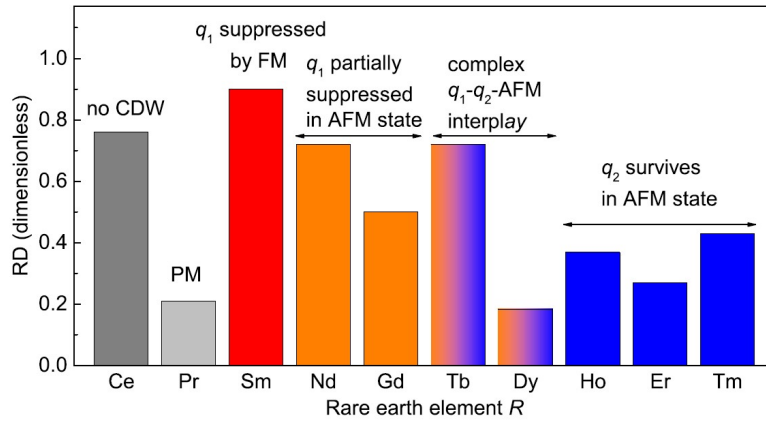
Głównym osiągnięciem tego cyklu prac jest zbadanie interakcji pomiędzy daleko-zasięgowym magnetyzmem i falami gęstości ładunku w rodzinie $R\text{NiC}_2$, a w szczególności odkrycie odmiennych odpowiedzi wykazywanych przez CDW typów q_1 i q_2 . Pierwszy z tych stanów, występujący w $R\text{NiC}_2$ z lekkimi lantanowcami silnie oddziałuje z magnetyzmem. W pracach [H1] i [H2] wykazałem, że odpowiednio w GdNiC_2 i NdNiC_2 faza q_1 , osłabiana przez podstawowy stan antyferromagnetyczny, jest całkowicie niszczone przy wywołanych polem przejściach do stanów metamagnetycznego i ferromagnetycznego. Dodatkowo, w GdNiC_2 , niszczycielskie efekty zeemanowskiego rozszczepiania pasm i osłabiania zagnieżdżania widoczne są już w fazie paramagnetycznej jako odpowiedź na przyłożone pole magnetyczne. Niezależnie od interak-

cji destruktywnych, jednocześnie istnieją opisane w pracach [H3] i [H4] przesłanki świadczące o wspieraniu uporządkowania antyferromagnetycznego wykazującego wektor propagacji bliski lub równy q_1 .

Całkowicie odmiennie na daleko-zasięgowy magnetyzm reaguje stan CDW występujący w $R\text{NiC}_2$ zawierających cięższe metale ziem rzadkich, którego odkrycie zostało opublikowane w pracach [H5] i [H6], i w którym wektor falowy opisujący fale gęstości ładunku zmienia się z q_1 w q_2 . Jak pokazałem w pracach [H6]-[H8], cechą charakterystyczną tego stanu jest silny dodatni i liniowy magnetoopór, pochodzący od kieszeni otwartej w powierzchni Fermiego przy niepełnym jej zagnieżdżaniu i zawierającej nośniki o wysokiej ruchliwości. Posługując się tymi odpowiedziami transportowymi jako swego rodzaju odciskiem palca, w pracach [H7] i [H8] pokazałem pośrednie dowody wspierające tezę o współistnieniu CDW typu q_2 z wszystkimi rodzajami uporządkowania magnetycznego występującymi w TmNiC_2 , HoNiC_2 i ErNiC_2 - zarówno antyferromagnetycznym stanem podstawowym, jak i wywołanych polem stanami metamagnetycznym i ferromagnetycznym. W pracy [H9], metodami dyfrakcji rentgenowskiej na monokryształach TmNiC_2 , bezpośrednio udowodniłem słuszność tej tezy.

Dodatkową ilustracją różnicy pomiędzy zachowaniem CDW typów q_1 i q_2 jest zaproponowane w pracy [H8] porównanie spadku oporu elektrycznego RD towarzyszącemu przemianom do magnetycznego stanu podstawowego i wyrażone Równaniem 12:

$$RD = \frac{\rho_{xx}(T \rightarrow +T_N) - \rho_{xx}(T = 2K)}{\rho_{xx}(T = 2K)} \quad (12)$$



Rysunek 25: Porównanie spadku oporu w $R\text{NiC}_2$ z niskotemperaturowym stanem CDW typu q_1 i q_2 . Rysunek pochodzi z publikacji [H8].

Jak widać na Rysunku 25, we wszystkich magnetycznych związkach z tej grupy opór maleje przy porządkowaniu magnetycznym. W części jest za to odpowiedzialna redukcja rozpraszania na fluktuacjach magnetycznych. Można jednak zauważyć, że w

związkach w których w niskich temperaturach istnieje tylko stan q_1 , RD jest znacznie wyższe niż w tych z q_2 . Szczególnie silny spadek oporu jest widoczny w SmNiC_2 gdzie stan q_1 -CDW jest całkowicie niszczone przez ferromagnetyczny stan podstawowy, a przerwa energetyczna z nim związana zamyka się, uwalniając nośniki ładunku. Nieco niższe RD obserwowane jest wszędzie tam gdzie CDW typu q_1 jest tylko częściowo osłabiane w stanie AFM. Zdecydowany natomiast spadek RD widoczny jest w związkach, w których CDW typu q_2 pozostaje nietknięte po schłodzeniu poniżej temperatury Néela w której następuje porządkowanie anyferromagnetyczne.

Można spekulować, że brak sprzężenia pomiędzy CDW typu q_2 i magnetyzmem stoi również za wyraźnym obniżeniem temperatury porządkowania magnetycznego w RNiC_2 z późnymi lantanowcami, począwszy od $R = \text{Dy}$, od którego rodzaj CDW przechodzi z typu q_1 na q_2 i równocześnie wektor propagacji magnetycznej zmienia się z $q = (0.5, 0.5, 0)$ na inny - $(0, 0, 1)$ dla ErNiC_2 i TmNiC_2 lub $(0, 0, 1)$ z dodatkami niewspółmiernych wektorów $(0.47, 0.36, 0.935)$ i $(0.50, 0.33, 0.86)$ dla DyNiC_2 i HoNiC_2) [46, 47, 53]. Naturalnie za tą obserwacją mogą stać również inne efekty, takie jak udział pola krystalicznego.

Ważnym osiągnięciem jest również fakt iż udało mi się przewycieżyć ograniczenia płynące z polikrystalicznego charakteru próbek badanych we wszystkich pracach z wyłączeniem ostatniej [H9]. Relacje pomiędzy CDW i magnetyzmem udało mi się skutecznie uchwycić z pomocą technik transportowych, które pozwalając na śledzenie koncentracji i ruchliwości nośników ładunku niebezpośrednio, ale wiernie odzwierciedlają zachowanie fal gęstości ładunku. Skuteczność stosowanych przeze mnie metod została później potwierdzona poprzez badania dyfrakcyjne na próbkach monokrystalicznych przeprowadzonych przez niezależne grupy. Ukoronowaniem i jednocześnie zamknięciem cyklu jest praca [H9], w której bezpośrednio udowodniłem wysnutą i uprawdopodobnioną w pracy [H7] hipotezę o koegzystencji CDW typu q_2 ze wszystkimi elementami magnetycznego diagramu fazowego TmNiC_2 . Mimo iż badania w tym obszarze prowadzę już od 2015 roku, drogę do tego od dawna upragnionego eksperymentu utorowała współpraca z grupą profesora Herwiga Michora z Politechniki Wiedeńskiej.

Publikacje stanowiące cykl habilitacyjny nie kończą mojej pracy nad rodziną RNiC_2 , choć zamykają pewien jej rozdział. Kolejne badania są i będą prowadzone w ciągłej współpracy z Politechniką Wiedeńską.

Literatura

- [1] Zhang, S.-C. *Science* **275**(5303), 1089–1096 (1997).
- [2] Gerber, S., Jang, H., Nojiri, H., Matsuzawa, S., Yasumura, H., Bonn, D. A., Liang, R., Hardy, W. N., Islam, Z., Mehta, A., Song, S., Sikorski, M., Stefanescu, D., Feng, Y., Kivelson, S. A., Devereaux, T. P., Shen, Z.-X., Kao, C.-C., Lee, W.-S., Zhu, D., and Lee, J.-S. *Science* **350**(6263), 949–952 (2015).
- [3] Miao, H., Ishikawa, D., Heid, R., Le Tacon, M., Fabbri, G., Meyers, D., Gu, G. D., Baron, A. Q. R., and Dean, M. P. M. *Phys. Rev. X* **8**, 011008 (2018).

- [4] Choi, J., Ivashko, O., Blackburn, E., Liang, R., Bonn, D. A., Hardy, W. N., Holmes, A. T., Christensen, N. B., Hückler, M., Gerber, S., Gutowski, O., Rütt, U., Zimmermann, M. v., Forgan, E. M., Hayden, S. M., and Chang, J. *Nature Communications* **11**(1), 990 (2020).
- [5] Fumega, A. O., Gobbi, M., Dreher, P., Wan, W., González-Orellana, C., Peña-Díaz, M., Rogero, C., Herrero-Martín, J., Gargiani, P., Ilyn, M., Ugeda, M. M., Pardo, V., and Blanco-Canosa, S. *The Journal of Physical Chemistry C* **123**(45), 27802–27810 (2019).
- [6] Coelho, P. M., Nguyen Cong, K., Bonilla, M., Kolekar, S., Phan, M.-H., Avila, J., Asensio, M. C., Oleynik, I. I., and Batzill, M. *The Journal of Physical Chemistry C* **123**(22), 14089–14096 (2019).
- [7] Kawasaki, S., Li, Z., Kitahashi, M., Lin, C. T., Kuhns, P. L., Reyes, A. P., and Zheng, G.-q. *Nature Communications* **8**(1), 1267 (2017).
- [8] D’Souza, S. W., Rai, A., Nayak, J., Maniraj, M., Dhaka, R. S., Barman, S. R., Schlagel, D. L., Lograsso, T. A., and Chakrabarti, A. *Phys. Rev. B* **85**, 085123 (2012).
- [9] Teng, X., Oh, J. S., Tan, H., Chen, L., Huang, J., Gao, B., Yin, J.-X., Chu, J.-H., Hashimoto, M., Lu, D., Jozwiak, C., Bostwick, A., Rotenberg, E., Granroth, G. E., Yan, B., Birgeneau, R. J., Dai, P., and Yi, M. *Nature Physics* (2023).
- [10] Salters, T. H., Orlandi, F., Berry, T., Khoury, J. F., Whittaker, E., Manuel, P., and Schoop, L. M. *Phys. Rev. Mater.* **7**, 044203 (2023).
- [11] *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **223**(1154), 296–305 (1954).
- [12] *Quantum Theory of Solids*. Oxford University Press, (1955).
- [13] Johannes, M. D. and Mazin, I. I. *Phys. Rev. B* **77**, 165135 (2008).
- [14] Eiter, H.-M., Lavagnini, M., Hackl, R., Nowadnick, E. A., Kemper, A. F., Devereaux, T. P., Chu, J.-H., Analytis, J. G., Fisher, I. R., and Degiorgi, L. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **110**(1), 64–69 (2013).
- [15] Zhu, X., Cao, Y., Zhang, J., Plummer, E. W., and Guo, J. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **112**(8), 2367–2371 (2015).
- [16] Bouaziz, J., Mendive-Tapia, E., Blügel, S., and Staunton, J. B. *Phys. Rev. Lett.* **128**, 157206 (2022).
- [17] Kurumaji, T., Nakajima, T., Hirschberger, M., Kikkawa, A., Yamasaki, Y., Sagayama, H., Nakao, H., Taguchi, Y., Arima, T., and Tokura, Y. *Science* **365**(6456), 914–918 (2019).

-
- [18] Wang, Z., Su, Y., Lin, S.-Z., and Batista, C. D. *Phys. Rev. Lett.* **124**, 207201 (2020).
- [19] Rhyee, J.-S., Lee, K. H., Lee, S. M., Cho, E., Kim, S. I., Lee, E., Kwon, Y. S., Shim, J. H., and Kotliar, G. *Nature* **459**, 965 EP – (2009).
- [20] Lei, S., Lin, J., Jia, Y., Gray, M., Topp, A., Farahi, G., Klemenz, S., Gao, T., Rodolakis, F., McChesney, J. L., Ast, C. R., Yazdani, A., Burch, K. S., Wu, S., Ong, N. P., and Schoop, L. M. *Science Advances* **6**(6), eaay6407 (2020).
- [21] Bodak, O. I. and Marusin, E. P. *Dopov. Akad. Nauk Ukr. SSR Ser. A*(12), 1048 (1979).
- [22] Jeitschko, W. and Gerss, M. H. *Journal of the Less Common Metals* **116**(1), 147–157 (1986).
- [23] Momma, K. and Izumi, F. *Journal of Applied Crystallography* **44**(6), 1272–1276 (2011).
- [24] Shimomura, S., Hayashi, C., Asaka, G., Wakabayashi, N., Mizumaki, M., and Onodera, H. *Physical Review Letters* **102**(7), 076404 (2009).
- [25] Yamamoto, N., Kondo, R., Maeda, H., and Nogami, Y. *Journal of the Physical Society of Japan* **82**(12), 123701 (2013).
- [26] Shimomura, S., Hayashi, C., Hanasaki, N., Ohnuma, K., Kobayashi, Y., Nakao, H., Mizumaki, M., and Onodera, H. *Physical Review B* **93**(16), 165108 (2016).
- [27] da Silva Neto, E. H., Aynajian, P., Frano, A., Comin, R., Schierle, E., Weschke, E., Gyenis, A., Wen, J., Schneeloch, J., Xu, Z., Ono, S., Gu, G., Le Tacon, M., and Yazdani, A. *Science* **343**(6169), 393–396 (2014).
- [28] Chang, J., Blackburn, E., Holmes, A. T., Christensen, N. B., Larsen, J., Mesot, J., Liang, R., Bonn, D. A., Hardy, W. N., Watenphul, A., Zimmermann, M. v., Forgan, E. M., and Hayden, S. M. *Nature Physics* **8**(12), 871–876 (2012).
- [29] Kogar, A., Zong, A., Dolgirev, P. E., Shen, X., Straquadine, J., Bie, Y.-Q., Wang, X., Rohwer, T., Tung, I.-C., Yang, Y., Li, R., Yang, J., Weathersby, S., Park, S., Kozina, M. E., Sie, E. J., Wen, H., Jarillo-Herrero, P., Fisher, I. R., Wang, X., and Gedik, N. *Nature Physics* **16**(2), 159–163 (2020).
- [30] Hanasaki, N., Nogami, Y., Kakinuma, M., Shimomura, S., Kosaka, M., and Onodera, H. *Physical Review B* **85**(9), 092402 (2012).
- [31] Tiedje, T., Carolan, J. F., Berlinsky, A. J., and Weiler, L. *Canadian Journal of Physics* **53**, 1593 (1975).
- [32] Nagaosa, N., Sinova, J., Onoda, S., MacDonald, A. H., and Ong, N. P. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539–1592 (2010).

- [33] Hanasaki, N., Shimomura, S., Mikami, K., Nogami, Y., Nakao, H., and Onodera, H. *Phys. Rev. B* **95**, 085103 (2017).
- [34] Murase, M., Tobo, A., Onodera, H., Hirano, Y., Hosaka, T., Shimomura, S., and Wakabayashi, N. *Journal of the Physical Society of Japan* **73**(10), 2790–2794 (2004).
- [35] Motoya, K., Nakaguchi, K., Kayama, N., Inari, K., Akimitsu, J., Izawa, K., and Fujita, T. *Journal of the Physical Society of Japan* **66**(4), 1124–1129 (1997).
- [36] Pecharsky, V. K., Miller, L. L., and Gschneidner, K. A. *Phys. Rev. B* **58**, 497–502 (1998).
- [37] Onodera, H., Koshikawa, Y., Kosaka, M., Ohashi, M., Yamauchi, H., and Yamaguchi, Y. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **182**(1), 161 – 171 (1998).
- [38] Krishna-murthy, H. R., Wilson, K. G., and Wilkins, J. W. *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1101–1104 (1975).
- [39] Lai, Y., Bone, S. E., Minasian, S., Ferrier, M. G., Lezama-Pacheco, J., Mocko, V., Ditter, A. S., Kozimor, S. A., Seidler, G. T., Nelson, W. L., Chiu, Y.-C., Huang, K., Potter, W., Graf, D., Albrecht-Schmitt, T. E., and Baumbach, R. E. *Phys. Rev. B* **97**, 224406 (2018).
- [40] Onodera, H., Ohashi, M., Amanai, H., Matsuo, S., Yamauchi, H., Yamaguchi, Y., Funahashi, S., and Morii, Y. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **149**(3), 287 – 296 (1995).
- [41] Kotsanidis, P., Yakinthos, J., and Gamari-Seale, E. *Journal of the Less Common Metals* **152**(2), 287 – 294 (1989).
- [42] Koshikawa, Y., Onodera, H., Kosaka, M., Yamauchi, H., Ohashi, M., and Yamaguchi, Y. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **173**(1), 72 – 82 (1997).
- [43] Long, Y., Zheng, C. Z., Luo, J. L., Cheng, Z. J., and He, Y. S. *Journal of Applied Physics* **89**(6), 3523–3525 (2001).
- [44] Schäfer, W., Kockelmann, W., Will, G., Yakinthos, J., and Kotsanidis, P. *Journal of Alloys and Compounds* **250**(1–2), 565 – 568 (1997).
- [45] Schäfer, W., Will, G., Yakinthos, J., and Kotsanidis, P. *Journal of Alloys and Compounds* **180**(1–2), 251 – 257 (1992).
- [46] Yakinthos, J., Kotsanidis, P., Schäfer, W., and Will, G. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **89**(3), 299 – 303 (1990).
- [47] Yakinthos, J., Kotsanidis, P., Schäfer, W., and Will, G. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **102**(1), 71–73 (1991).

- [48] McMillan, W. L. *Phys. Rev. B* **12**, 1187–1196 (1975).
- [49] Steiner, S., Michor, H., Sologub, O., Hinterleitner, B., Höfenstock, F., Waas, M., Bauer, E., Stöger, B., Babizhetskyy, V., Levytskyy, V., and Kotur, B. *Phys. Rev. B* **97**, 205115 (2018).
- [50] Maeda, H., Kondo, R., and Nogami, Y. *Phys. Rev. B* **100**, 104107 (2019).
- [51] Takahashi, H., Okazaki, R., Yasui, Y., and Terasaki, I. *Phys. Rev. B* **84**, 205215 (2011).
- [52] Ishiwata, S., Shiomi, Y., Lee, J. S., Bahramy, M. S., Suzuki, T., Uchida, M., Arita, R., Taguchi, Y., and Tokura, Y. *Nature Materials* **12**(6), 512–517 (2013).
- [53] Yakinthos, J., Kotsanidis, P., Schäfer, W., Kockelmann, W., Will, G., and Reimers, W. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **136**(3), 327–334 (1994).

5 Inne osiągnięcia naukowe

Pośród pozostałych osiągnięć naukowych wyróżnić można przede wszystkim dwa, związane odpowiednio ze studiami doktoranckimi oraz stażem podoktorskim.

5.1 Opis fal gęstości ładunku w brązach $A_x(\text{PO}_2)_4(\text{WO}_3)_{2m}$

Głównym osiągnięciem moich studiów doktoranckich, które odbyłem na Université de Caen i w Laboratorium CRISMAT, jest opis stanu CDW w rodzinie brązów opisanych wzorem $A_x(\text{PO}_2)_4(\text{WO}_3)_{2m}$ (gdzie m jest liczbą całkowitą). W szczególności, na to osiągnięcie składają się:

- Analiza charakteru przejścia fazowego w $K_x\text{P}_4\text{W}_8\text{O}_{32}$ wraz z wykazaniem że CDW jest pośrednio spowodowane przez strukturalną przemianę związaną z porządkowaniem atomów potasu.
- Wykazanie na przykładzie związku $\text{P}_4\text{W}_{12}\text{O}_{44}$ że obecność lekkich nośników związanych z kieszeniami pozostałymi po niepełnej dekompozycji powierzchni Fermiego prowadzi do silnych odpowiedzi w efekcie Nernsta.

Wyniki związane z tym osiągnięciem, wspomniane również w punkcie 6.1, zostały opublikowane w pracach:

- D2 **K. Kolincio**, O. Pérez, S. Hébert, P. Fertey, A. Pautrat,
Detailed investigation of the phase transition in $K_x\text{P}_4\text{W}_8\text{O}_{32}$ and experimental arguments for a charge density wave due to hidden nesting,
Physical Review B, **93** (2016), 235126
- D3 **K.K. Kolincio**, R. Daou, O. Pérez, Laurent Guérin, P. Fertey, A. Pautrat,
Giant Nernst effect in the incommensurate charge density wave state of $\text{P}_4\text{W}_{12}\text{O}_{44}$,
Physical Review B, **94** (2016), 241118(R), Rapid Communication

5.2 Opis skalarnej chiralności spinowej niesionej przez termiczne fluktuacje

Głównym osiągnięciem mojego stażu podoktorskiego, który odbyłem w RIKEN Center for Emergent Matter Science w Wako (Japonia) jest opis skalarnej chiralności spinowej pochodzącej od termicznie fluktuujących spinów w metalicznych materiałach magnetycznych. W szczególności tworzą je:

- Odkrycie, za pomocą badania efektów transportowych, niezerowej skalarnej chiralności spinowej, niesionej przez krótkotrwałą niewspółpłaszczyznową konfigurację spinów w $\text{Nd}_3\text{Ru}_4\text{Al}_{12}$ wraz ze znalezieniem argumentów przemawiających za koniecznością opisywania tego efektu w przestrzeni odwrotnej, w przypadku silnie metalicznych związków magnetycznych.
- Odkrycie i zbadanie wpływu geometrii podsieci spinowej na powstawanie lub wygaszanie się efektów skalarnej chiralności spinowej, wraz z zaproponowaniem klasyfikacji podsieci spinowych odpowiednio wspierających i wygaszających to zjawisko.

Na to osiągnięcie, wspomniane też w punkcie 6.2, składają się publikacje:

- P6 **K. K. Kolincio**, M. Hirschberger, J. Masell, S. Gao, A. Kikkawa, Y. Taguchi, T.-h. Arima, N. Nagaosa, Y. Tokura,
Large Hall and Nernst responses from thermally induced spin chirality in a spin-trimer ferromagnet,
Proceedings of the National Academy of Sciences USA (PNAS) **118** (2021) e2023588118
- P7 **K. K. Kolincio**, M. Hirschberger, J. Masell, T.-h. Arima, N. Nagaosa, Y. Tokura,
Kagome lattice promotes chiral spin fluctuations
Physical Review Letters **130** (2023) 136701

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

6.1 Okres przed uzyskaniem stopnia doktora

Jako student szczególnie zainteresowałem się tematyką nadprzewodnictwa i materiałów nadprzewodzących. Pod kierownictwem prof. dr hab. inż. Marii Gazdy, która została też promotorem mojej pracy magisterskiej, prowadziłem badania eksperymentalne na temat wytwarzania i charakteryzacji teksturowanych nadprzewodników wysokotemperaturowych z rodziny miedzanów. Badania obejmowały również

syntezę i wzrost monokryształów innych materiałów, takich jak kobałtyty z układu Bi–Ca–Co–O. Głównymi metodami którymi się posługiwałem, obok syntezy polikrystalicznych materiałów metodą reakcji w fazie stałej, była synteza i wzrost kryształów w roztopionej soli. Oprócz obronionej pracy magisterskiej, miałem okazję zaprezentować swoje wyniki w formie posteru na Krajowej Szkole Nadprzewodnictwa w Ostrowie Wielkopolskim w 2009 roku oraz udało mi się opublikować pracę pokonferencyjną, będącą moim pierwszym artykułem naukowym:

D1 **K. Kolincio**, K. Gdula, A. Mielewczyk, T. Izdebski, M. Gazda
Molten Salt Synthesis of Conducting and Superconducting Ceramics,
Acta Physica Polonica A, **118** (2010), 326

Po ukończeniu studiów magistersko-inżynierskich uzyskałem stypendium doktor-skie rządu francuskiego, przewidziane zwykle dla obywateli Francji, i rozpocząłem pracę w Laboratoire de Cristallographie et Sciences des Matériaux (CRISMAT) w Caen, równocześnie ze studiami w szkole doktorskiej Ecole Doctorale Sciences Des Structures, De L'information, De La Matière Et Des Matériaux (SIMEM) na Université de Caen. Opiekunami naukowymi i promotorami w moim przewodzie doktorskim zostali Sylvie Hébert i Alain Pautrat, pod których okiem zdobywałem doświadczenie z zakresu badań transportowych i magnetotransportowych. Blisko współpracowałem również z Olivierem Pérezem, od którego uczyłem się metod wzrostu kryształów oraz rentgenowskich technik badania struktury. Podczas doktoratu badałem przede wszystkim związki z rodziny monofosforanowych brązów wolframowych, opisywanych ogólnym wzorem $(\text{PO}_2)_4(\text{WO}_3)_{2m}$ lub $A_x(\text{PO}_2)_4(\text{WO}_3)_{2m}$, gdzie $A = \text{Na}, \text{K}, \text{Rb}$ lub Pb .

Moim pierwszym, i najważniejszym zadaniem było zbadanie charakteru przejścia fazowego w $\text{K}_x\text{P}_4\text{W}_8\text{O}_{32}$, którego natura nie była jasna. Łącząc metody rentgenowskie z wykorzystaniem promieniowania synchrotronowego (linia CRISTAL synchrotronu Soleil, w Orsay) ze szczegółowym badaniem własności transportowych i termoelektrycznych udało nam się udowodnić istnienie fal gęstości ładunku spełniającego kryteria modelu ze słabym sprzężeniem elektron-fonon. Wykazaliśmy jednocześnie, że formacja fal gęstości ładunku, mimo wykazywania zagnieżdżania powierzchni Fermiego i usunięcia części wolnych nośników ładunku z pasma przewodnictwa, zachodzi w niekonwencjonalny sposób, i pobudzana jest przy przejściu fazowym związanym z porządkowaniem jonów potasu w sześciokątnych tunelach. Wyniki te opublikowaliśmy w pracy [D2].

We współpracy z z Ramzym Daou udało nam się również zaobserwować nie tylko niezerowy, ale całkiem silny efekt Nernsta w innym związku z tej rodziny - $\text{P}_4\text{W}_{12}\text{O}_{44}$. Pojawia się on ze względu na fakt, że redukcja koncentracji nośników, idąca w parze ze zwiększeniem ruchliwości nośników pozostałych po niepełnym zagnieżdżaniu przekłada się na zwiększenie stosunku ruchliwości do energii Fermiego $\frac{\mu}{E_F}$. Ten stosunek, zgodnie z relacją Motta decyduje o wielkości obserwowanego efektu Nernsta, a maksymalizująca go przemiana Peierlsa, dekomponująca powierzchnie Fermiego pozwala na osiągnięcie pułapów obserwowanych w materiałach ciężko-fermionowych. Wyniki opublikowaliśmy w pracy [D3].

Prace naukowe, stanowiące główne osiągnięcie studiów doktoranckich (wymienione też w punkcie 5.1 i których wyniki były podstawą doktoratu ukazały się po obronie:

- D2 **K. Kolincio**, O. Pérez, S. Hébert, P. Fertey, A. Pautrat,
Detailed investigation of the phase transition in $K_xP_4W_8O_{32}$ and experimental arguments for a charge density wave due to hidden nesting,
Physical Review B, **93** (2016), 235126
- D3 **K.K. Kolincio**, R. Daou, O. Pérez, Laurent Guérin, P. Fertey, A. Pautrat,
Giant Nernst effect in the incommensurate charge density wave state of $P_4W_{12}O_{44}$,
Physical Review B, **94** (2016), 241118(R), Rapid Communication

6.2 Okres po uzyskaniu stopnia doktora

Poza głównym wątkiem badań związanych z korelacjami pomiędzy magnetyzmem i falami gęstości ładunku w rodzinie $RNiC_2$, po powrocie na Politechnikę Gdańską, włączałem się też do innych projektów nad którymi pracował zespół którego ówczesnie byłem członkiem. Moja rola polegała przede wszystkim na pomocy w przeprowadzeniu lub interpretacji wyników badań transportowych nowych lub słabo zbadanych materiałów, przeważnie międzymetalicznych. Między innymi brałem udział w badaniu własności takich materiałów jak Pr_3Ir wykazujący cechy szkła spinowego, czy $NpPt_2In_7$ z uporządkowaniem antyferromagnetycznym. Zaowocowało to publikacjami [P1] i [P2]:

- P1 K. Górnicka, **K.K. Kolincio**, T. Klimczuk,
Spin-glass behavior in a binary Pr_3Ir intermetallic compound
Intermetallics **100** (2018), 63
- P2 T. Klimczuk, A.B. Shick, S. Khmelevskyi, A.L. Kozub, **K.K. Kolincio**, J.-C. Griveau, E. Colineau, R. Eloirdi, R. Caciuffo,
Structural and physical characterization of $NpPt_2In_7$
Journal of Alloys and Compounds **768** (2018), 852
- Dodatkowo, we współpracy z grupą prof. Valerii Rodionowej z Uniwersytetu w Królewcu, badałem własności transportowe i magnetoransportowe magnetyków z rodziny $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$, gdzie dominujący wkład do magnetooporu wnosi rozpraszanie związane z nieporządkiem spinowym. Współpraca zakończyła się pracą [P3]:
- P3 K.V. Sobolev, **K.K. Kolincio**, A. Emelyanov, A. Mielewczyk-Gryń, M. Gazda, M. Roman, A. Pazniak, V. Rodionova,
Evolution of magnetic and transport properties in $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$ MAX-phase synthesized by arc melting technique
Journal of Magnetism and Magnetic Materials **493** (2020), 165642

Niezależnie od zadań bezpośrednio wpisujących się w działalność mojej ówczesnej grupy, w tym okresie kontynuowałem współpracę z grupą w Caen. Wspólne badania obejmowały kontynuację tematów związanych z falami gęstości ładunku w rodzinie

brązów fosforowych. W jednym z projektów kontynuowaliśmy badania nad związkiem $\text{Na}_{1.5}(\text{PO}_2)_4(\text{WO}_3)_{20}$, w którym zaobserwowaliśmy wystąpienie dwóch, wzajemnie antagonistycznych efektów kwantowych: słabej lokalizacji nośników ładunku oraz oscylacji Shubnikova-de Haasa w magnetooporze. Jednoczesne występowanie obu tych efektów jest niespodziewane, ponieważ podczas gdy pierwszy z nich pochodzi od nieporządku obecnego w materiale, drugi jest silnie tłumiony właśnie przez nieporządek i zaobserwować go można zwykle w czystych i niezdefektowanych materiałach. Wstępne wyniki (badania transportowe) uzyskane podczas studiów doktorskich zostały uzupełnione o obliczenia struktury elektronowej które przygotowali Enric Canadell i Pere Alemany, odpowiednio z Institut de Ciència de Materials de Barcelona (ICMAB-CSIC) i Uniwersytetu w Barcelonie oraz o dyfrakcję rentgenowską z udziałem promieniowania synchrotronowego (linia ID28 synchrotronu ESRF), przy współpracy z Elen Duverger-Nédellec, ówczesnie z Uniwersytetu Karola w Pradze. Wyniki zostały opublikowane w pracy [P4].

Współpraca z laboratorium CRISMAT zaowocowała w tym okresie jeszcze jedną publikacją [P5], nie zawierającą już żadnych danych z doktoratu. Ten projekt obejmował transportowe oraz strukturalne badania związku $\text{P}_4\text{W}_{16}\text{O}_{56}$, w którym udało się odkryć szereg metastabilnych przejść fazowych, związanych z rywalizującymi stanami CDW.

- P4 **K.K. Kolincio**, O. Pérez, E. Canadell, P. Alemany, E. Duverger-Nédellec, A. Minelli, A. Bosak, A. Pautrat,
Weak localization competes with the quantum oscillations in a natural electronic superlattice: The case of $\text{Na}_{1.5}(\text{PO}_2)_4(\text{WO}_3)_{20}$
 Physical Review B **101** (2020), 161117(R), Rapid Communication

- P5 E. Duverger-Nédellec, A. Pautrat, **K.K. Kolincio**, L. Hervé, O. Pérez,
Cascading transitions toward unconventional charge density wave states in the quasi-two-dimensional monophosphate tungsten bronze $\text{P}_4\text{W}_{16}\text{O}_{56}$
 IUCrJ **7** (2020), 184

W październiku 2018 roku uzyskałem staż doktorski w Center for Emergent Matter Science (CEMS), będącym częścią Instytutu RIKEN i mieszczącym się w Wako-shi (część aglomeracji tokijskiej) w Japonii. Pracowałem w grupie Strong Correlation Physics Research Group, którą kieruje profesor Yoshinori Tokura.

Przedmiotem moich badań, prowadzonych głównie za pomocą metod transportowych, było poszukiwanie dowodów oraz opis skończonej chiralności spinowej (rozumianej jako iloczyn mieszany trzech sąsiadujących spinów $\chi_{ijk} = \mathbf{S}_i \cdot (\mathbf{S}_j \times \mathbf{S}_k)$), realizowanej przez chwilową bądź uśrednioną orientację termicznie fluktuujących spinów. Zaowocowało to do tej pory dwiema publikacjami, będącymi głównym osiągnięciem stażu podoktorskiego, wymienionym też w punkcie 5.2:

- P6 **K. K. Kolincio**, M. Hirschberger, J. Masell, S. Gao, A. Kikkawa, Y. Taguchi, T.-h. Arima, N. Nagaosa, Y. Tokura,
Large Hall and Nernst responses from thermally induced spin chirality in a spin-trimer ferromagnet,

Proceedings of the National Academy of Sciences USA (PNAS) **118** (2021) e2023588118

P7 **K. K. Kolincio**, M. Hirschberger, J. Masell, T.-h. Arima, N. Nagaosa, Y. Tokura,
Kagome lattice promotes chiral spin fluctuations
Physical Review Letters **130** (2023) 136701

Praca [P6] poświęcona była obserwacji i opisowi skalarnej chiralności spinowej w $\text{Nd}_3\text{Ru}_4\text{Al}_{12}$ - metalicznym związku wykazującym uporządkowanie ferromagnetyczne poniżej temperatury Curie $T_C = 40$ K i wykazującym strukturę w której jony Nd^{3+} są ułożone w oddychającą sieć kagomé, zbudowaną z naprzemiennie ułożonych trójkątów równobocznych o dwóch różnych rozmiarach.

Praca [P7] natomiast zawiera porównawczą analizę odpowiedzi transportowych w dwóch materiałach o podobnych właściwościach, ale odmiennej geometrii podsieci spinowych - $\text{Gd}_3\text{Ru}_4\text{Al}_{12}$, izostrukturnego z wspomnianym wyżej $\text{Nd}_3\text{Ru}_4\text{Al}_{12}$, oraz Gd_2PdSi_3 , z jonami Gd^{3+} ułożonymi w nieskończoną sieć równobocznych trójkątów. Głównymi osiągnięciami tej pracy są pokazanie kluczowej roli jaką przy uzyskiwaniu skończonej χ niesionej przez fluktuacje spinowe odgrywa zróżnicowana geometria sieci spinowej (złożonej z co najmniej dwóch różnych wielokątów), oraz zaproponowanie klasyfikacji sieci na takie, w których χ odpowiednio zanika, lub unika zanikania przy sumowaniu po większym obszarze.

Oprócz rozwijania metod badań transportowych, podczas stażu doktorskiego uczyłem się również technik badań struktur magnetycznych z użyciem promieniowania rentgenowskiego w szczególności z wykorzystaniem REXS, (Resonant Elastic X-ray Scattering) oraz dyfrakcji neutronów. Brałem udział łącznie w sześciu czasach pomiarowych na synchrotronie Photon Factory w Tsukubie (metody rentgenowskie), oraz kierowałem jednym czasem pomiarowym (dyfrakcja neutronów) w ośrodku J-PARC (Japan Photon Accelerator Research Complex) w Tokai. Do tej pory ukazała się jedna publikacja zawierająca dane z wyżej wymienionych czasów pomiarowych:

P8 M. Hirschberger, B. G. Szigeti, M. Hemmida, M. M. Hirschmann, S. Esser, H. Ohsumi, Y. Tanaka, L. Spitz, S. Gao, **K. K. Kolincio**, H. Sagayama, H. Nakao, Y. Yamasaki, L. Forró, H.-A. Krug von Nidda, I. Kezsmarki, T.-h. Arima, Y. Tokura
Lattice-commensurate skyrmion texture in a frustrated breathing kagome magnet
npj Quantum Materials **9**, 45, (2024)

Jest ona poświęcona badaniu sieci skyrmionowej w $\text{Gd}_3\text{Ru}_4\text{Al}_{12}$, z użyciem przede wszystkim techniki REXS, a jej głównym osiągnięciem demonstrująca współmierność sieci skyrmionowej z siecią krystaliczną.

Współpracę z grupą w której odbywałem staż doktorski kontynuuję do dzisiaj, w tym do marca 2025 jako naukowiec wizytujący (visiting researcher). Współpracuję również z grupą prof. Maxa Hirschbergera z Uniwersytetu Tokijskiego. W ramach wspólnych działań po zakończeniu stażu brałem udział w trzech czasach pomiarowych na synchrotronie DESY Petra III w Hamburgu. Wyniki są w trakcie opracowywania

i przygotowania do publikacji.

Po powrocie ze stażu doktorskiego powróciłem do pracy na moim macierzystym Wydziale, ale w nowym zespole - od 2021 roku jestem członkiem Zakładu Fizyki Materiałów. W dalszym ciągu zajmuję się badaniem efektów kwantowych w materiałach uporządkowanych magnetycznie lub elektronowo. Fundamentem mojej obecnej pracy badawczej jest współpraca zagraniczna. Ważną jej gałęzią jest współpraca z grupą prof. Herwiga Michora z Politechniki Wiedeńskiej. W istotny sposób wpomógł ją wspólny projekt "Badanie struktury elektronowej i magnetycznej międzymetalicznych węglików zawierających jony metali ziem rzadkich" w ramach grantu przyznanego przez Narodową Agencję Wymiany Akademickiej (NAWA) w programie Austria 2021. W ramach tego projektu udało nam się uzyskać czas pomiarowy na synchrotronach ESRF w Grenoble, oraz DESY Petra III w Hamburgu. W ostatnim czasie do współpracy dołączyli również Simone Di Cataldo i jego student Valerio Tammurello z Uniwersytetu w Rzymie (Sapienza Università di Roma), którzy wspierają nas obliczeniami struktur elektronowych i fononowych. Oprócz prac [H8] i [H9] będących częścią osiągnięcia habilitacyjnego, owocem dotychczasowej współpracy jest publikacja [P9]:

- P9 M. Roman, S. Di Cataldo, B. Stöger, L. Reisinger, E. Morineau, **K. K. Kolincio**, H. Michor
Competing charge density wave phases in $YNiC_2$
Physical Review B **111**, 195101, (2025),

w której opisaliśmy rywalizację dwóch stanów CDW (typu q_1 i q_2), na gruncie struktury elektronowej oraz fononowej z decydującym wkładem sieciowego stopnia swobody przy formacji fal gęstości ładunku w tym materiale.

Bardzo istotna jest dla mnie ciągła współpraca z Laboratorium CRISMAT, również w ramach projektu zrealizowanego pod egidą NAWA. Projekt nosi tytuł "Nowe kwantowe i quasi-niskowymiarowe materiały tlenkowe", a stronę francuską reprezentowali Alain Pautrat i Olivier Pérez, z którymi nieprzerwanie współpracuję od początku mojego doktoratu. W ramach tej współpracy badaliśmy i badamy nowe fazy w rodzinie niskowymiarowych materiałów tlenkowych, wykazujących fale gęstości ładunku i/lub nadprzewodnictwo oraz pewne cechy magnetyzmu. W rzeczonym projekcie i poza nim współpracowaliśmy i współpracujemy również z Elen Duverger-Nédellec z uniwersytetu w Bordeaux.

6.3 Dane bibliograficzne

W poniższym zestawieniu wyszczególniłem parametry bibliometryczne mojego dorobku naukowego, opracowane na podstawie Web of Science. Dla prac wydanych w 2025 roku przyjąłem ostatnią dostępną wartość współczynnika wpływu (impact factor) dla czasopism w których zostały wydane - z rocznika 2024. Zestawienie zostało przygotowane według stanu na dzień 4 lipca 2025.

- Liczba publikacji: 21, w tym 20 po uzyskaniu stopnia doktora

- Liczba cytowań: 176, w tym 135 bez autocytowań
- Index Hirscha: 8
- Sumaryczny impact factor: 97.076
- Impact factor prac habilitacyjnych: 38.832

6.4 Kierowanie i udział w projektach naukowych

Kierowałem dwoma projektami międzynarodowymi, związanymi z moją działalnością badawczą po powrocie ze stażu podoktorskiego:

- *Nowe kwantowe i quasi-niskowymiarowe materiały tlenkowe*, w ramach programu PHC Polonium (numer projektu: BPN/BFR/2021/1/00042), pod egidą Narodowej Agencji Wymiany Akademickiej (NAWA). Projekt miał charakter bilateralnej wymiany naukowców i ukierunkowany był na współpracę z Laboratorium CRISMAT w Caen we Francji. Realizowany był od stycznia 2022 roku i trwał do końca 2023 roku. Podczas trwania tego projektu wspólnie z partnerami z Francji odkryliśmy szereg nowych, nieraportowanych dotąd w literaturze, faz w rodzinie MPTB, interkalowanych lub domieszkowanych jonami metali ziem rzadkich lub metali przejściowych, zbadaliśmy wpływ modyfikacji chemicznych na własności fizyczne. Publikacje z danymi uzyskanymi w ramach tego projektu są obecnie w przygotowaniu.
- *Badanie struktury elektronowej i magnetycznej międzymetalicznych węglików zawierających jony metali ziem rzadkich*, w ramach programu AUSTRIA 2021 organizowanego przez agencję NAWA (numer projektu: PPN/BAT/2021/1/00016). Projekt również miał charakter mobilnościowy i obejmował on współpracę z naukowcami z Politechniki Wiedeńskiej (Austria). Realizowany był od stycznia 2022 roku i trwał do końca 2023 roku. Projekt zaowocował do tej pory dwoma wspólnie uzyskanymi czasami pomiarowymi na synchrotronach DESY i ESRF, oraz publikacjami [H8] i [H9], oraz [P9], które zostały szerzej omówione we wcześniejszych rozdziałach.

6.5 Nagrody

Otrzymałem następujące nagrody za osiągnięcia naukowe:

- Indywidualna Nagroda Rektora Politechniki Gdańskiej III stopnia, za osiągnięcia publikacyjne - 2 razy, za osiągnięcia z lat 2021 i 2023
- Indywidualna Nagroda Rektora Politechniki Gdańskiej II stopnia, za osiągnięcia publikacyjne - 1 raz, za osiągnięcia z roku 2020
- Indywidualna Nagroda Rektora Politechniki Gdańskiej dla Młodych Pracowników Nauki, za osiągnięcia publikacyjne - dwukrotnie, za osiągnięcia z lat 2016 i 2018.

6.6 Udział w konferencjach naukowych

W latach 2009-2024 prezentowałem swoje wyniki na krajowych i zagranicznych konferencjach naukowych. Poniższa lista zawiera wyłącznie wystąpienia i plakaty które prezentowałem osobiście.

- XIV Krajowa Szkoła Nadprzewodnictwa, Nadprzewodnictwo i niejednorodne układy skondensowane, 13-17.10.2009, Ostrów Wielkopolski, **poster**: *Molten Salt Synthesis of Conducting and Superconducting Ceramics*
- Strongly Correlated Electronic Systems (SCES) 2017, Praga, Czechy, 17-21.07. 2017, **poster**: *Magnetic field induced suppression of charge density wave in $GdNiC_2$*
- Krajowe Sympozjum Użytkowników Promieniowania Synchrotronowego, Gdańsk, Polska, 4-7.09.2017, **poster**: *charge density waves and hidden nesting in $K_xP_4W_8O_{32}$ and $P_4W_{12}O_{44}$ bronzes*
- XVIII Krajowa Konferencja Nadprzewodnictwa, Krynica Morska, Polska, 8-13.10.2017, **referat** (wydłużony wykład) : *Interplay between magnetism and charge density waves in $RNiC_2$ ternary compounds ($R = Gd, Pr, Nd, Ce$)*
- The 21st International Conference on Solid Compounds of Transition Elements (SCTE 2018), Wiedeń, Austria, 25-29.03.2018, **wykład**: *Interaction between charge density wave and magnetism in $RNiC_2$ family*
- Strongly Correlated Electronic Systems (SCES) 2019, Okayama, Japonia 23-28.09.2019, **poster**: *Hall effect from thermally induced scalar spin chirality in manganite thin films*
- The 22nd International Conference on Solid Compounds of Transition Elements (SCTE 2021), Wrocław, Polska (z powodu pandemii COVID-19, konferencja odbyła się całkowicie online), 11-16.04, 2021, **wykład**: *Charge density wave, magnetism and enhanced mobility in ternary carbides $RNiC_2$*
- The IEEE 2021 Around-the-Clock Around-the-Globe Magnetism Conference, 24.08.2021, konferencja odbyła się całkowicie w trybie online, **wykład**: *Thermal fluctuations induced scalar spin chirality in a spin-trimer ferromagnet*
- Strongly Correlated Electronic Systems (SCES) 2021 (pierwotnie SCES 2020), Brazylia (z powodu pandemii COVID-19, konferencja odbyła się całkowicie online), 27.09.2021-02.10.2021, **wykład**: *Thermal fluctuations induced scalar spin chirality in spin-trimer ferromagnet probed by Hall and Nernst effect*
- XX Krajowa Konferencja Nadprzewodnictwa, Nowe fazy, koncepcje i zastosowania, Lublin, 22-26. 05. 2022, **wykład zaproszony**: *Spin chirality produced by thermal spin fluctuations*

- Strongly Correlated Electronic Systems (SCES) 2022, Amsterdam, Holandia 24-29.07.2022, **wykład**: *Spin chirality induced by thermal fluctuations*
- The IEEE 2022 Around-the-Clock Around-the-Globe Magnetism Conference, 31.08.2022, konferencja odbyła się całkowicie w trybie online, **poster**: *Spin chirality produced by thermal fluctuations*. Otrzymałem nagrodę za najlepszy poster na tej konferencji.
- XXI Krajowa Konferencja Nadprzewodnictwa, Materiały, Silne Korelacje, Topologia, Kraków, 22-26. 09. 2024, **wykład zaproszony**: *Chiral spin fluctuations: the role of lattice geometry*

6.7 Wykłady wygłoszone w jednostkach naukowych

- ODACE (Order and Disorder of Aperiodic Crystalline Edifices) Meeting, Laboratorium CRISMAT, Caen, Francja 12.07.2013 *Charge density waves in the mono phosphate tungsten bronzes: physical properties*
- Seminarium Katedralne, Katedra Fizyki Ciała Stałego, Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej. Politechnika Gdańska, 10.09.2015, *Własności fizyczne wybranych quasi-dwuwymiarowych tlenków*
- Seminarium Instytutowe, Laboratorium CRISMAT, Caen, Francja, 25.10.2017, *Interplay between magnetism and charge density waves in $R\text{NiC}_2$ ternary compounds ($R = \text{Gd}, \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Ce}$)*
- Seminarium Katedralne, Katedra Fizyki Ciała Stałego, Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej. Politechnika Gdańska, 18.09.2018, *O toksycznych relacjach - magnetyzm i fale gęstości ładunku w rodzinie $R\text{NiC}_2$ (R -ziemia rzadka)*
- Seminarium Instytutowe, Institute of Solid State Physics, TU Wien, Austria 13.12.2023, *Scalar spin chirality from thermal fluctuations*

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

7.1 Działalność dydaktyczna

W latach 2015-2016 byłem zatrudniony na etacie dydaktycznym, a od roku 2016 pracuję na etacie naukowo-dydaktycznym. W tym okresie, z wyłączeniem czasu spędzonego na stażu doktorskim, prowadziłem zajęcia dydaktyczne na wydziałach Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej, Inżynierii Lądowej i Środowiska, Mechanicznym oraz Chemicznym Politechniki Gdańskiej. Prowadziłem zajęcia z następujących przedmiotów:

- **Wykłady:** Fizyka I, Fizyka II, Fizyka Współczesna, Podstawy mineralogii, Krystalografia II, Własności transportowe materiałów i nadprzewodnictwo, Solid State Electronics and Nanoelectronics - ten ostatni w języku angielskim
- **Ćwiczenia rachunkowe:** Fizyka, Fizyka I, Fizyka II, Fizyka III, Repetytorium z fizyki, Fizyka współczesna
- **Laboratoria:** Elementy Mineralogii, Fizyka, Krystalografia, Krystalografia II, Materiały funkcjonalne, Fizyka fazy skondensowanej, Fizyka materiałów II, Elektryczność i magnetyzm, Zajęcia w Centrum Hevelianum
- **Seminaria:** Nanotechnologia, Elektronika ciała stałego, Elektronika ciała stałego i nanoelektronika, Język angielski w nanotechnologii, Język angielski w inżynierii materiałowej

Niezależnie od przedmiotów prowadzonych bezpośrednio w ramach studiów, prowadziłem też inne zajęcia w formie ćwiczeń rachunkowych, wraz ze wstępem teoretycznym:

- Kurs adaptacyjny dla studentów z Ukrainy w 2022 roku, w ramach programu "Solidarni z Ukrainą", finansowanego przez Narodową Agencję Wymiany Akademickie (NAWA)
- Kurs wyrównawczy z fizyki dla studentów przyjętych na pierwszy rok studiów w 2023 roku

W tym okresie byłem również promotorem dwóch prac magisterskich oraz dwóch inżynierskich. Recenzowałem 18 prac inżynierskich oraz trzy prace magisterskie, w tym jedną w języku angielskim.

Poza bezpośrednim prowadzeniem zajęć dydaktycznych oraz udziałem w procesie dyplomowania, od października 2021 roku pełnię funkcję opiekuna roku studiów inżynierskich na kierunku Nanotechnologia.

7.2 Działalność organizacyjna

W ramach działalności organizacyjnej, związanej pośrednio z prowadzoną działalnością badawczo-dydaktyczną wymienić można:

- Udział, jako członek komitetu organizacyjnego, w przygotowaniu i przeprowadzeniu XVIII Krajowej Konferencji Nadprzewodnictwa, która odbyła się w dniach 8-13.10.2017 w Krynicy Morskiej.
- Udział w organizacji zawodów II stopnia Ogólnopolskiej Olimpiady Fizycznej oraz recenzowaniu prac części teoretycznej w latach 2015-2018.
- Pełnienie roli jurora w finałach lokalnym oraz ogólnopolskim XVII edycji Konkursu Inżynierskiego *European BEST Engineering Competition (EBEC)* w 2023 roku.

7.3 Popularyzacja nauki

Działalnością popularyzatorską zajmowałem się jeszcze jako student. W tym czasie uczestniczyłem w pokazach fizycznych w ramach:

- Bałtyckiego Festiwalu Nauki na Politechnice Gdańskiej, w latach 2006-2009,
- Unijnego programu "Za rękę z Einsteinem" - w latach 2008 i 2009, w gimnazjach w Województwie Pomorskim.

Po powrocie na macierzystą uczelnię kontynuowałem udział w imprezach popularyzatorskich oraz projektach przez nią organizowanych. Obejmowało to:

- Przygotowanie i pokazy eksperymentów fizycznych podczas Bałtyckiego Festiwalu Nauki na Politechnice Gdańskiej, w latach 2016-2017 i 2025, oraz Pomorskiego Festiwalu Nauki w roku 2018,
- Wykłady i ćwiczenia rachunkowe w ramach unijnego programu "Zdolni z Pomorza" w 2017 i 2025 roku,
- Przygotowanie i pokazy eksperymentów fizycznych podczas Dnia Otwartego na Politechnice Gdańskiej w 2025 roku.

Podczas stażu podoktorskiego działalność popularyzatorska obejmowała wyłącznie:

- Pokazy eksperymentów fizycznych podczas dnia otwartego kampusu Wako, 20 kwietnia 2019

.....
(podpis wnioskodawcy)