Wykazanie uniwersalnego charakteru kwantowej poprawki Altshulera-Aronova w oporze elektrycznym nieuporządkowanych związków metalicznych

Daniel Gnida

Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych im. Włodzimierza Trzebiatowskiego

Polskiej Akademii Nauk

Wrocław, 12 kwiecień 2018

Załącznik 2. Autoreferat w języku polskim

1. Dane personalne

Imię i nazwisko: Daniel Gnida

Miejsce pracy: Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych im. Włodzimierza Trzebiatowskiego Polskiej Akademii Nauk we Wrocławiu
Oddział Badań Magnetyków
ul. Okólna 2, 50-422 Wrocław
Tel.: 71 394 246

2. Stopnie naukowe i dyplomy

14.11.2008 doktor nauk fizycznych, Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych Polskiej Akademii Nauk, Wrocław, tytuł rozprawy doktorskiej: "*Własności transportowe w strukturalnie nieuporządkowanych pniktochalkogenidkach metali typu MXY (M = Th, Zr, U)*", promotor: prof. dr. hab. Tomasz Cichorek

06.12.2002 magister inżynier inżynierii materiałowej, Wydział Inżynierii Materiałowej i Metalurgii, Politechnika Śląska, Gliwice, tytuł pracy dyplomowej: "*Ocena stabilności struktury powierzchni rozdziału faz kompozytu AK12-cząstki węgla szklistego*" dr hab. Jerzy Myalski,

czerwiec 1997 technik elektronik, Śląskie Techniczne Zakłady Naukowe, Katowice

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu

15.02.2018 – obecnie specjalista w Oddziale Badań Magnetyków, Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych Polskiej Akademii Nauk

01.02.2009 – 14.02.2018 adiunkt w Oddziale Badań Magnetyków, Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych Polskiej Akademii Nauk

1.08.2008 – 31.01.2009 fizyk w Oddziale Badań Magnetyków, Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych Polskiej Akademii Nauk

4. Tytuł osiągniecia naukowego

"Wykazanie uniwersalnego charakteru kwantowej poprawki Altshulera-Aronova w oporze elektrycznym nieuporządkowanych związków metalicznych"

4.1. Wykaz publikacji będących osiągnięciem naukowym

Podany jest „impact factor" (IF), cytowania (C) na podstawie bazy danych Web of Science (WoS) oraz mój wkład osobisty w autorstwo (WOA) publikacji.

H1. **D. Gnida**,
"Electronic Griffiths phase and quantum interference effects in disordered heavy-fermion systems",
Physical Review B 97, 081112(R) (2018)
IF = 3.836, C = 0, WOA =100 %

H2. **D. Gnida**,
"Origin of the $-|A|T^{1/2}$ term in the resistivity of disordered $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$",
Physical Review B 97, 134201 (2018)
IF = 3.836, C = 0, WOA = 100 %

H3. **D. Gnida**,
Comment on "Two-Channel Kondo Physics due to As Vacancies in the Layered Compound $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$",
Physical Review Letter 118, 259701 (2017)
IF = 8.462, C = 1, WOA = 100 %

H4. **D. Gnida**, M. Szlawska, P. Swatek, D. Kaczorowski,
"Interplay of atomic randomness and Kondo effect in disordered metallic conductor La_2NiSi_3",
Journal of Physics-Condensed Matter 28, 435602 (2016)
IF = 2.678, C = 0, WOA = 75 %

H5. **D. Gnida**, P. Wiśniewski, M. Szlawska, D. Kaczorowski,
"Quantum interference in disordered ferromagnet U_2NiSi_3",
Acta Physica Polonica A 127, 451 (2015)
IF = 0.469, IF(2015) = 0.525, C = 3, WOA = 65 %

H6. **D. Gnida**, N. Dominyuk, V. Zaremba, D. Kaczorowski,
"Influence of nonmagnetic disorder on specific heat and electrical resistivity in Kondo lattice system $CePd_{1-x}Ge_xIn$",
Journal of Alloys and Compounds 622, 681 (2015).
IF = 3.133, IF(2015) = 3.014, C = 2, WOA = 65 %

H7. M. Szlawska, **D. Gnida**, and D. Kaczorowski,
"Magnetic and electrical transport behavior in the crystallographically disordered compound U_2CoSi_3",
Phys. Rev. B 84, 134410 (2011).
IF = 3.836, IF(2011) = 3.691, C =12, WOA = 40 %

Całkowity IF publikacji [H1-H7] = 26.25. Oświadczenia habilitanta oraz współautorów publikacji określające indywidualny wkład własny w powstanie powyższych publikacji stanowi Załącznik 5.

4.2. Omówienie prac stanowiących osiągnięcie naukowe

4.2.1. Wstęp

Jeżeli ograniczymy się do przypadku przybliżenia elektronów niezależnych, wówczas zgodnie z teorią Blocha elektrony przewodnictwa w metalach poruszające się w idealnej okresowej sieci jonów nie będą ulegały rozpraszaniu [1, 2]. Rozpraszanie elektronów jest możliwe bowiem dzięki zaburzeniu periodycznego potencjału pochodzącego od sieci jonów tworzących strukturę kryształu. W prostych metalach możemy wyróżnić dwa podstawowe mechanizmy rozpraszania elektronów przewodnictwa: 1) związany z rozpraszaniem na domieszkach i defektach krystalicznych oraz 2) związany z drganiami cieplnymi jonów.

W realnych układach metalicznych, zawsze występują defekty struktury krystalicznej, które prowadzą do zaburzenia periodycznego potencjału sieci krystalicznej, co z kolei skutkuje efektem rozpraszania elektronów przewodnictwa. Jeżeli jednak nieporządek w strukturze krystalicznej jest na tyle mały, że możemy go traktować jako niewielkie zaburzenie struktury idealnej, wówczas opór elektryczny zmienia się z temperaturą w typowy dla metali sposób. Mianowicie, wraz z obniżaniem temperatury opór elektryczny maleje, dążąc w granicy $T \rightarrow 0$ asymptotycznie do stałej wartość zwanej oporem resztkowym, ρ_0 [1, 2]. Dla bardzo „czystych" metali wartość stosunku oporu zmierzonego w temperaturze pokojowej do wartości oporu resztkowego (z ang. Room to Residual Resistivity Ratio, RRRR) osiąga wartości wielu tysięcy a nawet dziesiątek tysięcy, natomiast opór resztkowy stanowi ułamki $\mu\Omega$cm.

Z drugiej strony, gdy elektrony ulegają bardzo silnemu rozpraszaniu sprężystemu może nastąpić ich lokalizacja [3 - 4]. Wówczas przewodność elektryczna takich związków zanika w granicy $T \rightarrow 0$, podobnie jak w przypadku klasycznych izolatorów pasmowych. Istnieje jednak obszar pomiędzy tymi dwoma granicznymi przypadkami, w którym opór elektryczny zachowuje się w sposób anomalny w stosunku do typowych metali, chociaż stany energetyczne elektronów przewodnictwa w tym przypadku nie są zlokalizowane. Mianowicie, wraz z obniżaniem temperatury opór początkowo maleje tak jak dla typowych metali, a następnie poniżej pewnej temperatury, najczęściej mieszczącej się w zakresie kilkunastu lub kilkudziesięciu Kelwinów, rośnie, dążąc w granicy $T \rightarrow 0$ do stałej wartości [5-7]. Metale tego typu charakteryzują się stosunkowo wysokimi wartościami oporu resztkowego i niskimi wartościami RRRR bliskimi jedności.

Kwestia ujemnego temperaturowego współczynnika oporu ($d\rho/dT < 0$) w metalach była rozważana na początku lat siedemdziesiątych w pracy [8]. Autor zwrócił w niej uwagę, że obecność ujemnego temperaturowego współczynnika oporu skorelowana jest z wartością oporu resztkowego. Z kolei, podobne zachowanie oporu elektrycznego zaobserwowane w niektórych amorficznych ferromagnetykach metalicznych zostało przypisane niemagnetycznemu efektowi Kondo [9]. Jak zasugerowali Autorzy, jego źródłem w szkłach metalicznych może być oddziaływanie elektronów przewodnictwa z występującymi z reguły w amorficznych układach dwupoziomowymi defektami

strukturalnymi. W konsekwencji oddziaływanie takie prowadzić może do analogicznego wzrostu oporu, jak w przypadku metali zawierającego domieszki posiadające zlokalizowany moment magnetyczny [10]. Koncepcja ta w następnych latach została rozwijana m.in. przez prof. A. Zawadowskiego [11-13]. Z przeprowadzonych rozważań teoretycznych wynika, iż oddziaływanie elektronów z dwóch niezależnych kanałów przewodnictwa z takimi centrami rozpraszania, może prowadzić do tak zwanego dwukanałowego efektu Kondo i w konsekwencji do stanu cieczy niefermionowskiej (z ang. Non-Fermi Liquid, NFL), w którym to opór elektryczny przyjmuje zależność typu $T^{1/2}$ [14].

Pod koniec lat siedemdziesiątych pojawiła się jednak teoria wyjaśniająca transport ładunku w metalach nieuporządkowanych bez konieczności uwzględniania dwupoziomowych defektów strukturalnych [15-16]. W odróżnieniu od klasycznych interpretacji oporu elektrycznego, w których ładunki traktowano jak poruszające się pod wpływem pola elektrycznego cząstki, w tej interpretacji wykorzystano fakt znanej już od czasu powstania hipotezy de Broglie'a falowej natury materii i jednej z podstawowych zasad mechaniki kwantowej, a mianowicie interferencji kwantowej. Efekty interferencji kwantowej uwidaczniają się w transporcie elektronów metali nieuporządkowanych w sytuacji, gdy sprężyste rozpraszanie elektronów przewodnictwa na defektach strukturalnych stanowi dominujący mechanizm rozpraszania. Wówczas średni czas swobodnego ruchu elektronów pomiędzy poszczególnymi aktami rozpraszania sprężystego jest znacznie krótszy od analogicznego czasu dla rozpraszania niesprężystego. W konsekwencji może nastąpić konstruktywna interferencja rozproszonych fal elektronowych, która utrzymuje się tak długo aż ich koherencja fazowa nie zostanie zniszczona wskutek rozpraszania nieelastycznego elektronów [17]. Nie wchodząc w szczegóły kwantowego transportu elektronów nieuporządkowanych trójwymiarowych układów metalicznych, należy podkreślić, że jej istotną konsekwencją jest pojawienie się minimum w temperaturowej zależności oporu elektrycznego. Wzrost oporu poniżej minimum jest efektem tzw. poprawek kwantowych słabej lokalizacji oraz oddziałujących elektronów, które są bezpośrednio związane ze zjawiskiem interferencji kwantowej. Co ciekawe druga z nich tzw. poprawka Altshulera-Aronova, przyjmuje charakterystyczną zależność $\Delta\rho \propto T^{1/2}$, analogiczną do tej obserwowanej dla dwukanałowego efektu Kondo [17].

4.2.2. Cel naukowy

Istnieje wiele eksperymentalnych prac naukowych, w których Autorzy, w celu wyjaśnienia anomalnego wzrostu oporu metalicznych układów w obszarze niskich temperatur, posługują się teorią transportu elektronowego w nieuporządkowanych przewodnikach autorstwa Altshulera i Arononva. Poprawki kwantowe do oporu elektrycznego zaobserwowano w wielu stopach i związkach metalicznych, zarówno w amorficznych, jak i w nieuporządkowanych krystalicznych układach, niezależnie od ich własności stanu podstawowego [5-7, 18-24]. Z drugiej strony istnieją prace, które podważają występowanie poprawki Altshulera-Aronova w niektórych nieuporządkowanych strukturalnie związkach, wskazując, iż wzrost oporu proporcjonalny do pierwiastka z temperatury może być wyjaśniony w tym przypadku jedynie na gruncie dwukanałowego efektu Kondo [25-29]. Na poparcie tej tezy podnoszone są argumenty dotyczące braku zgodności amplitudy A wzrostu oporu w zależności $-|A|T^{1/2}$ z oczekiwaniami teoretycznymi oraz fakt, że współczynnik A w analizowanych przypadkach jest niezależny od zewnętrznego pola magnetycznego. Weryfikacja powyższych

argumentów oraz odpowiedź na pytanie czy i ewentualnie dlaczego w niektórych przypadkach poprawki kwantowe w nieuporządkowanych związkach metalicznych nie odgrywają istotnej roli, lub też czy brak wpływu pola magnetycznego na wielkość współczynnika amplitudy poprawki kwantowej można wyjaśnić w ramach istniejącej teorii Altshulera-Aronova, stanowi interesujący problem naukowy, który nie został do tej pory jednoznacznie rozstrzygnięty.

W celu uzyskania odpowiedzi na te nurtujące pytania nie możemy jednak ograniczać się do analizy wyników pojedynczego związku, lecz powinniśmy podejść do zagadnienia poprawek kwantowych Altshulera-Aronova w szerszym kontekście. Bardzo ważną kwestią, którą należy wziąć pod uwagę jest uniwersalność praw fizycznych. Zgodnie z teorią Altshulera-Aronova, występowanie efektów interferencji kwantowych w nieuporządkowanych metalach warunkowane jest w głównej mierze wielkością nieporządku i siłą rozpraszania sprężystego elektronów przewodnictwa. Z tego punktu widzenia, nie powinien być istotnym wybór obiektu badań, w tym przypadku rodzaj związku. Dlatego też, w badaniach skupiono się na wybranych nieuporządkowanych związkach metalicznych charakteryzujących się różnymi własnościami stanu podstawowego. Związki te ze względu na własności możemy podzielić na trzy grupy:

a) Nadprzewodnik $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$
b) Sieci Kondo: $CePd_{1-x}Ge_xIn$, $Ce_2Co_{0.8}Si_{3.2}$, $Ce_2Co_{0.4}Rh_{0.4}Si_{3.2}$ oraz związek La_2NiSi_3 zawierający domieszki Ce^{+3}
c) Związki porządkujące się magnetycznie: U_2NiSi_3, U_2CoSi_3

Należy podkreślić, iż poprawka kwantowa Altshulera-Aronova do oporu elektrycznego $\Delta\rho = -|A|T^{1/2}$ przyjmuje stosunkowo małe wartości. Dlatego też, własności nieuporządkowanych związków mogą wpływać na to, czy wzrost oporu wynikający z efektów interferencji kwantowej będzie możliwy do zaobserwowania czy też nie. Poprawki kwantowe mogą być bowiem przykryte przez znacznie silniejsze efekty, do których możemy zaliczyć między innymi nadprzewodnictwo, uporządkowanie magnetyczne, czy też efekt Kondo. Własności związków mogą również decydować o wielkości amplitudy wzrostu oporu definiowanego poprzez współczynnik A w zależności $-|A|T^{1/2}$. Wpływ własności na wartość współczynnika A może być m.in. realizowany poprzez efektywną stała oddziaływania pomiędzy elektronami. Definiuje ona tzw. człon Hartreego (człon trypletowy) w dyfuzyjnej poprawce Altshulera-Aronova, który przyjmuje przeciwny znak do członu singletowego odpowiedzialnego za anomalny wzrost oporu w nieuporządkowanych metalach. Człon Hartreego, a ściślej ujmując wartość stałej ekranowania, decyduje o wielkości magnetooporu wynikającego z poprawki dyfuzyjnej i o tym czy i w jakim stopniu współczynnik A zmienia się z polem magnetycznym.

4.2.3. Uzyskane wyniki

a) Nadprzewodnik $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$

Na początku, pragnę nadmienić, iż związek o odmiennym składzie chemicznym, mianowicie $ZrAs_{1.4}Se_{0.5}$, był badany w mojej pracy doktorskiej. Obecnie jednak, dostępne są w literaturze dane eksperymentalne, które umożliwiły przeprowadzenie dogłębnej analizy wyników oporu elektrycznego. Pozwoliło to tym samym, na sfomułowanie ostatecznych konkluzji na temat pochodzenia wzrostu oporu w nieuporządkowanym $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$, które zostały ujęte w dwóch jednoautorskich publikacjach

[H2] oraz [H3]. Ponadto prace te pokazują w jaki sposób anizotropia oporu elektrycznego oraz oddziaływanie elektron-fonon wpływa na poprawkę kwantową Altshulera-Aronova.

$ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$ krystalizuje w układzie tetragonalnym i jest typowym nieuporządkowanym związkiem metalicznym, wykazującym własności nadprzewodzące poniżej ok. 0.14 K [25]. Wraz z obniżaniem temperatury z wartości pokojowej, opór elektryczny zmierzony wzdłuż krystalograficznego kierunku *c* maleje aż do osiągnięcia minimum, które dla badanych w pracy [25] próbek oznaczonych jako #1 oraz #2 usytuowane jest w temperaturze $T_{min}^{\#1}$ = 11 K oraz $T_{min}^{\#2}$ = 16 K. W szerokim zakresie temperatur poniżej T_{min} opór elektryczny można opisać zależnością pierwiastkową $-|A|T^{1/2}$. Wartości oporu resztkowego ρ_{0c} oraz współczynnik RRRR wynoszą odpowiednio 490 ± 40 μΩcm i 1.09 dla próbki #1 oraz 550 ± 40 μΩcm i 1.19 dla próbki #2. Z kolei, analiza wyników magnetooporu (MR) wykazała, że różnica wartości oporu resztkowego badanych próbek $\Delta\rho_{0c} = \rho_{0c}^{\#2} - \rho_{0c}^{\#1}$ wynosi 18 % co daje ok. 90 μΩcm, natomiast współczynnik dyfuzji w tym związku dla kierunku krystalograficznego *c* przyjmuje wartości ok. 1 cm^2/s [25]. Powyższe wyniki jednoznacznie wskazują na istotny udział elastycznego rozpraszania elektronów w całkowitym oporze elektrycznym badanych próbek $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$. Nie mniej jednak, Autorzy w pracach [25,28] podjęli próbę udowodnienia, że pierwiastkowy wzrost oporu poniżej T_{min} nie może być wyjaśniony na gruncie teorii Altshulera-Aronova i jedynym innym mechanizmem odpowiedzialnym za takie zachowanie może być uznany dwukanałowy efekt Kondo.

Szczegółowa analiza wyników oporu $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$ zamieszczona w publikacjach [H2] oraz [H3] ujawniła dlaczego Autorzy w pracach [25, 28, 29] nie mogli uzyskać dobrej zgodności wyników eksperymentalnych z modelem Altshulera-Aronova, co w konsekwencji doprowadziło do błędnych końcowych wniosków. Przede wszystkim Autorzy założyli, że badany układ jest izotropowy i wykorzystali do analizy oporu elektrycznego relację Altshulera-Aronova w postaci $\Delta\sigma \propto T^{1/2}/D^{1/2}$ przewidzianą dla układów izotropowych, przyjmując, że $D = D_c$, gdzie D_c stanowi współczynnik dyfuzji wyznaczony w kierunku krystalograficznym *c*. Tymczasem związek $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$, jak również inne pniktochalkogenidki, wykazują anizotropowe własności oporu. Dlatego, prawidłowa zależność Altshulera-Aronova w tym przypadku powinna przyjmować postać $\Delta\sigma_{\mu\mu} \propto D_{\mu\mu}T^{1/2}/(D_{xx}D_{yy}D_{zz})^{1/2}$, w której $D_{\mu\mu}$ definiuje wartości główne tensora współczynnika dyfuzji [15, 17, 30, 31]. Jak łatwo pokazać, zależność tę można sprowadzić do prostej postaci izotropowej jeżeli założymy tylko, że $D_{xx} = D_{yy} = D_{zz}$.

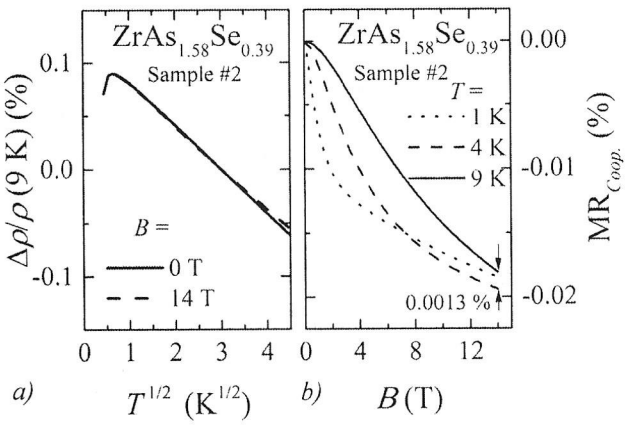
W pracach [H2] oraz [H3] zaproponowano prosty anizotropowy model, w którym tensor współczynnika dyfuzji możemy przedstawić w postaci elipsoidy obrotowej, gdzie $D_{xx} = D_{yy} = D_a$ natomiast $D_{zz} = D_c$. Ponadto w pierwszym przybliżeniu przyjęto, podobnie jak w pracy [25], że stała oddziaływania elektron-elektron może być równa zeru. W konsekwencji otrzymujemy zależność na poprawkę kwantową Altshulera-Aronova do oporu elektrycznego, która zależy zarówno od wartość oporu resztkowego wyznaczonej wzdłuż krystalograficznego kierunku c (ρ_{0c}) oraz kierunku a (ρ_{0a}). Analiza wyników oporu w oparciu o wyznaczoną w pracach [H2] oraz [H3] zależność pokazuje przede wszystkim (Tabela 1), że przyjmując model izotropowy tzn. $\rho_{0a} = \rho_{0c}$ wartości obliczone współczynnika A znacznie różnią się od tych wyznaczonych doświadczalnie, natomiast zbliżają się do wartości eksperymentalnych ze wzrostem stosunku ρ_{0c}/ρ_{0a}. W pracy [H2] rozpatrzono dwa przypadki anizotropii oporu resztkowego ρ_{0c}/ρ_{0a} wynoszącej odpowiednio 490/56 oraz 550/127.5. Z przeprowadzonej analizy wynika, że jeżeli założymy, że próbka #2 oraz próbka #1 różnią się oporem resztkowym wzdłuż kierunku *a* (ρ_{0a}) o podobną wartość jak dla kierunku *c* (ρ_{0c}) , tzn. $\Delta\rho_{0c} = \Delta\rho_{0a} = \rho_{0a}^{\#2} - \rho_{0a}^{\#1}$, wówczas możemy w prosty sposób uzyskać bardzo dobrą zgodność ilościową zależności teoretycznej Altshulera-

Aronova z wynikami doświadczenia tzn. teoretyczna wartość współczynnika A jest zgodna z eksperymentalną w zakresie błędu określonego poprzez dokładność wyznaczenia oporu resztkowego i współczynnika elektronowego wkładu do ciepła właściwego, co szczegółowo przedstawia Tabela 1 zaczerpnięta z pracy [H2]. Co więcej, jeżeli obliczymy stosunek współczynników A wyznaczonych dla obu próbek otrzymamy $A^{\#2}/A^{\#1}$ = 2.7, a więc bliski temu uzyskanemu w pracy [25], który dla niewygrzewanych próbek wynosi około 3. Ponadto w pracach [H2] i [H3] pokazano, że wartości współczynnika dyfuzji uzyskane z dopasowania zależności Altshulera-Aronova do wyników eksperymentu mają wartości bliskie tym otrzymanym z równania Einsteina. Natomiast różnią się znacznie od tych wyznaczonych w modelu izotropowym, w ramach którego, przy założeniu, że stała ekranowania F = 0, otrzymano $D_c^{\#1}$ = 124 cm^2/s i $D_c^{\#2}$ = 26 cm^2/s odpowiednio dla pierwszej i drugiej próbki $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$ [25].

Tabela 1. Wartość współczynnika A ($\mu\Omega cmK^{-1/2}$) otrzymana eksperymentalnie dla dwóch próbek $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$ zbadanych w pracy [25] w porównaniu do wartości obliczonych na podstawie anizotropowej relacji Altshulera-Aronova dla $\rho_{0a}^{\#3} = 56 \pm 10$ $\mu\Omega$cm i $\rho_{0a}^{\#4} = 127.5 \pm 12.5$ $\mu\Omega$cm. Dane zaczerpnięto z publikacji [H2].

	Wartości doświadczalne	Wartości obliczone		
		$\rho_{0a} = \rho_{0c}$	$\rho_{0a}^{\#3}$	$\rho_{0a}^{\#4}$
$A^{\#1}$ ($\mu\Omega cmK^{-1/2}$)	0.059	0.69 ± 0.15	0.074 ± 0.025	0.170 ± 0.042
$A^{\#2}$ ($\mu\Omega cmK^{-1/2}$)	0.167	0.87 ± 0.18	0.088 ± 0.028	0.202 ± 0.048

Prace [H2] oraz [H3] tłumaczą również możliwe przyczyny braku wpływu pola magnetycznego na wartość poprawki Altshulera-Aronova. W pierwszej kolejności pragnę skupić uwagę na poprawce dyfuzyjnej. Magnetoopór (MR) w tym przypadku jest proporcjonalny do wartości parametru ekranowania F (parametr ten w przybliżeniu równy stałej oddziaływania λ). Chociaż w pracy [25] dopuszczano możliwość zerowej wartość współczynnika F, jednak nie podjęto próby wyjaśnienia tej kwestii. Należy zaznaczyć, iż istnieje kilka mechanizmów, które mogą decydować o silnej redukcji wartości członu trypletowego w poprawce dyfuzyjnej Altshulera-Aronova. W szczególności należy tutaj wymienić oddziaływanie spinu elektronów przewodnictwa z momentami magnetycznymi spinowym lub też orbitalnym [32], czy też oddziaływanie elektron-fonon [17]. W publikacji [H2] przeprowadzono analizę uwzgledniającą wpływ oddziaływania elektron-fonon na wartość członu trypletowego w poprawce dyfuzyjnej, chociaż nie można wykluczyć, że również oddziaływanie spinowo-orbitalne może mieć znaczenie co pokazano np. w niektórych stopach metali [7, 33].



Rysunek 1. (a) Wpływ pola magnetycznego na poprawkę kwantową Altshulera-Aronova dla związku $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$. obliczony na podstawie zależności teoretycznych (b) Wpływ pola magnetycznego na magnetoopór wynikający z oddziaływania pomiędzy elektronami w kanale Coopera $MR_{Coop.}$ Wynik zaczerpnięto z publikacji [H2].

Z dopasowania zależności teoretycznej do wyników eksperymentu

wynika, że wartość parametru λ w $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$ jest bliska zeru. Obliczenia pokazują, że w tym przypadku MR jest bardzo mały i przy zmianie temperatury w zakresie 1 - 9 K różnica MR w polu 14 T będzie wynosiła ok. 0.002%.

Następnie przeprowadzono obliczenia, na podstawie dostępnych w literaturze zależności ujętych w pracach [17, 34], które pozwoliły zweryfikować czy i jaki wpływ może mieć oddziaływanie w kanale Coopera na wartość magnetooporu w badanym związku $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$. Założono, że silne oddziaływanie spinowo-orbitalne w tym przypadku nie występuje, chociaż należy zaznaczyć, że w przypadku silnego oddziaływania spinowo-orbitalnego poprawka kwantowa do oporu w kanale Coopera byłaby podobnie jak człon trypletowy w poprawce dyfuzyjnej czterokrotnie mniejsza i wówczas człon ten dawałby zaniedbywalny wkład do całkowitej wartości poprawki kwantowej. Przeprowadzone obliczenia wskazują, że wartość całkowita wkładu Coopera do magnetooporu w polu magnetycznym 14 T wynosi jedynie 0.02%. Jednak co istotne, przy wzroście temperatury z 1 do 9 K zmienia się jedynie o wartość 0.0013 %. Wynika stąd, że nie tylko wielkość amplitudy wzrostu oporu, ale również niezależną od pola magnetycznego wartość współczynnika A w zależności $-|A|T^{1/2}$ można całkowicie wyjaśnić na gruncie modelu Altshulera-Aronova.

b) Sieci Kondo: $CePd_{1-x}Ge_xIn$, $Ce_2Co_{0.8}Si_{3.2}$, $Ce_2Co_{0.4}Rh_{0.4}Si_{3.2}$ oraz związek La_2NiSi_3 zawierający domieszki Ce^{+3}

W pracy [H4], zbadano własności termodynamiczne i transportu elektronowego związku La_2NiSi_3. Związek ten jest paramagnetykiem Pauliego, który krystalizuje w nieuporządkowanej strukturze typu AlB_2. Pomiary podatności magnetycznej i ciepła właściwego wykazały jednak, że zawiera on nie intencjonalnie wprowadzone domieszki, które stanowiły najprawdopodobniej jony Ce^{+3}. Ich udział oszacowano na ok. 0.026 %. Opór resztkowy zbadanej próbki La_2NiSi_3 wynosi ok. 160 $\mu\Omega$cm, natomiast współczynnik RRRR przyjmuje bardzo małe wartości bliskie jedności, co wskazuje na istotny udział elastycznego rozpraszania elektronów przewodnictwa w oporze elektrycznym. Opór elektryczny zmienia się z temperaturą w typowy dla nieuporządkowanych metali sposób. W wyższych temperaturach opór maleje aż do uzyskania minimum w T_{min} = 14 K a następnie nieznacznie wrośnie wraz z dalszym obniżaniem temperatury. Zmiana oporu pomiędzy 0.4 K i T_{min} wynosi zaledwie 0.2 %. Analiza temperaturowej zależności oporu poniżej T_{min} pokazała jednak, że wzrost oporu elektrycznego możemy opisać jako sumę dwóch składowych: pierwszej wynikającej z efektu Kondo, $\rho \propto \ln T$ oraz drugiej $\rho \propto T^{1/2}$. Przykładając zewnętrzne pole magnetyczne możemy, w łatwy sposób doprowadzić do stopniowego zaniku składowej logarytmicznej, czego efektem jest pojawienie się ujemnej składowej magnetooporu, którego amplituda maleje wraz ze wzrostem temperatury. W polu magnetycznym 9 T zmianę oporu elektrycznego w funkcji temperatury w szerokim jej zakresie tj. 0.4 – 9 K możemy opisać za pomocą prostej funkcji pierwiastkowej $-|A|T^{1/2}$. Ponieważ zależność ta nie jest tłumiona przez zewnętrzne pole magnetyczne oraz ze względu na bezpośrednie dowody na znaczący udział elastycznego rozpraszania elektronów przewodnictwa może ją przypisać poprawce kwantowej Altshulera-Aronova.

Niewielka ilość domieszek Ce^{+3} w nieuporządkowanej cieczy elektronowej pozwaliła na zbadanie wpływu zlokalizowanych momentów magnetycznych na poprawkę kwantową oddziałujących elektronów. Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi jeżeli $k_B T\tau_s/\hbar > 1$ wówczas człon trypletowy poprawki ulega czterokrotnej redukcji, co w praktyce prowadzi do sytuacji, w której człon trypletowy

nie daje istotnego wkładu do całkowitej poprawki Altshulera-Aronova [32]. W relacji powyższej k_B oraz $\hbar$ stanowią odpowiednio stałą Boltzmanna i zredukowaną wartością stałej Plancka, natomiast τ_s jest czasem relaksacji spinu elektronów przewodnictwa w wyniku oddziaływania typu spin-spin oraz spin-orbita. Domieszki paramagnetyczne mogą również wpływać na poprawkę Altshulera-Aronova w obecności zewnętrznego pola magnetycznego poprzez energię rozszczepienia Zeemana, która występuje w zależności magnetooporu poprawki dyfuzyjnej [35]. Wówczas zgodnie z pracą [35] energia rozszczepienia pasma przewodnictwa *s* w polu magnetycznym ulega, pod wpływem oddziaływanie *s-d* elektronów przewodnictwa z domieszkami paramagnetycznymi, modyfikacji tzn. energia rozszczepienia $\omega_s = g_{eff}\mu_B B + J_{ex}M(T,H)/(g_{eff}\mu_B)$, gdzie J_{ex} całką oddziaływania wymiany, g_{eff} jest efektywną wartością czynnika *g* natomiast M(T,H) jest namagnesowaniem wynikającym z obecności domieszek magnetycznych. Jednakże, należy pamiętać, że tak długo jak $(1/2F)^2 g\mu_B B\tau_s << 1$, magnetoopór w kanale dyfuzyjnym nie będzie obserwowany [36].

W analizie przedstawionej w pracy [H4] uwzględniono jedynie oddziaływanie typu spin-spin chociaż należy zaznaczyć, że analogiczny wpływ na człon trypletowy może mieć również oddziaływanie spinowo-orbitalne. Porównanie wartości współczynnika A na podstawie pomiarów w zerowym polu magnetycznym oraz w polu o wartości indukcji B = 9 T pozwoliło na wyznaczenie wartość stałej ekranowania, która wyniosła ok. 0.77 zakładając silne rozpraszanie spinu elektronów poprzez domieszki paramagnetyczne. Z pomiarów magnetooporu widzimy również, że dominujący przyczynek do całkowitego magnetooporu pochodzi od tłumienia efektu Kondo. Jednakże, powyżej ok. 6 K występuje pewien zakres temperatur, w którym możemy zaobserwować wkład pochodzący od poprawki kwantowej. W zakresie 6- 10 K, w granicy słabych pól magnetycznych $g_{eff}\mu_B B/k_B T << 1$, najprawdopodobniej ze względu na występowanie oddziaływania typu *s-d* pomiędzy elektronami przewodnictwa i zlokalizowanymi momentami magnetycznymi domieszek, magnetoopór zmienia się proporcjonalnie do pierwiastka z pola magnetycznego.

W publikacjach [H1] oraz [H6] zbadano wpływ nieporządku struktury krystalicznej na własności sieci Kondo. W obu przypadkach, nieporządek celowo nie był wprowadzony w podsieci jonów ceru. W układzie $CePd_{1-x}Ge_xIn$, który był analizowany w publikacji [H6], nieporządek wynikał ze stopniowego podstawiania palladu germanem w zakresie x = 0.1 – 0.4.

Niedomieszkowany związek CePdIn (x = 0) jest antyferromagnetyczną siecią Kondo z temperaturą uporządkowania T_N = 1.7 K i temperaturą Kondo 3.3 K [37-39]. Natomiast temperaturowa zależność oporu elektrycznego jest typowa dla sieci Kondo, w których współistnieją oddziaływanie Kondo oraz pola krystalicznego. W temperaturowej zależności oporu elektrycznego możemy wyróżnić dwa maksima, usytuowane w okolicy T_1 = 70 K i T_2 = 3 K, oddzielone przez minimum oporu w T_{min} = 17 K. Wprowadzenie niewielkiej ilości domieszek Ge, odpowiednio x = 0.1 oraz x = 0.2 prowadzi do zaniku uporządkowania antyferromagnetycznego, jednak temperaturowe zależności oporu w tym przypadku są bardzo podobne do tych dla x = 0. Jedyną istotną różnicą jest stopniowy wzrost oporu resztkowego do wartości 79 μΩcm i 158 μΩcm odpowiednio dla x = 0.1 i x = 0.2. Wynika stąd, że rola sprężystego rozpraszania elektronów przewodnictwa ulega stopniowemu zwiększaniu w stosunku do procesów nieelastycznego rozpraszania elektronów. Temperatura, w której obserwujemy minimum oporu nie ulega praktycznie zmianie. Również maksimum w temperaturowej zależności oporu występujące w okolicy 3 K, które może w tym przypadku wynikać z koherentnego rozpraszania Kondo, jest ciągle dobrze zaznaczone, chociaż należy zwrócić uwagę, że wartość spadku oporu elektrycznego poniżej maksimum maleje ze wzrostem wartości oporu resztkowego. Zachowanie powyższe pokazuje,

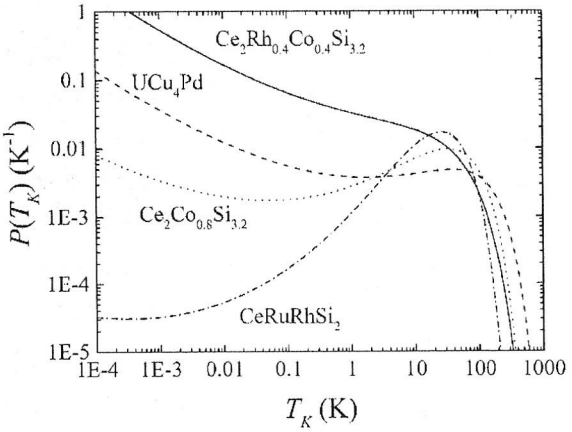
że wzrost nieporządku silnie wpływa na stan koherentnego rozpraszania Kondo pomimo, iż sieć jonów ceru nie jest w żaden sposób rozcieńczana jonami niemagnetycznymi.

W silnie domieszkowanych germanem związkach, czyli dla $x = 0.3$ i $x = 0.4$, następuje nie tylko wzrost wartości oporu resztkowego do wartości ok. 300 $\mu\Omega$cm, ale również zmiana temperaturowej zależności oporu elektrycznego. Współczynnik RRRR osiąga dla tych roztworów stałych wartości bliskie jedności, zanika efekt koherentnego rozpraszania Kondo ze względu na silne elastyczne rozpraszanie elektronów, natomiast minimum oporu pozostaje praktycznie w tej samej temperaturze. W zerowym polu magnetycznym opór w szerokim zakresie temperatur można opisać w przybliżeniu funkcją logarytmiczną, co pokazuje, że główny wkład do oporu jest związany z niekoherentnym rozpraszaniem Kondo. Przykładając jednak pole magnetyczne, możemy zaobserwować, że zgodnie z oczekiwaniami składowa ta ulega zmniejszeniu. Od strony niskich temperatur stopniowo zaczyna się uwidaczniać zależność typu $T^{1/2}$. Nie jest ona tłumiona przez silne pola magnetyczne co wskazuje, że jest ona związana z poprawką kwantową Altshulera-Aronova.

Drugą ważną, kwestią poruszoną w publikacjach [H1] oraz [H6] jest wpływ nieporządku na własności termodynamiczne. Przede wszystkim, należy zaznaczyć, że w odróżnieniu od uporządkowanych układów Kondo, które charakteryzuje jednorodna temperatura Kondo T_K, w nieuporządkowanych sieciach Kondo mamy do czynienia z pewnym rozkładem jej wartości, którego szerokość zależy od wielkości nieporządku [40-44]. W skrajnym przypadku dla dostatecznie silnego nieporządku oczekuje się, że rozkład temperatury Kondo $P(T_K)$ przyjmuje skończoną wartość dla $T_K \rightarrow 0$ [45]. Oznacza to, że własności termodynamiczne są determinowane poprzez zlokalizowane momenty magnetyczne, które są stopniowo ekranowane wraz z obniżaniem temperatury. Z drugiej strony, należy również zaznaczyć, że oddziaływanie pomiędzy lokalnymi momentami może mieć również znaczenie [46-49]. Uwzględnienie tego typu oddziaływania może prowadzić do bardziej skomplikowanych magnetycznych konfiguracji, zwłaszcza, jeżeli weźmiemy pod uwagę nie tylko rozkład $P(T_K)$ ale również rozkład oddziaływania pośredniego pomiędzy zlokalizowanymi momentami magnetycznymi.

Publikacja [H1] poświęcona jest dwóm nieuporządkowanym związkom ceru: $Ce_2Co_{0.8}Si_{3.2}$ i $Ce_2Co_{0.4}Rh_{0.4}Si_{3.2}$. Oba są paramagnetykami i możemy je zaliczyć do tzw. układów ciężkofermionowych. Charakteryzują się bowiem wysokimi wartościami stosunku ciepła właściwego do temperatury C/T, który w $T = 0.35$ K wynosi odpowiednio 0.2 $Jmol_{Ce}^{-1}K^{-2}$ oraz 0.7 $Jmol_{Ce}^{-1}K^{-2}$ [50]. Ponadto pomiary ciepła właściwego (C), podatności magnetycznej (χ) oraz oporu elektrycznego (ρ), pokazują, że własności fizyczne tych związków nie da się opisać za pomocą typowego dla układów metalicznych modelu cieczy fermionów [50]. Odstępstwo to znane w literaturze jako zachowanie typu *Non-Fermi liquid* (NFL) przejawia się w przypadku analizowanych związków między innymi w postaci potęgowych rozbieżności własności termodynamicznych $C/T \propto \chi \propto T^{\alpha-1}$ gdzie α wynosi 0.54 oraz 0.48 odpowiednio dla związku $Ce_2Co_{0.8}Si_{3.2}$ i $Ce_2Co_{0.4}Rh_{0.4}Si_{3.2}$. Powyższe zależności temperaturowe wskazują, że przyczyną zachowania typu NFL nie może być bezpośrednio bliskość uporządkowania magnetycznego, które prowadzi w takiej sytuacji do rozbieżności logarytmicznej własności termodynamicznych. Przeprowadzona analiza entropi wskazuje, że zaproponowany wcześniej w literaturze opis w świetle magnetycznych faz Griffithsa może również być nieadekwatny [51]. Sytuacja ta powinna dotyczyć przede wszystkim związku $Ce_2Co_{0.8}Si_{3.2}$, który jest związkiem usytuowanym daleko od punktu niestabilności magnetycznej. Ponadto, z analizy entropi wynika, że liczba spinów tworzących hipotetyczne klastry, które zmieniają konfigurację magnetyczną wskutek tunelowania jest zbyt mała,

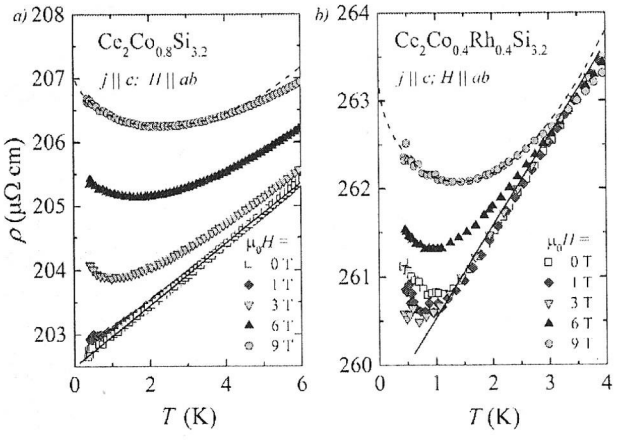
co raczej wskazuje na sytuację, w której fluktuacje momentu magnetycznego dotyczą pojedynczych spinów, a nie większych klastrów jak to ma miejsce w przypadku realizacji magnetycznych faz Griffithsa.



Rysunek 2. Rozkład temperatury Kondo dla $Ce_2Co_{0.8}Si_{3.2}$ oraz $Ce_2Rh_{0.4}Co_{0.4}Si_{3.2}$ w porównaniu do innych nieuporządkowanych sieci Kondo. Wynik zaczerpnięto z publikacji [H1].

Do opisu zachowania ciepła właściwego zaproponowano w pracy [H1] nieuporządkowany model Kondo (z ang. Kondo disorder model, KDM). Prowadzi on również do zachowania typu NFL a jego źródłem jest szeroki rozkład temperatury Kondo, T_K. Na podstawie analizy wyników wyznaczono również rozkład prawdopodobieństwa $P(T_K)$ (Rysunek 2). Okazuje się, że w granicy $T_K \rightarrow 0$ rozkład przyjmuje postać potęgową, co wskazuje na możliwość formowania się tzw. elektronowych faz Griffithsa [45]. W tym modelu faz Griffithsa, w odróżnieniu od ich odpowiednika magnetycznego, główną przyczyną zachowania typu NFL nie jest bliskość niestabilności magnetycznej, lecz bliskość przejścia metal-izolator indukowanego nieporządkiem.

Charakterystyczną cechą nieuporządkowanych układów metalicznych, będącą jednocześnie prekursorem przejścia metal-izolator, jest z reguły pojawienie się efektów kwantowej interferencji w oporze elektrycznym. Analizowane w pracy [H1] związki ceru charakteryzują się dużymi wartościami oporu elektrycznego oraz co więcej małymi wartościami współczynnika RRRR. Pomimo jednak, że dynamika zmian oporu opisywanych związków w zakresie temperatur 300 – 0.35 K jest słaba, w jego temperaturowej zależności możemy zaobserwować typowe cechy ciężko-fermionowych sieci Kondo. Wraz z obniżaniem temperatury opór wykazuje słabą logarytmiczną zależność wynikającą z niekoherentnego rozpraszania Kondo, następnie osiąga swoją maksymalną wartość po czym opór maleje przechodząc do stanu tzw. koherentnego rozpraszania Kondo [48]. Należy jednak zaznaczyć, że spadek oporu poniżej maksimum ze względu na duży udział rozpraszania sprężystego elektronów jest bardzo mały w porównaniu do typowych „czystych" tzn. uporządkowanych związków ciężko-fermionowych. W szerokim zakresie temperatur poniżej T_{max} rezystywność przyjmuje zależność liniową wskazując na zachowanie typu NFL w zgodzie z uzyskanymi rezultatami własności termodynamicznych (Rysunek 3). W przypadku związku $Ce_2Co_{0.4}Rh_{0.4}Si_{3.2}$ opór elektryczny odbiega od liniowej zależności w okolicy 1.5 K po czym poniżej około T_{min} = 1 K zaczyna wzrastać. Minimum oporu



Rysunek 3. Poprawki kwantowej interferencji w oporze elektrycznym w *f*-elektronowych sieciach Kondo (a) $Ce_2Co_{0.8}Si_{3.2}$ oraz (b) $Ce_2Rh_{0.4}Co_{0.4}Si_{3.2}$. Linia przerywana stanowi dopasowaną zależność $\rho = \rho_0 + A_{FL}T^2 - A_{dis}T^{1/2}$. Wyniki zaczerpnięto z publikacji [H1].

nie zanika jednak w silnych polach magnetycznych, tak jak z reguły spodziewamy się w przypadku efektu Kondo, lecz staje się coraz bardziej widoczne. Stopniowe odstępstwo od liniowej zależności oporu w polu magnetycznym B widoczne jest również dla związku $Ce_2Co_{0.8}Si_{3.2}$. Co więcej, dla $B \geq 3$ T pojawia się minimum oporu w jego temperaturowej zależności, które staje się coraz głębsze wraz ze wzrostem pola do wartości 9 T. Analiza wyników wykazała, że wzrost oporu poniżej minimum w obu przypadkach przyjmuje w granicy $T \rightarrow 0$ zależność typu $T^{1/2}$ wskazując, że dominującą poprawką kwantową w tym przypadku jest poprawka Altshulera-Aronova. Potwierdza to również fakt, że pole magnetyczne nie prowadzi do tłumienia wzrostu oporu, lecz staje się on coraz bardziej widoczny. Wartym podkreślenie jest fakt, że elementem, który łączy obserwowane zachowanie NFL oraz wzrost oporu w niskich temperaturach jest nieporządek strukturalny. Jego istotną konsekwencją są indukowane poprzez efekt kwantowej interferencji fluktuacje lokalnej gęstości stanów elektronów przewodnictwa [52], które prowadzą do szerokiego rozkładu temperatury Kondo $P(T_K)$ z niezerową wartością $P(T_K)$ dla $T_K = 0$, co z kolei jest bezpośrednią przyczyną zachowania typu NFL we własnościach termodynamicznych.

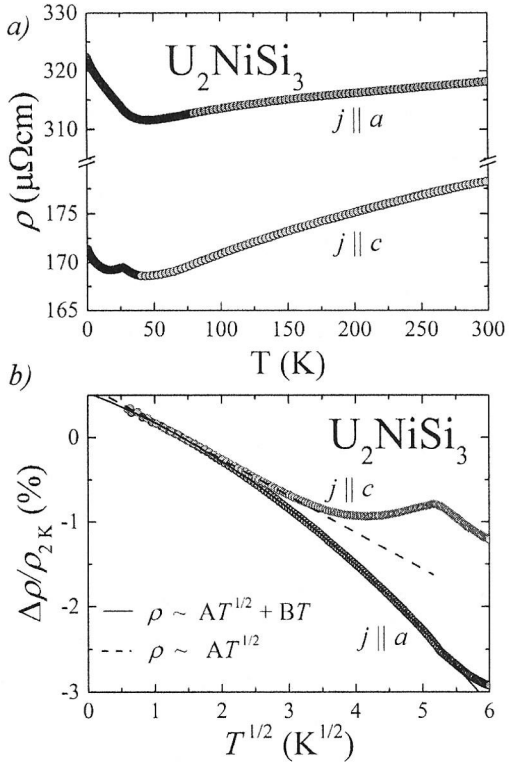
c) Związki porządkujące się magnetycznie: U_2NiSi_3, U_2CoSi_3

W publikacjach [H5] i [H7] poruszono kwestię konkurencji efektów wynikających z nieporządku krystalograficznego oraz uporządkowania feromagnetcznego. Do celów badawczych wykorzystano dwa związki uranu, U_2CoSi_3 oraz U_2NiSi_3, które krystalizują podobnie jak La_2NiSi_3 w nieuporządkowanej strukturze typu AlB_2 [53]. Podatność magnetyczna oraz namagnesowanie DC obu związków wykazują zachowanie typowe dla ferromagnetyków, natomiast rezultat podatności magnetycznej AC jest zgodny z przewidywaniami dla szkieł spinowych [H7, 54]. Jednak badania dyfrakcji neutronowej na monokrystalicznym związku U_2NiSi_3 pokazały, że układ ten wykazuje porządek dalekiego zasięgu a moment uporządkowania wynosi ok. 1 μ_B, i zgadza się z wartością namagnesowania nasycenia [54]. Dla omawianych związków przejście do stanu magnetycznie uporządkowanego lub szkła spinowego zachodzi w temperaturze $T_C = 6$ K i 27.5 K odpowiednio dla U_2CoSi_3 oraz U_2NiSi_3. Oba związki wykazują również znaczną anizotropię magnetokrystaliczną.

Opory resztkowe związku U_2CoSi_3 dla składowych wzdłuż zarówno osi *a* i *c* są znaczne i wynoszą odpowiednio $\rho_{0a} = 297$ μΩcm oraz $\rho_{0c} = 494$ μΩcm. Parametr RRRR jest niewielki i wynosi ok. 1.2 dla obu kierunków krystalograficznych. Powyżej temperatury uporządkowania, opór elektryczny zachowuje się w sposób typowy dla układów metalicznych, w których istotnym mechanizmem rozpraszania jest rozpraszanie elektronów przewodnictwa na fluktuacjach spinowych. Natomiast, niemal dokładnie w temperaturze T_C obserwujemy ostre minimum dla obu kierunków krystalograficznych. W zerowym polu magnetycznym, w stanie nie namagnesowanym, temperaturowa zależność rezystywności poniżej minimum nie jest jednak prostą funkcją pierwiastkową. Dopiero przyłożenie zewnętrznego pola magnetycznego o wartości 1 T wzdłuż kierunku łatwego namagnesowania prowadzi do zależności typu $-|A|T^{1/2}$. Wraz ze wzrostem pola magnetycznego zależność ta rozciąga się do coraz szerszego zakresu temperatur, natomiast minimum przesuwa się w kierunku wyższych temperatur. Oznacza to, że przypuszczalnie poniżej T_{min}, oprócz poprawki Altshulera-Aronova, występuje jeszcze inna składowa oporu elektrycznego zależna od temperatury, która zanika pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego.

Należy zaznaczyć również, że brak wpływu pola magnetycznego na wielkość współczynnika A poprawki powyżej B > 1 T jest zgodny z teoretycznymi przewidywanymi dotyczącymi poprawki Altshulera-Aronova. Zachowanie takie może wynikać z dwóch efektów. Pierwszy może być związany z oddziaływaniem wymiennym, które prowadzi do polaryzacji pasma przewodnictwa, w taki sposób, że rozszczepienie Zeemana pod wpływem wewnętrznego pola magnetycznego jest znacznie większe niż to powodowane przez zewnętrzne pole magnetyczne. Natomiast drugi może wynikać z silnego oddziaływania spinowo-orbitalnego, które prowadzi do redukcji członu trypletowego poprawki dyfuzyjnej Altshulera-Aronova [32]. Wówczas, tak długo jak pole magnetyczne spełnia relację $g_{eff}\mu_B B << \hbar/\tau_{so}$, gdzie g_{eff} oraz τ_{so} są odpowiednio efektywnym czynnikiem Landego oraz czasem relaksacji spinowo-orbitalnym, magnetoopór wynikający z oddziaływania elektronów w kanale dyfuzyjnym będzie nieobecny [32].

Wyniki pomiarów magnetooporu pokazują, że oddziaływanie spinowo-orbitalne w związku U_2CoSi_3 może mieć rzeczywiście istotne znaczenie. Zwłaszcza bardzo dobrze widoczne jest to gdy pole przyłożone jest wzdłuż łatwego kierunku namagnesowania. Wówczas magnetoopór jest dodatni w całym zakresie pól magnetycznych. W granicy słabych pól magnetycznych nie wykazuje zależności B^2, lecz zmienia się z polem magnetycznym zgodnie z prawem potęgowym B^n z wykładnikiem potęgi n < 2, natomiast w granicach silnych pól magnetycznych $g_{eff}\mu_B B/k_B T > 1$ magnetoopór jest proporcjonalny do $B^{1/2}$. Co ciekawe, jest on praktycznie niezależny od temperatury w przedziale od 2 do 6 K. W polu magnetycznym 9 T wynosi on około 4%. Zależność magnetooporu w funkcji pola magnetycznego oraz jego wielkość wskazują na obecność poprawki słabej lokalizacji i silnego oddziaływania spin-orbita. Prawdopodobnie poprawka ta jest przyczyną odchylenia od idealnej pierwiastkowej zależności oporu w zerowym polu magnetycznym. Wewnętrzne pole magnetyczne $B^{int} = 4\pi M_0$ (gdzie M_0 jest magnetyzacją) [55] jest z reguły jednak za słabe, aby całkowicie zniszczyć efekt słabej lokalizacji w układach ferromagnetycznych. Taki efekt występuje jeżeli pole magnetyczne będzie na tyle silne, aby charakterystyczna długość magnetyczna L_m była porównywalna z średnią drogą swobodną sprężystego rozpraszania elektronów *l* tzn. $l \approx L_m = (\hbar/eB)^{1/2}$ [55].



Rysunek 4. (a) Opór elektryczny w funkcji temperatury związku U_2NiSi_3 zmierzony wzdłuż osi krystalograficznych *a* i *c*. (b) Poprawki kwantowe w U_2NiSi_3. Linia ciągła przedstawia sumaryczny wkład do oporu elektrycznego pochodzący od poprawki słabej lokalizacji oraz poprawki Altshulera-Aronova, natomiast linia przerywana przedstawia zależność $\rho \sim T^{1/2}$ pochodzącą od poprawki Altshulera-Aronova. Wyniki zaczerpnięto z publikacji [H5] oraz wystąpień konferencyjnych numer 2 oraz 3 wskazanych w punkcie 5.3a.

Zupełnie inne zachowanie obserwowane jest w przypadku, gdy pole magnetyczne zorientowane jest wzdłuż trudnego kierunku namagnesowania. Wówczas minimum w oporze przesuwa się do niższych temperatur natomiast wzrost oporu poniżej minimum stopniowo się zmniejsza. Trudno się spodziewać, że dwa różne

zjawiska są odpowiedzialne w tym przypadku za anomalny transport elektronów dla różnych kierunków krystalograficznych tego samego związku. Wydaje się, iż istotną rolę w wyjaśnieniu tego zachowania odgrywa anizotropia magnetokrystaliczna oraz odmienny wpływ pola magnetycznego na oddziaływanie elektron-magnon w zależności od kierunku krystalograficznego. Ponadto, w związkach porządkujących się magnetycznie, rozpraszanie elektronów przewodnictwa na wzbudzeniach magnetycznych może prowadzić również do utraty spójności fazowej rozproszonych fal elektronowych, podobnie jak oddziaływania elektron-fonon lub elektron-elektron w nieuporządkowanych niemagnetycznych układach metalicznych.

Drugim badanym nieuporządkowanym ferromagnetykiem był U_2NiS_3. Związek ten charakteryzuje się również wysokimi wartościami oporu resztkowego (Rysunek 3) oraz bliskim jedności współczynniku RRRR. W porównaniu do U_2CoSi_3 wykazuje on jednak znacznie silniejszą anizotropię magnetyczną, kierunek łatwego namagnesowania określa oś krystalograficzna *a*, natomiast uporządkowanie ferromagnetyczne występuje w znacznie wyższych temperaturach [54].

Opór elektryczny zmierzony wzdłuż kierunku krystalograficznego *c* wykazuje podobne zachowanie do niektórych półprzewodników ferromagnetycznych [56, 57]. Charakterystyczną cechą jest pojawienie się maksimum w temperaturowej zależności oporu elektrycznego oraz wzrostu oporu w stanie uporządkowania ferromagnetycznego. Zachowanie powyższe jest zgodne z interpretacją, która uwzględnia konkurencję z jednej strony efektów wynikających z nieporządku tj. lokalizacji Andersona lub też słabej lokalizacji oraz uporządkowania ferromagnetycznego z drugiej strony [56, 57].

Interesujące zachowanie oporu zaobserwowano dla kierunku krystalograficznego *a*. Przede wszystkim nie występuje w tym przypadku maksimum oporu w T_c. Opór elektryczny poniżej około 46 K rośnie aż do najniższych temperatur. Analiza temperaturowej zależności oporu [H5] wykazała, występowanie poniżej T_C składowej proporcjonalnej do temperatury. Współistnienie członu liniowego w oporze elektrycznym poniżej temperatury uporządkowania wraz ze składową oporu $\rho = -|A|T^{1/2}$ przedstawia Rysunek 3b. Obserwacja ta pokazuje, że efekty w transporcie elektronów pochodzące od nieporządku dominują nad tymi, którego źródłem jest uporządkowanie magnetyczne to znaczy nad niesprężystym rozpraszaniem elektronów na wzbudzeniach magnetycznych. Jednocześnie rozpraszanie elektron-magnon może stanowić efektywny mechanizm utraty spójności fazowej interferujących fal elektronowych podobnie jak w przypadku związku U_2CoSi_3, przyczyniając się do występowania liniowego członu w oporze elektrycznym. Ze względu na znacznie silniejszą anizotropię magnetokrystaliczną w związku U_2NiSi_3, zachowanie takie uwidacznia się jedynie w składowej oporu zmierzonej wzdłuż kierunku łatwego namagnesowania.

4.2.4. Podsumowanie

W pierwszej kolejności chciałbym zwrócić uwagę, iż zbadane związki pomimo wspólnej cechy jaką jest nieporządek struktury krystalicznej, posiadają różne własności fizyczne: począwszy od nadprzewodnictwa w $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$ po uporządkowanie magnetyczne w U_2NiSi_3, od własności układu Kondo z pojedynczą domieszką w La_2NiSi_3 po własności sieci Kondo w $Ce_2Co_{0.8}Si_{3.2}$. Własności te nie mają jednak bezpośredniego wpływu na obecność efektów interferencji kwantowych w badanych związkach. Dzieje się tak, ponieważ podstawowym czynnikiem, który decyduje o wielkości poprawki kwantowej Altshulera-Aronova w oporze elektrycznym nieuporządkowanych związków jest siła rozpraszania sprężystego elektronów na defektach sieci krystalicznej. Rodzaj defektów, które

prowadzą do elastycznego rozpraszania nie mają również znaczenia bezpośredniego, ponieważ kluczowym parametrem fizycznym jest wielkość średniej drogi swobodnej sprężystego rozpraszania elektronów. Własności fizyczne mogą natomiast wpływać nie tyle na wystąpienie zjawiska interferencji co na wielkość poprawek kwantowych do oporu z nich wynikających. Należy jednak podkreślić, że poszukiwanie pełnej zgodności modelu teoretycznego Altshulera-Aronova z wynikami eksperymentalnymi może okazać się bardzo trudne. Oprócz aspektów czysto eksperymentalnych, które wpływają na dokładne określenie wartości oporów resztkowych niezbędnych do analizy ilościowej, na przykład związanych z orientacją próbki, rozmieszczeniem i rozmiarami kontaktów elektrycznych, istnieje również kwestia adekwatności zastosowanego w analizie wyników doświadczalnych modelu do badanego obiektu. Najprościej można ten problem przybliżyć na przykładzie analizy wyników oporu elektrycznego związku $ZrAs_{1.58}Se_{0.39}$, która pokazała jak zastosowanie modelu izotropowego do związku wykazującego anizotropię współczynnika dyfuzji może doprowadzić do błędnych wniosków końcowych.

Istotną charakterystyczną cechą poprawki Altshulera-Aronova jest fakt, że nie jest ona niszczona poprzez zastosowanie zewnętrznego pola magnetycznego. Nie ma jednak znaczenia czy ta poprawka kwantowa do oporu zależy od zewnętrznego pola magnetycznego, czy też nie. Zgodnie z teorią, ograniczając się jedynie do poprawki dyfuzyjnej do oporu elektrycznego, decyduje o tym wartość efektywnej stałej oddziaływania elektron-elektron, która występuje w członie trypletowym poprawki. Niemniej jednak, należy pamiętać, że na jej wielkość wpływ mają procesy rozpraszanie elektronów przewodnictwa typu spin-spin i spin-orbita, jak również oddziaływanie elektronów przewodnictwa z fononami. W sytuacjach takich, pierwiastkowy wzrost oporu w niskich temperaturach może być niezależny od zewnętrznego pola magnetycznego.

Przedstawione przykłady pokazują również, że w niektórych przypadkach konieczne jest zastosowanie zewnętrznego pola magnetycznego, aby przekonać się, że poprawki kwantowe wynikające z indukowanych nieporządkiem efektów interferencji kwantowych występują w danym związku. Z sytuację taką mamy do czynienie w związku La_2NiSi_3, czy też w silnie domieszkowanych germanem roztworach $CePd_xGe_{1-x}In$. Niskie wartości temperatury charakterystycznej powyższych związków pozwalają zniszczyć efekt Kondo w polach magnetycznych o indukcji kilku Tesli. Z kolei w przypadku niektórych związków takich jak $Ce_2Co_{0.8}Si_{3.2}$ w zerowym polu magnetycznym wzrost oporu w granicy $T \rightarrow 0$ w ogóle nie występuje, natomiast uwidacznia się dopiero po przyłożeniu zewnętrznego pola magnetycznego. Wynika to z faktu, iż pewne grupy związków nieuporządkowanych takich jak układy ciężkofermionowe, pomimo znaczących wartości oporu resztkowego, posiadają w zakresie niskich temperatur duży wkład do oporu wynikający z nieelastycznego rozpraszania elektron-elektron. Ponieważ dynamika zmian oporu związana z procesami nieelastycznego rozpraszania elektronów jest w tych przypadkach znacząca, a poprawki kwantowe stanowią stosunkowo mały wkład do całkowitej wartości oporu, dlatego wzrostu oporu z nich wynikający często jest trudny do zaobserwowania.

Konkludując zatem, należy zauważyć, iż zaprezentowane wyniki badań podkreślają uniwersalny charakter kwantowej poprawki Altshulera-Aronova w nieuporządkowanych układach metalicznych. To znaczy efekt ten sam w sobie nie zależy od własności stanu podstawowego badanych związków, które mogą jedynie modyfikować człon trypletowy w poprawce dyfuzyjnej Altshulera-Aronova i wpływać na położenie minimum oraz wielkość obserwowanego wzrostu oporu poniżej minimum. Niektóre, przytoczone przykłady związków pokazują również, że brak wpływu pola

magnetycznego na składową dyfuzyjną poprawki kwantowej Altshulera-Arononva, tzn. na składową $-|A|T^{1/2}$ w oporze elektrycznym, może być też powszechnie obserwowany w nieuporządkowanych układach metalicznych.

LITERATURA CYTOWANA

[1] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics (PWN, Warsaw,1976).

[2] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, Solid State Physics (Holt, Rinehart and Winston, (New York, 1976)).

[3] P. W. Anderson, Phys. Rev. 109, 1492 (1958)

[4] P. W. Anderson – Wykład – Nagroda Nobla 1977: https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1977/anderson-lecture.pdf

[5] R. W. Cochrane, J.O. Ström-Olsen, Phys. Rev. B 29, 1088 (1984)

[6] J. J. Lin and C. Y. Wu, Phys. Rev. B 48, 5021 (1993).

[7] C. Y. Wu, W. B. Jian, and J. J. Lin, Phys. Rev. B 52, 15479 (1995).

[8] J. H. Mooij, Phys. Status Solidi A 17, 521 (1973).

[9] R. W. Cochrane, R. Harris, J, O. Ström-Olsen, and M. J. Zuckermann, Phys. Rev. Lett. 35, 676 (1975)

[10] J. Kondo, Progress of Theoretical Physics 32, 37 (1964)

[11] K. Vladar, A. Zawadowski, Phys. Rev. B 28, 1564 (1983).

[12] K. Vladar, A. Zawadowski, Phys. Rev. B 28, 1596 (1983).

[13] A. Zawadowski, Phys. Rev. Lett. 45, 211 (1980).

[14] D. Cox and A. Zawadowski, Exotic Kondo effects in metals: Magnetic Ions in a Crystalline Electric Field and Tunneling Centers (Taylor and Francis Ltd, (London, Philadelphia, 1999), 1998).

[15] B. L. Altshuler and A. A. Aronov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 77, 2028 (1979) [Sov. Phys. JETP 50, 968 (1979)].

[16] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. 42, 673 (1979)

[17] B. L. Altshuler and A. G. Aronov, Electron-electron Interactions in Disordered Systems (Elsevier, Amsterdam, 1985).

[18] S. Süllow, I. Maksimov, A. Otop, F. J. Litterst, A. Perucchi, L. Degiorgi, and J. A. Mydosh, Phys. Rev. Lett. 93, 266602 (2004).

[19] N. Manyala, Y. Sidis, J. F. DiTusa, G. Aeppli, D. Young, and Z. Fisk, Nature 404, 581 (2000).

[20] L. Havela, M. Paukov, V. Buturlim, I. Tkach, D. Drozdenko, M. Cieslar, S. Mašková, M. Dopita, and Z. Matěj, Phys. Rev. B 95, 235112 (2017).

[21] D. Neumaier, M. Turek, U. Wurstbauer, A. Vogl, M. Utz, W. Wegscheider, and D. Weiss, Phys. Rev. Lett. 103, 087203 (2009).

[22] T. Dietl, J. Phys. Soc. Japan 77, 031005 (2008).

[23] J. Wang, A. M. DaSilva, C.-Z. Chang, K. He, J. K. Jain, N. Samarth, X.-C. Ma, Q.-K. Xue, and M. H. W. Chan, Phys. Rev. B 83, 245438 (2011).

[24] M. Liu, J. Zhang, C.-Z. Chang, Z. Zhang, X. Feng, K. Li, K. He, L.-l. Wang, X. Chen, X. Dai, Z. Fang, Q.-K. Xue, X. Ma, and Y.Wang, Phys. Rev. Lett. 108, 036805 (2012).

[25] T. Cichorek, L. Bochenek, M. Schmidt, A. Czulucki, G. Auffermann, R. Kniep, R. Niewa, F. Steglich, and S. Kirchner, Phys. Rev. Lett. 117, 106601 (2016).

[26] T. Cichorek, A. Sanchez, P. Gegenwart, A. Wojakowski, Z. Henkie, G. Auffermann, F. Weickert, S. Paschen, R. Kniep, F. Steglich, Phys. Rev. Lett. 94, 236603 (2005)

[27] A. Czulucki, G. Auffermann, M. Bednarski, L. Bochenek, M. Böhme, T. Cichorek, R. Niewa, N. Oeschler, M. Schmidt, and F. Steglich, R. Kniep, ChemPhysChem 11, 2639 (2010).

[28] T. Cichorek, L. Bochenek, M. Schmidt, R. Niewa, A. Czulucki, G. Auffermann, F. Steglich, R. Kniep, and S. Kirchner, Phys. Rev. Lett. 118, 259702 (2017).

[29] L. Bochenek, Ph.D thesis, Institute of Low Temperature and Structure Research, 2013, available at http://biblioteka.int.pan.wroc.pl/lib/exe fetch.php?media=doktoraty-b:l.bochenek.pdf.

[30] P. Wölfle and R. N. Bhatt, Phys. Rev. B 30, 3542 (1984).

[31] R. N. Bhatt, P. Wölfle, and T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. B 32, 569 (1985).

[32] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, A.Yu. Zuzin, Solid State Commun. 44, 137 (1982)

[33] A. Sahnoune, J. O. Ström-Olsen, and H. E. Fischer, Phys. Rev. B 46, 10035 (1992)

[34] D. V. Baxter, R. Richter, M. L. Trudeau, R. W. Cochrane, J. O. Ström-Olsen, Journal de Physique 50, 1637 (1989).

[35] M. Sawicki, T. Dietl, J. Kossut, J. Igalson, T. Wojtowicz, W. Plesiewicz Phys. Rev. Lett. **56 (**1986) 508

[36] A. Millis, P.A. Lee Phys. Rev. B **30** 6170 (1984)

[37] K. Satoh, Y.Maeno, T. Fujita, Y.Uwatoko, H. Fujii, J. Phys. (Paris) 49 (1988) C8–779.

[38] H. Fujii, T. Takabatake, Y. Andoh, J. Alloys Comp. 181 (1992) 111.

[39] E. Bruck, M. van Sprang, J.C.P. Klaasse, F.R. de Boer, J. Appl. Phys. 63, 3417 (1988).

[40] R. N. Bhatt and D. S. Fisher, Phys. Rev. Lett. 68, 3072 (1992).

[41] V. Dobrosavljević, T. R. Kirkpatrick, and G. Kotliar, Phys. Rev. Lett. 69, 1113 (1992).

[42] O. O. Bernal, D. E. MacLaughlin, H. G. Lukefahr, and B. Andraka, Phys. Rev. Lett. 75, 2023 (1995).

[43] E. Miranda, V. Dobrosavljević, and G. Kotliar, J. Phys.: Condens. Matter 8, 9871 (1996).

[44] E. Miranda and V. Dobrosavljević, Rep. Prog. Phys. 68, 2337 (2005).

[45] E. Miranda and V. Dobrosavljević, Phys. Rev. Lett. 86, 264 (2001).

[46] E. Nielsen and R. N. Bhatt, Phys. Rev. B 76, 161202(R) (2007).

[47] T. Westerkamp, M. Deppe, R. Küchler, M. Brando, C. Geibel, P. Gegenwart, A. P. Pikul, and F. Steglich, Phys. Rev. Lett. 102, 206404 (2009).

[48] S. K. Ma, C. Dasgupta, and C. Hu, Phys. Rev. Lett. 43, 1434 (1979).

[49] D. Tanasković, V. Dobrosavljević, and E. Miranda, Phys. Rev. Lett. 95, 167204 (2005).

[50] M. Szlawska and D. Kaczorowski, J. Phys. Condens. Matter 26, 016004 (2014); 25, 255601 (2013).

[51] A. H. Castro Neto and B. A. Jones, Phys. Rev. B 62, 14975 (2000).

[52] T. Schmidt, R. J. Haug, V. I. Fal'ko, K. v. Klitzing,A. Förster, and H. Lüth, Europhys. Lett. 36, 61 (1996).

[53] B. Chevalier, R. Pottgen, B. Darriet, P. Gravereau, and J. Etourneau, J. Alloys Compd. 233, 150 (1996).

[54] M. Szlawska, D. Kaczorowski, M. Reehuis, Phys. Rev. B 81, 094423 (2010)

[55] V. K. Dugaev, P. Bruno, and J. Barnaś, Phys. Rev. B 64, 144423 (2001)

[56] G. Zaránd, C. P. Moca B. Jankó, Phys. Rev, Lett. 94, 247202 (2005)

[57] C. P. Moca, B. L. Sheu, N. Samarth, P. Schiffer, B. Janko, G. Zarand, Phys. Rev. Lett. 102, 137203 (2009)

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo – badawczych

5.1. Wybrane osiągnięcia naukowo-badawcze spoza tematyki habilitacyjnej

Po uzyskaniu stopnia doktora nauk fizycznych dołączyłem do zespołu badawczego prowadzonego przez prof. D. Kaczorowskiego. W tym czasie moje zainteresowania naukowe koncentrowały się głównie na badaniach związków międzymetalicznych ceru i uranu. Badania przeprowadzono w Instytucie, a także we współpracy z licznymi światowymi ośrodkami naukowymi z Japonii, Chin, Niemiec, Rosji i Stanów Zjednoczonych. Tematy badań obejmowały kilka obszarów, do których należą:

a) Nadprzewodnictwo i kwantowa krytyczność w związku Ce_2PdIn_8.

b) Związki ceru i uranu porządkujące się antyferromagnetycznie – własności fizyczne i konstrukcja magnetycznych diagramów fazowych

c) Nowe międzymetaliczne związki ceru – własności strukturalne, termodynamiczne i transportu elektronowego.

a) Nadprzewodnictwo i kwantowa krytyczność w związku Ce_2PdIn_8

Intensywne prace eksperymentalne nad związkami międzymetalicznymi ceru doprowadziły do odkrycia nowego nadprzewodnika ciężkofermionowego Ce_2PdIn_8, który następnie stał się głównym obiektem badań w projekcie badawczym Narodowego Centrum Nauki nr 2011/01/B/ST3/04482 "Niekonwencjonalna nadprzewodnictwo i inne emergentne stany w układach ciężkich" prowadzona przez prof. D. Kaczorowski. Związek ten staje się nadprzewodnikiem poniżej temperatury $T_c \approx 0.7$ K. W polu magnetycznym równym wartości górnego pola krytycznego wartość współczynnika elektronowego ciepła właściwego w temperaturze 0.1 K wynosi około 1.5 $Jmol^{-1}K^{-2}$. Jednocześnie obserwujemy, że zależności temperaturowe rezystywności oraz ciepła właściwego odbiegają od typowego zachowania w opisie cieczy Fermiego, co wynika z bliskości indukowanego polem magnetycznym antyferromagnetycznego kwantowego punkt krytycznego. Anomalne zachowanie własności transportowych zaobserwowane również w pomiarach efektu Halla. Ponadto należy podkreślić, że związek ten wykazuje bardzo podobne właściwości do innego ciężkofermionowego nadprzewodnika $CeCoIn_5$. Pomiary de Haasa van Alphena oraz teoretyczne obliczenia wykazały, że związek ten posiada quasi dwuwymiarową powierzchni Fermiego. W odróżnieniu jednak od związku $CeCoIn_5$ odchylenie od idealnej dwuwymiarowości jest większe w tym przypadku.

- K. Gotze, J. Klotz, **D. Gnida**, H. Harima, D. Aoki, A. Demuer, S. Elgazzar, J. Wosniza, D. Kaczorowski, I. Sheikin,
  "Quasi-Two-Dimensional Fermi Surfaces of the Heavy Fermion Superconductor Ce_2PdIn_8",
  Physical Review B 92, 115141 2015

- K. Hashimoto, Y. Mizukami, R. Katsumata, H. Shishido, M. Yamashita, H. Ikeda, Y. Matsuda, J. A. Schlueter, J. D. Fletcher, A. Carrington, **D. Gnida**, D. Kaczorowski, T. Shibauchi, "Anomalous superfluid density in quantum critical superconductors", *Proceedings of The National Academy of Sciences of United States of America* 110, 3293 (2013)
- **D. Gnida**, M. Matusiak, D. Kaczorowski, "Anomalous magnetotransport in the heavy-fermion superconductor Ce2PdIn8" *Physical Review B* 85, 060508(R) (2012)
- Y. Tokiwa, P. Gegenwart, **D. Gnida**, D. Kaczorowski, "Quantum criticality near the upper critical field of Ce_2PdIn_8", *Physical Review B* 84, 140507(R) (2011)
- J. K. Dong, H. Zhang, X. Qiu, B.Y. Pan, Y. F. Dai, T.Y. Guan, S.Y. Zhou, **D. Gnida**, D. Kaczorowski, and S.Y. Li, "Field-Induced Quantum Critical Point and Nodal Superconductivity in the Heavy-Fermion Superconductor Ce_2PdIn_8", *Physical Review X* 1, 011010 (2011)
- M. Matusiak, **D. Gnida**, D. Kaczorowski, "Quantum criticality in Ce_2PdIn_8: A thermoelectric study", *Physical Review B* 84, 115110 (2011)
- D. Kaczorowski, **D. Gnida**, A.P. Pikul, V.H. Tran, "Heavy-fermion superconductivity in Ce_2PdIn_8", *Solid State Communications* 150, 411 (2010)
- D. Kaczorowski, A. P. Pikul, **D. Gnida**, and V. H. Tran, Comment on "Emergence of a Superconducting State from an Antiferromagnetic Phase in Single Crystals of the Heavy Fermion Compound Ce_2PdIn_8", *Physical Review Letters* 104, 059702 (2010)
- D. Kaczorowski, A. P. Pikul, **D. Gnida**, and V. H. Tran, "Emergence of a Superconducting State from an Antiferromagnetic Phase in Single Crystals of the Heavy Fermion Compound Ce_2PdIn_8" *Physical Review Letters* 103, 027003 (2009)

b) Związki ceru i uranu porządkujące się antyferromagnetycznie – własności fizyczne i konstrukcja magnetycznych diagramów fazowych

W ramach badań przeprowadzono pomiary własności termodynamicznych i transportu elektronowego znanych antyferromagnetyków ceru i uranu: $U_2Cu_4As_5$, Ce_2PdGa_{12}, $CePd_5Ge_3$. Związki te różniły się między sobą m.in. wielkością anizotropii magnetokrystalicznej. Głównym osiągnięciem wynikającym z przeprowadzonych badań było skonstruowanie

magnetycznych diagramów fazowych. Kształt otrzymanych diagramów zależy od wielkości anizotropii magnetokrystalicznej. Przykładowo dla związku $U_2Cu_4As_5$ anizotropia ta jest znaczna. Przejście metamagnetyczne z fazy uporządkowanej antyferromagnetycznie do fazy paramagnetycznej zachodzi w typowy dla tego typu związków sposób, a mianowicie za pośrednictwem machizmu typu „spin-flip". Odmienne zachowanie obserwujemy dla związku $CePd_5Ge_3$. Anizotropia magnetokrystaliczna w tym przypadku jest słaba. W zależności od kierunku przyłożonego pola magnetycznego względem osi krystalograficznej związek ten przechodzi bezpośrednio do fazy paramagnetycznej (B||c) lub za pośrednictwem stanu pośredniego typu „spin-flop" (B||b).

- **D. Gnida**, A. Pikul, D. Kaczorowski,
  "Thermodynamic and electrical transport properties of single-crystalline $U_2Cu_4As_5$",
  Journal of Magnetism and Magnetic Materials 384, 122 (2015)
- **D. Gnida**, D. Kaczorowski,
  „Magnetism and weak electronic correlations in Ce_2PdGa_{12}"
  Journal of Physics-Condensed Matter 25, 145601 (2013)
- **D. Gnida**, P. Wisniewski, A.V. Gribanov, Y. D. Seropegin, D. Kaczorowski,
  "Metamagnetism in $CePd_5Ge_3$"
  Journal of Physics-Condensed Matter 25, 126001 (2013)

c) Nowe międzymetaliczne związki ceru – własności strukturalne, termodynamiczne i transportu elektronowego

Badania w dużym zakresie przeprowadzono we współpracy z Wydziałem Chemii Moskiewskiego Uniwersytetu Państwowego. Odkryto kilka nowych związków międzymetalicznych ceru, które porządkują się antyferromagnetycznie, ale również nowe ferromagnetyczne sieci Kondo. Do pierwszej grupy należy zaliczyć następujące związki: $CePd_2Al_2$, $CePd_3Al_3$, $CePd_4Al_4$, $CePd_3Al_2$, $CePd_{0.427}Sn_2$, $CePtIn_4$. Związki te porządkują się antyferromagnetycznie w bardzo niskich temperaturach, w zakresie 1 – 3.5 K. Natomiast wśród nowych ferromagnetycznych sieci Kondo należy wyróżnić $CePd_2Al_8$, Ce_3RuSn_6, $Ce_{11}Ru_{3.83}In_9$. Ich temperatury Curie wynoszą odpowiednio: 9.5 K, 3 K oraz 6.3 K.

- A.Tursina, E. Khamitcaeva, **D. Gnida**, D. Kaczorowski,
  "$CePd_2Al_8$ – A ferromagnetic Kondo lattice with new type of crystal structure",
  Journal of Alloys and Compounds 731, 229 (2018)
- J. Bławat, **D. Gnida**, M. Daszkiewicz, P. Wiśniewski, D. Kaczorowski,
  "Low-temperature physical behavior in a novel compound $CePtIn_4$",
  Journal of Alloys and Compounds724, 581 (2017)
- V. Gribanova, E. Murashova, **D. Gnida**, Z. Kurenbaeva, D. Kaczorowski

"Novel ternary cerium-rich intermetallic compound $Ce_{11}Ru_{3.83}In_9$: Crystal structure and low-temperature physical properties,
Journal of Alloys and Compounds 711, 455 (2017)

- E. Khamitcaeva, A. Tursina, A. Gribanov, **D. Gnida**, P. Wiśniewski, D. Kaczorowski, "Novel ternary intermetallics $CePd_3Al_2$ and $LaPd_3Al_2$",
Journal of Alloys and Compounds 708, 162 (2017)
- V. Gribanova, **D. Gnida**, E.V. Murashova, A.V. Gribanov, D. Kaczorowski, "Crystal structure and low-temperature properties of a novel cerium stannide Ce_3RuSn_6",
Journal of Alloys and Compounds 671, 114 (2016).
- A. Tursina, S. Nesterenko, **D.Gnida**, A. P. Pikul, D. Kaczorowski, "Crystal structure and low-temperature physical properties of $CePd_{0.427}Sn_2$",
Journal of Alloys and Compounds 667, 282 (2016).
- A. Tursina, E. Khamitcaeva, A. Gribanov, **D.Gnida**, and D. Kaczorowski, "$CePd_2Al_2$, $CePd_3Al_3$, and $CePd_4Al_4$ - A New Homologous Series Built of $CaBe_2Ge_2$- and CsCl-type Units",
Inorganic Chemistry 54, 3439 (2015)

5.2. Statystyka publikacji naukowych

Naukowy dorobek habilitanta obejmuje 35 artykułów, w tym:

- 34 publikacje ukazały się w czasopismach ujętych w bazie „Journal Citattions Reports", natomiast 1 jest spoza tej listy; opublikowana została w czasopiśmie „Molecular Physics Reports"
- 31 prac opublikowanych po uzyskaniu stopnia naukowego doktora, z czego 30 to prace regularne, 1 to praca pokonferencyjna
- 4 publikacje stanowią dorobek przed uzyskaniem stopnia naukowego doktora.

Sumaryczna miara oddziaływań wszystkich publikacji (całkowity „impact factor") wynosi 131.83. Całkowita liczba cytowań wynosi 214, natomiast bez autocytowań 174 (Web of Science). Współczynnik Hirscha habilitanta wynosi 10 (Web of Science).
Pełny spis opublikowanych prac naukowych zamieszczono w Załączniku 4.

5.3. Konferencje i warsztaty naukowe

Habilitant jest współautorem ponad 47 komunikatów na międzynarodowych konferencjach naukowych, przy czym osobiście uczestniczył w 17 Konferencjach, gdzie wygłosił 4 referaty i zaprezentował 13 plakatów.

a) Referaty:

1. **D. Gnida**, P. Swatek
   "Quantum interference in disordered Th_2CoSi_3",
   The 47èmes Journées des Actinides, 2017, Karpacz

2. **D.Gnida**, M. Szlawska, P. Swatek, P. Wiśniewski, D. Kaczorowski
   "Quantum interference phenomena due to disorder in the U_2TSi_3 compounds with AlB_2 type structure"
   45èmes Journées des Actinides, 2015, Praga, Czechy

3. **D. Gnida**, P. Wiśniewski, M. Szlawska, D. Kaczorowsk
   "Quantum interference in disordered ferromagnet U_2NiSi_3",
   The European Conference Physics of Magnetism Physics of Magnetism, 2014, Poznań

4. **D. Gnida**, A. Pikul, V-H. Tran, R. Gorzelniak, and D. Kaczorowsk
   "Metamagneticlike transition in singlecrystalline $U_2Cu_4As_5$"
   40èmes Journées des Actinides, 2010, Geneva, Szwajcaria

b) Plakaty:

1. **D. Gnida**, M.Szlawska, D.Kaczorowski,
   "Non-Fermi liquid behavior in disordered Kondo systems $Ce_2Co_{0.8}Si_{3.2}$ and $Ce_2Rh_{0.4}Co_{0.4}Si_{3.2}$",
   The 20th International Conference on Magnetism, 2015, Barcelona

2. **D. Gnida**, M.Szlawska, D.Kaczorowski,
   "Quantum Interference effects in frustrated U_2NiSi_3",
   Strongly Correlated Electron System, 2013, Tokyo

3. **D. Gnida**, M. Matusiak and D. Kaczorowski,
   "Unusual normal-state magnetotransport in the heavy fermion superconductor Ce_2PdIn_8",
   Strongly Correlated Electron System, 2012, Pusan, Korea Południowa

4. **D. Gnida** and D. Kaczorowski
   "Non-Fermi-liquid behaviour in $UCoSi_2$: magnetotransport properties of $UCoSi_2$ single crystals"
   39ièmes Journées des Actinides, 2009, La Grande Motte, Francja

5. **D. Gnida**, A. Pikul, V.-H. Tran, R. Gorzelniak, D. Kaczorowski,
   "Electrical transport properties of single crystalline $U_2Cu_4As_5$",
   17th International Conference on Solid Compounds of Transition Elements SCTE 2010, Annecy, Francja

6. **D. Gnida**, D. Kaczorowski,
   "Thermodynamic and Electrical Transport Properties of Single-Crystalline Ce_2PdGa_{12} "

Physics on Magnetism 2011, Poznań, Polska

7. **D. Gnida**, Cz. Marucha, T. Cichorek, A. Schlechte, M. Schmidt, W. Schnelle, Yu. Prots, R. Niewa, R. Kniep,
"Anisotropy and Orbital Kondo Effect in Diamagnetic sytems Zr-As-X (X = Se, Te),
International Conference on Magnetism, 2006, Kyoto

8. **D. Gnida**, A. Wojakwoski, Z. Henkei, T. Cichorek "Thermoelectric Power in off-stoichiometric ThAsSe systems",
Strongly Correlated Electron System 2005, Wiedeń

9. **D. Gnida**, Z. Henkie, A. Wojakowski, Cz. Marucha, R. Wawryk
"Effect of off-stoichiometry on transport properties on thorium arsenoselenides"
35ièmes Journées des Actinides, 2005, Baden, Austria

10. **D. Gnida**, T. Cichorek, A. Wojakowski, Z. Henkie,
"Thermoelectric power in ThAsSe"
II CAM Workshop on Correlated Thermoelctricity, 2005, Hvar, Chorwacja

11. **D. Gnida**, Z. Henkei, A. Wojakowski, P. Wiśniewski, R. Wawryk, Cz. Marucha, „Anisotropy Resistivity and thermoelectric power in thorium arsenoselenides", Workshop on Anomalous Phenomena in Strongly Correlated Electron Materials 2005, Wrocław, Polska

12. **D. Gnida**, Z. Henkie, R. Wawryk, A. Wojakowski, Cz. Marucha, P. Wiśniewski,
"ThAsSe diamagnet: Anisotropy in the system with Kondo effect derived from structural defects", 34ièmes Journées des Actinides, 2004, Heidelberg, Niemcy

c) Pozostałe prezentacje konferencyjne, których habilitant był współautorem:

1. K. Ciesielski, D. Gnida, D. Kaczorowski, „Thermoelectric properties and peculiarities of electron transport in half-Heusler phases LuNiSb, LuPdSb, ErPdSb, YPdSb, GdPtSb", C-MAC Days 2017, Ateny, Grecja

2. R. Kurleto, M. Rosmus, Ł. Walczak, D. Kaczorowski, D. Gnida, K. Treiber, F. Reinert, A. Tejeda, F. Bertran, J. Rault, P. Starowicz, „Elctronic structure of $CeCoIn_5$ studied by ARPES" XVIII Krajowa konferencja Nadprzewodnictwa 2017, Krynica Morska, Polska

3. J. Bławat, D. Gnida, M. Daszkiewicz, T. Romanova, A. Hackemer, P. Wiśniewski, D. Kaczorowski, „Synteza monokryształów i własności fizyczne związku $CePtIn_4$ ", XII Rzeszowska Konferencja Młodych Fizyków, 2017, Rzeszów

4. P. Starowicz, R. Kurleto, M. Rosmus, Ł. Walczak, A. Tejeda, M. Szlawska, D. Gnida, D. Kaczorowski, J. Goraus, K. Treiber, F. Reinert, "Hybridization in selected cerium heavy fermion systems studied by ARPES", 18 Krajowa Konferencja Nadprzewodnictwa, 2017 Krynica Morska

5. J. Bławat, D. Gnida, M. Daszkiewicz, P. Wiśniewski, A. Hackemer, T. Romanova, D. Kaczorowski, "Low-temperature physical behavior in a novel compound $CePtIn_4$ ", 18 Krajowa Konferencja Nadprzewodnictwa, 2017 Krynica Morska

6. M. Szlawska, D. Gnida, M. Daszkiewicz, D. Kaczorowski, "Magnetic ordering in single-crystalline $URhGe_2$", The 47èmes Journées des Actinides, 2017, Karpacz

7. J. Blawat, D. Gnida, M. Daszkiewicz, T. Romanova, A. Hackemer, P. Wisniewski, D.Kaczorowski, "Low-temperature physical behavior in a novel compound $CePtIn_4$", 28th International Conference on Low Temperature Physics, 2017, Gothenburg, Sweden

8. D. Gnida, S. Nesterenko, A. Tursina, V. Avzuragova, D. Kaczorowski, „Structural, thermodynamic and electrical transport properties of a novel cerium gallide $CeRh_2Ga_2$" International Conference on Strongly Correlated Electron Systems, 2016, Hangzhou, Chiny

9. L.-Q. Che, Y.-J. Zhang, D. Gnida, D. Kaczorowski, H.S. Jeevan, H.Q. Yuan, H. Lee, X. Lu „Point-contact spectroscopy on heavy fermion compounds" International Conference on Strongly Correlated Electron Systems, 2016, Hangzhou, Chiny

10. A. Tursina, E. Khamitcaeva, D. Gnida, D. Kaczorowski, "$CePd_3Al_5$ – an intermetallic compound with a new structure type", XIII Internatonal Conference on Crystal Chemistry of Intermetallic Compounds, 2016, Lwów, Ukraina,

11. D. Kaczorowski, D. Gnida, A. Tursina, E. Khamitcaeva, A. Gribanov, „Novel Kondo lattices $CePd_3Al_3$ and $CePd_4Al_4$", 20th International Conference on Magnetism, 2015, Barcelona, Hiszpania

12. K. Ciesielski, D. Gnida, D. Kaczorowski, "Własności transportowe związków o strukturze MgAgAs", Ogólnopolska Sesja Kół Naukowych Fizyków, 2015, Bydgoszcz

13. K. Ciesielski, D. Gnida, D. Kaczorowski, "Własności magneto-transportowe związków o strukturze MgAgAs" Ogólnopolska Konferencja Kół Naukowych Fizyków, 2015, Ustroń

14. K. Ciesielski, D. Gnida, D. Kaczorowski, ""Własności magneto-transportowe związków o strukturze MgAgAs", Gdańskie Spotkania z Nanotechnologią, 2015, Gdańsk

15. D. Gnida, P. Swatek, U. Burkhardt, Yu. Grin, and D. Kaczorowski "Thermodynamic and transport properties of $CeCo_{0.75}Si_{2.25}$", Physics of Magnetism", 2014, Poznań

16. D. Gnida, M. Matusiak, and D. Kaczorowski, "Anomalous electronic transport in the novel heavy-fermion superconductor Ce_2PdIn_8" International Conference on Superconductivity and Magnetism, 2012, Istambuł, Turcja

17. T. Cichorek, A. Schlechte, R. Niewa, M. Schmidt, R. Ramlau, M. Bednarski, Ł. Bochenek, D. Gnida, G. Auffermann, Yu. Prots, W. Schnelle, N.V. Kozlova, J. Freudenberger, A. Kolomiets, J. Ch. Griveau, Z. Henkie, F. Steglich, and R. Kniep, "Low-temperature

electrical resistivity of ThAsSe and thermo-chemical properties of its non-actinide derivatives", 38èmes Journées des Actinides, 2008, Wrocław

18. M. Matusiak, D. Gnida and D. Kaczorowski, "Anomalous thermoelectric effects in the heavy-fermion superconductor Ce_2PdIn_8", International Conference on Magnetism, 2012, Busan, Korea

19. J.K.Dong, H.Zhang, X.Qiu, B.Y.Pan, Y.F.Dai, T.Y.Guan, S.Y.Zhou, D.Gnida, D.Kaczorowski, and S.Y.Li, "Field-induced quantum critical point and nodal superconductivity in the heavy-fermion superconductor Ce_2PdIn_8", The 26th International Conference on Low Temperature Physics, 2011, Beijing, Chiny

20. A.P.Gonçalves, D.Gnida, P.Estrela, A. de Visser, E.B.Lopes, I.Catarino, G.Bonfait, M.Godinho, M.Almeida, and D. Kaczorowski, "Magnetic ordering in the heavy-fermion compound UZn_{12}", 40èmes Journées des Actinides, 2010, Genewa, Szwajcaria

21. D.Kaczorowski, D.Gnida, A.P.Pikul and V.H.Tran, "Non-Fermi-liquid normal-state behavior in the heavy-fermion superconductor Ce_2PdIn_8", International Conference on Strongly Correlated Electron Systems SCES2010, 2010, Santa Fe, USA

22. D.Kaczorowski, M.Szlawska, A.P.Pikul, Z.Gajek, D.Gnida, L.D.Gulay, T.Komatsubara, A.Ślebarski, and A.Szajek, "Strong electronic correlations in Ce-Rh-Si ternaries", Spotkanie Uczestników Sieci Naukowej MSSE „Materiały z silnie skorelowanymi elektronami: otrzymywanie, badania podstawowe i aplikacje", 2008, Karpacz

23. D. Kaczorowski, A. P. Pikul, and D. Gnida, „Ferromagnetic ordering in $UNiSi_2$ and possible ferromagnetic quantum criticality in $UCoSi_2$: single crystals investigations", European Conference "39ièmes Journées des Actinides", 2009, La Grande-Motte, Francja

24. D. Gnida and D. Kaczorowski, „Non-Fermi-liquid behavior in $UCoS_{i2}$: magnetotransport properties of $UCoSi_2$ single crystals", European Conference "39ièmes Journées des Actinides", 2009, La Grande-Motte, Francja

25. D. Kaczorowski, A. Pikul, D. Gnida, "Non-Fermi liquid behavior near ferromagnetic instability in single-crystalline $UCoSi_2$", International Conference on Magnetism, 2009, Karlsruhe, Niemcy

26. D. Kaczorowski, A. P. Pikul, D. Gnida, V. H. Tran, "Ambient-pressure bulk superconductivity in a heavy-fermion antiferromagnet Ce_2PdIn_8", The International Conference on Quantum Criticality and Novel Phases, 2009, Drezno, Niemcy

27. D. Kaczorowski, A.P. Pikul, V.H. Tran, and D. Gnida, „Heavy-fermion superconductivity in Ce_2PdIn_8", COST P16 - ECOM Meeting, 2009, Kraków

28. D. Kaczorowski, A.P. Pikul, V.H. Tran, and D. Gnida, „Heavy-fermion superconductivity in Ce_2PdIn_8", XIV Krajowa Szkoła Nadprzewodnictwa „Nadprzewodnictwo i niejednorodne układy skondensowane", 2009, Ostrów Wielkopolski

29. T. Cichorek, R. Niewa, M. Schmidt, A. Schlechte, R. Ramplau, D. Gnida, G. Auffermann, Yu. Prots, A. Sanchez, P. Gegenwart, F. Weickert, S. Paschen, W. Schnelle, A. Wojakowski, Z. Henkie, F. Steglich and R. Kniep, "Orbital (Two-Channel) Konod Effect in Nonmagnetic PbFCl-Type Pnictide Chalcogenides", Meeting of the Scientific Advisory Board, 2006, Max Planck Institute for Chemical Physics of Solids, Drezno, Niemcy
30. T. Cichorek, D. Gnida, Cz. Marucha, Z. Henkie,"Magnetic Field Effects on Two-Channel Kondo System ThAsSe", International Conference on Magnetism 2006, Kyoto, Japonia

5.4. Realizacja projektów badawczych i uczestnictwo w sieciach naukowych

Habilitant brał lub bierze udział w realizacji kilku projektów badawczych z czego w jednym był kierownikiem projektu, natomiast w dwóch kolejnych, w których kierownikiem był prof. D. Kaczorowksi, był ich głównym wykonawcom.

- Grant NCN nr 2011/03/D/ST3/02351: „Efekty kwantowej interferencji w układach z silnie skorelowanymi elektronami" – **kierownik projektu**
- Grant NCN nr 2011/01/B/ST3/04482: „Niekonwencjonalne nadprzewodnictwo i inne stany emergentne w układach ciężkofermionowych" – **główny wykonawca**
- Grant NCN nr 2015/19/B/ST3/03158 „Współistnienie nadprzewodnictwa i antyferromagnetyzmu w układach ciężko fermionowych z nierównoważnymi podsieciami Kondo" – **główny wykonawca**
- Grant NCN nr 2017/25/B/ST3/02868 „Współistnienie nadprzewodnictwa i magnetyzmu w nadprzewodnikach żelazowych zawierających europ." – **wykonawca**
- Międzynarodowa sieć ACTINET "Critical behaviour of actinide compounds under high pressure"
- Sieć Naukowa: Materiały z silnie skorelowanymi elektronami: otrzymywanie, badania podstawowe i aplikacje MSSE

5.5. Tworzenie zaplecza naukowo-badawczego

Dużą uwagę w trakcie pracy w Oddziale Badań Magnetyków poświęcałem również rozbudowie warsztatu badawczego. Polegała ona między innymi na:

- Rozbudowie stanowiska pomiarowego PPMS: praca polegała na zaadaptowaniu zewnętrznego mostka LS370 firmy LakeShore do pomiarów oporu elektrycznego metodą AC, przygotowaniu połączeń elektrycznych oraz oprogramowania w języku VisualBasic. Rozbudowa stanowiska pozwala na większą kontrolę pomiarową, stosowanie niższych wartości prądów jak również umożliwia dokładniejsze pomiary rezystancji.
- Budowie aparatury do pomiarów siły termoelektrycznej w zakresie temperatur 2-300 K – przystosowanie kriostatu do pomiarów, konstrukcja uchwytu, stworzenie

oprogramowania w środowisku programistycznym LabView.

- Przystosowanie kriostatu do pomiarów oporu elektrycznego pod wysokim ciśnieniem hydrostatycznym – budowa uchwytu, stworzenie oprogramowania w środowisku programistycznym LabView.
- Tworzeniu laboratorium do osadzania cienkich warstw – rozpoznanie rynku oraz przygotowanie specyfikacji technicznej do przetargu 05/06/2015/AP - Dostawa systemu do osadzania cienkich warstw epitaksjalnych metodą ablacji laserowej z wykorzystaniem lasera impulsowego (Laser MBE). Obecnie habilitant jest opiekunem laboratorium do osadzania cienkich warstw techniką PLD.

5.6. Pobyty zagraniczne w ramach współpracy naukowej

Tygodniowy i dwutygodniowy pobyt w Instytucie Pierwiastków Transuranowych w Karlsruhe.

5.7. Współpraca naukowa

Habilitant współpracował lub współpracuje z pracownikami naukowymi z kilku instytucji zagranicznych, czego owocem są liczne publikacje naukowe oraz wystąpienia i prezentacje konferencyjne.

- Wydział Chemii Moskiewskiego Uniwersytetu Państwowego im. M. Łomonosowa w Moskwie (prof. A. Tursina, prof. A. Gribanov, 7 wspólnych prac)
- Instytut Fizyki Chemicznej Ciał Stałych im. Maksa Plancka w Dreźnie w Niemczech (prof. F. Steglich, Prof. R. Kniep, 2 wspólne prace)
- Uniwersytet im. Józefa Fouriera w Grenobl, Francja (dr. I. Sheikin, 1 wspólna praca)
- Instytut Chemii Nieorganicznej Narodowego Uniwersytetu Lwowskiego we Lwowie (prof. V. Zaremba, 1 wspólna, praca)
- Instytut Fizyki Uniwersytetu w Getyndze (prof. P. Gegenwart, 1 wspólna praca)
- Wydział Fizyki Uniwersytetu w Kioto (prof. H. Shibauchi, 1 wspólna praca)
- Uniwersytet Fudan w Szanghaju (prof. S.Y. Li, 1 wspólna praca)
- Wydział Chemiczny Uniwersytetu Northwestern w Evanston (Stany Zjednoczone) (prof. J.A. Ibers , 1 wspólna praca)
- Instytut Technologii Jądrowej w Sacavem w Portugalii (prof. A. P. Goncalves, 1 wspólna praca)

5.8. Opieka nad studentami

Habilitant jest promotorem jednej pracy magisterskiej oraz jednej pracy inżynierskiej

- Kamil Ciesielski, „Związki o strukturze typu MgAgAs – własności transportowe", praca inżynierska, Politechnika Gdańska 2015
- Tomasz Michnowicz, „Wpływ wysokich ciśnień na transport elektronowy w wybranych związkach ceru i uranu", praca magisterska, Politechnika Gdańska 2013

Ponadto prowadził kilkukrotnie opieką nad studentami odbywającymi praktyki w Oddziale Badań Magnetyków

5.9. Recenzje

Habilitant jest recenzentem jednego artykułu naukowego oraz jednej pracy magisterskiej.

5.10. Działalność popularyzatorska

Habilitant uczestniczył jako osoba współprowadząca w zajęciach organizowanych przez Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych w ramach Letnich Warsztatów Fizykochemii Ciała Stałego oraz na Dolnośląskim Festiwalu Nauki.

Daniel Gnida