

Mechanizm Θ w wysokotemperaturowym nadprzewodnictwie

Wprowadzenie

Wysokotemperaturowe nadprzewodniki (HTSC) – zwłaszcza kupraty takie jak $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (rodzina Y123) czy $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (rodzina Bi2212) – wykazują złożone diagramy fazowe i szereg nietypowych zjawisk, które od dekad stanowią wyzwanie teoretyczne. Kluczową cechą kupratów jest obecność tzw. pseudoszczeliny (ang. *pseudogap*) w stanie normalnym: poniżej pewnej temperatury T^* gęstość stanów ulega częściowemu wygaszeniu mimo braku jeszcze pełnej koherencji nadprzewodnikowej. *Pseudoszczelina współwystępuje z nadprzewodnictwem w obszarze niedomieszkowanym, sugerując konkurencję lub wzajemne powiązanie tych stanów.* Co więcej, wartość T^* maleje ze wzrostem domieszkowania i zdaje się zanikać przy krytycznym stężeniu dziur p^* , różnym dla różnych rodzin materiałów (np. około $p^* \approx 0,195$ w YBCO vs $p^* \approx 0,22$ w Bi2212¹). Mimo wielu teorii – od fal spinowych i gęstości ładunku po stan RVB czy fluktuacje fazowe – konsensus co do mechanizmu parowania i roli pseudoszczeliny nie został osiągnięty.

Mechanizm Θ stanowi próbę kanonicznego ujęcia problematyki HTSC, integrując te zjawiska w jednorodnym formalizmie. Idea mechanizmu Θ wywodzi się z uogólnionej termodynamiki informacji: wprowadza pojęcie *temperatury informacyjnej* Θ jako miary wewnętrznej reorganizacji układu, analogicznie do temperatury fizycznej mierzącej energię kinetyczną cząstek^{2 3}. W kontekście nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego mechanizm Θ łączy opis różnych stanów (nadprzewodnik, pseudoszczelina, stan normalny) poprzez jeden formalizm oparty na zasadzie wariacyjnej i sprzężeniu układu z *wewnętrznym środowiskiem* (np. domieszkowanie, nieporządek) oraz *zewnętrznymi warunkami* (np. temperatura, ciśnienie, pole magnetyczne). Celem jest zmniejszenie arbitralności teorii – zamiast wprowadzać odrębne, niepowiązane modele dla pseudoszczeliny i parowania Coopera, mechanizm Θ traktuje je jako przejawy wspólnego procesu adaptacyjnego układu do warunków.

W niniejszym artykule przedstawiamy pełne, kanoniczne ujęcie mechanizmu Θ dla HTSC. W pierwszej kolejności definiujemy formalnie pojęcie Θ oraz wyjaśniamy, jak za jego pomocą opisać konkurujące stany układu. Następnie wyprowadzamy model dwupolowy dla nadprzewodnika z pseudoszczeliną, określając efektywne parametry (masy, sprzężenia) i kąt mieszania Θ . W dalszej części omówimy, jak z dostępnych danych eksperymentalnych (np. T_c , T^* , wartości szczelin energetycznych) wyznaczać Θ dla różnych materiałów (porównując Y123, Bi2212 itp.), a tym samym przewidywać* zachowanie układu przy zadanych parametrach wewnętrznych i zewnętrznych. Na zakończenie dyskutujemy uniwersalność mechanizmu Θ – wspólne elementy dla różnych rodzin nadprzewodników – oraz granice jego stosowności, podkreślając, że różne materiały mogą realizować ową uniwersalną zasadę poprzez odmienne szczegóły mikroskopowe.

Definicja mechanizmu Θ i ramy teoretyczne

Temperatura informacyjna Θ – centralne pojęcie mechanizmu Θ – formalnie definiowana jest jako tensor mierzący intensywność fluktuacji i szybkość *wewnętrznej reorganizacji* układu². Intuicyjnie, Θ kwantyfikuje, jak „gorący informacyjnie” jest układ, tzn. jak szybko zmienia swoją strukturę stanów wewnętrznych pod wpływem bodźców. W odróżnieniu od zwykłej temperatury T , która wiąże się z

chaotycznym ruchem cząstek, Θ odnosi się do chaotycznych fluktuacji bardziej złożonych stopni swobody (np. kolektywnych trybów spinowo-ładunkowych, domen koherencji, konfiguracji sieci). Można ją zdefiniować operacyjnie np. przez tempo przyrostu entropii $\$S\$$ układu: $\$\\Theta = \\frac{dS}{dt}\\$$ w jednostkach odpowiednich dla rozważanej dynamiki ⁴. W ujęciu tensora Θ_{ij} , diagonalne elementy odpowiadają intensywności własnych fluktuacji poszczególnych trybów (analogicznie do temperatur podkładów), zaś pozadiagonalne – korelacjom między trybami (współfluktuacje) ⁵ ⁶. Taki tensor pozwala opisać zarówno układy jednorodne, jak i wielomodalne o sprężonych stopniach swobody.

W kontekście HTSC identyfikujemy dwa główne „tryby” konkurujące ze sobą: (1) nadprzewodnictwo (porządek kooperacyjnego parowania elektronów, opisywany parametrem $\$\\Delta\$$ związanym z funkcją falową par Cooper’owskich) oraz (2) pseudoszczelina (niejawny porządek, który redukuje gęstość stanów – potencjalnie związany z falami gęstości ładunku/spinu, paramagnetyzmem układu Kondo lub innym stanem o parametrach $\$\\Psi\$$). Każdy z tych trybów posiada własną „sztywność” i charakterystyczną skalę energii: dla nadprzewodnictwa będzie to wielkość szczeliny nadprzewodnikowej $\$\\Delta_{text{SC}}\$$ (związana z $\$T_c\$$), zaś dla pseudoszczeliny – energia pseudoszczeliny $\$E_g\$$ (związana z $\$T^2\$$). *Mechanizm Θ zakłada, że obserwowane fazy to wynik kompromisu między tymi dwoma tendencjami porządkowania, zależnego od warunków. Wewnętrzny stres adaptacyjny układu – np. gęstość nośników (domieszkowanie) albo sprzężenie spinowo-sieciowe – może promować jeden tryb kosztem drugiego. Temperatura informacyjna Θ będzie tu odzwierciedlać dynamikę* przełączania się układu między tymi trybami, np. poprzez fluktuacje przedkrytyczne.*

Formalnie ujmujemy to w ramach zasady wariacyjnej z wolną energią uogólnioną o człon entropowy z Θ . Proponujemy funkcjonał wolnej energii postaci:

$$\$F[\\Delta, \\Psi; \\Theta] = F_{text{BCS}}(\\Delta) + F_{text{PG}}(\\Psi) + F_{text{int}}(\\Delta, \\Psi) - \\Theta S(\\Delta, \\Psi)\$,$$

gdzie $\$F_{text{BCS}}\$$ opisuje energię kondensatu nadprzewodnikowego (np. jak w teorii BCS Ginzburga-Landaua), $\$F_{text{PG}}\$$ – efektywny „potencjał” stanu pseudoszczelinowego, zaś $\$F_{text{int}}\$$ to człon sprzągający oba porządki. Ostatni człon $-\Theta S$ oznacza, że wysoka Θ (silne fluktuacje) sprzyja stanom o wyższej entropii $\$S\$$ – tym samym preferuje *nieuporządkowanie* lub konfiguracje mieszane, podczas gdy niska Θ faworyzuje stan uporządkowany minimalizujący energię wewnętrzną $\$E\$$ ⁷ ⁸. Taki funkcjonał jest analogią do stosowanego w adaptonice (ogólnej teorii systemów adaptacyjnych), gdzie pojawia się kompromis między energią a entropią regulowany „temperaturą adaptacyjną” $\$T_a\$$ ⁹ ¹⁰. W stanie równowagi dla danych warunków zewnętrznych ($\$T\$$, pole itp.) efektywna $\$\\Theta\$$ przyjmuje taką wartość, by spełnione było równanie stacjonarności: $\$\\frac{\\partial F}{\\partial \\Delta} = 0\$$ dla wszystkich stopni swobody $\$\\sigma_i\$$ układu (tu: $\$\\Delta\$$ i $\$\\Psi\$$). W rezultacie otrzymujemy sprzążony układ równań, który w szczególności prowadzi do **warunku równowagi między trybami**:

$$(1) \$\\frac{\\partial F_{text{eff}}}{\\partial \\Delta} = 0, \\quad \\frac{\\partial F_{text{eff}}}{\\partial \\Psi} = 0\$,$$

gdzie $\$F_{text{eff}}\$$ to zredukowana wolna energia po uwzględnieniu optymalnej Θ . Rozwiązania tych równań określają zależności wartości oczekiwanych $\$\\langle \\Delta \\rangle\$$ i $\$\\langle \\Psi \\rangle\$$ (w tym przypadku odpowiadające wielkości szczeliny nadprzewodnikowej i stopniowi pseudoszczeliny) od parametrów środowiskowych (domieszkowania, temperatury itp.).

Istotnym wnioskiem z powyższego formalizmu jest to, że pseudoszczelina nie jest traktowana jako *fluktuacyjny przedsionek* nadprzewodnictwa, lecz jako odrębny, konkurencyjny porządek pozostający w dynamicznej równowadze z nadprzewodnictwem. Eksperymentalnie znajduje to potwierdzenie:

obserwacje efektu Nernsta czy zależności oporu wskazują, że faza pseudoszczeliny nie jest po prostu wynikiem fluktuacji nadprzewodnikowych powyżej T_c – stan pseudogap zanika dopiero przy p^* i nie śledzi bezpośrednio kopuły nadprzewodnictwa ¹¹. Co więcej, warunki, które sprzyjają powstawaniu pseudoszczeliny, sprzyjają również parowaniu – sugeruje to wspólne korzenie obu zjawisk (np. antyferromagnetyczne oddziaływanie międziplanarne) ¹². Mechanizm Θ uwzględnia tę współzależność poprzez człon sprzęgający F_{int} – interpretujemy go jako efekt wspólnego stresu adaptacyjnego* (np. oddziaływań spinowych), który może wywołać albo stan pseudogap, albo nadprzewodnictwo w zależności od intensywności (doping) i temperatury.

Model dwupolowy i kąt mieszania Θ

Aby uczynić powyższe rozważania konkretnymi, rozważamy uproszczony model dwupolowy: układ posiada dwa stopnie swobody uogólnione (parametry rzędu) Δ i Ψ , odpowiadające nadprzewodnictwu i pseudoszczelinie. Interesują nas małe fluktuacje tych parametrów wokół stanu równowagi – decydują one o dynamice przejść fazowych i ewentualnym współistnieniu faz. W ramach liniowej analizy stabilności konstruujemy macierz mieszania (hessian) M^2 z elementami: $M_{\Delta\Delta} = \frac{\partial^2 F}{\partial \Delta^2}$, $M_{\Psi\Psi} = \frac{\partial^2 F}{\partial \Psi^2}$ oraz $M_{\Delta\Psi} = \frac{\partial^2 F}{\partial \Delta \partial \Psi}$ (obliczonymi w punkcie równowagi). Te efektywne masy określają krzywizny powierzchni energii w kierunku każdego z porządków oraz ich wzajemne sprzężenie. Rozwiązuając równanie własne $\det[M^2 - \lambda I] = 0$, znajdujemy kombinacje własne – tzw. tryby normalne układu – odpowiadające rzeczywistym oscylacjom i niestabilnościom. Eigenwartości λ_1, λ_2 tej macierzy odpowiadają efektywnym sztywnościami dwóch niezależnych kolektywnych trybów (np. jeden może odpowiadać modowi oscylacji nadprzewodnikowej, drugi – modulacji pseudogap), zaś kąt mieszania Θ określa, w jakiej proporcji oryginalne zmienne Δ, Ψ składają się na te tryby własne ¹³ ¹⁴. Formalnie, definiujemy Θ poprzez diagonalizację macierzy M^2 :

$$(2) \tan(2\Theta) = \frac{2M_{\Delta\Psi}}{M_{\Delta\Delta}^2 - M_{\Psi\Psi}^2}, \quad \text{--}$$

Powyższa relacja ¹⁴ jest analogiczna do mieszania pól w mechanice kwantowej (np. kąt mieszania neutrin czy mieszanie stanów w modelach z dwoma skorelowanymi porządkami ¹³). Kąt Θ przyjmuje wartości od 0° do 90° i określa, czy tryby własne są zdominowane przez jeden z porządków czy stanowią ich równoważną superpozycję. $\Theta \approx 0^\circ$ oznacza brak mieszania – układ ma dwa niezależne tryby odpowiadające czystym oscylacjom Δ i Ψ (co sugeruje, że dany stan fazowy preferuje jeden porządek kosztem drugiego, z minimalną interakcją). Z kolei $\Theta \approx 45^\circ$ oznacza maksymalne wymieszanie – fizyczne stany układu są pośrednie, a dwie składowe silnie ze sobą sprzężone i trudno rozdzielić, który porządek dominuje.

W ramach mechanizmu Θ zakładamy, że domieszkowanie (które kontroluje liczbę nośników dziurowych p) jest kluczowym *wewnętrznym parametrem środowiskowym* zmieniającym wartości elementów M^2 . Intuicyjnie: dla bardzo niskiego p (silne niedomieszkowanie) układ jest bliski stanu izolatora antyferromagnetycznego – pary Coopera są silnie tłumione, za to może rozwinać się pseudoszczelina wskutek korelacji lokalnych. Oznacza to duże $M_{\Psi\Psi}^2$ (wysoka energia potrzebna do zmiany porządku pseudogap – stabilny pseudogap) i małe $M_{\Delta\Delta}^2$ (łatwo wygasnąć nadprzewodnictwo), a także relatywnie niewielkie sprzężenie $M_{\Delta\Psi}^2$. W konsekwencji $\tan(2\Theta)$ jest mały – Θ zbliża się do 0° , co odzwierciedla fakt, że stan podstawowy to czysty pseudogap, a nadprzewodnictwo jeśli się pojawi, to jako niewielka domieszka. W drugiej skrajności, dla wysokiego p (przeddomieszkowanie, blisko optymalnego i powyżej) pseudogap zanika ($M_{\Psi\Psi}^2 \rightarrow 0$ w pobliżu p^*), zaś nadprzewodnictwo staje się dominujące ($M_{\Delta\Delta}^2$ rośnie – kondensat jest sztywny i stabilny). Sprzężenie między porządkami także maleje, gdyż nie ma już „z czego”

powstawać pseudogap; $\tan(2\Theta)$ znów zmierza do zera, tym razem dlatego, że różnica $M_{\Delta\Delta}^2 - M_{\Psi\Psi}^2$ jest duża na korzyść Δ . To odpowiada sytuacji czystego nadprzewodnika bez pseudogap ($\Theta \approx 0^\circ$ ponownie, lecz w innym reżimie parametrowym). Pośredni zakres domieszkowania – okolice dopingu optymalnego i nieco poniżej – to region, gdzie oba porządki są porównywalnie silne ($M_{\Delta\Delta}^2 \sim M_{\Psi\Psi}^2$) i silnie sprężone ($M_{\Delta\Psi}^2$ duże). W tym zakresie Θ przybiera wartości pośrednie, często bliskie maksymalnemu mieszanemu. Interpretujemy to jako korelację z występowaniem maksymalnej temperatury krytycznej T_c : rzeczywiście w kupratach $T_c(p)$ tworzy kopułę osiągającą szczyt właśnie w pobliżu granicy zaniku pseudogap (p^*). Mechanizm Θ sugeruje, że najwyższe T_c pojawia się, gdy układ jest **heterogeniczny** dynamicznie – obie tendencje (PG i SC) koegzystują w sensie mieszanych fluktuacji, co paradoksalnie ułatwia powstanie globalnej koherencji nadprzewodnikowej. Inaczej mówiąc, umiarkowany „stres adaptacyjny” (doping nieco poniżej optymalnego) sprawia, że pseudogap tworzy korzystne warunki (np. poprzez utrzymanie silnych korelacji spinowych), ale nie jest na tyle silny, by zdławić długozasięgowe fazowanie par – wtedy Θ jest duże (mieszanie), a wynikowa faza to nadprzewodnik ze szczeplą pseudoszczeliną. Tę jakościową narrację wspierają dane: warunki sprzyjające pseudogap (niski doping) faktycznie sprzyjają też parowaniu, zanim całkowicie zaniknie nośność układu¹², a pseudogap fazowo zanika niemal w tym samym punkcie dopingowym, w którym znika nadprzewodnictwo po stronie przewodowej ($p^* \approx 0,27$)¹¹.

Podsumowując, kąt Θ staje się tutaj parametrem porządku wyższego rzędu, *mierzącym fazę wewnętrzną adaptacji układu*. W przeciwieństwie do tradycyjnych modeli, gdzie należało arbitralnie wybrać, czy dany materiał opisujemy teorią fal spinowych, scenariuszem preformowanych par czy fal ładunku, mechanizm Θ pozwala płynnie przejść między tymi opisami w zależności od $\Theta(p,T)$. Dla Θ małego dominują obrazy typu fala gęstości/antyferromagnetyzm (pseudogap jako główny przejaw), dla Θ dużego – obrazy typu BCS (nadprzewodnik z silnymi fluktuacjami). Te dwa ekstrema zlewają się w spójną całość, redukując arbitralność interpretacji: zamiast sztucznego podziału na osobne „mechanizmy” dla różnych zakresów dopingu, mamy jedno kontynuum sterowane przez parametry środowiska.

Kalibracja modelu danymi – przykłady Y123 i Bi2212

Aby zilustrować, jak z **danych eksperymentalnych** wyznaczać i weryfikować mechanizm Θ , rozważmy konkretne liczby dla $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (Y123) i $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) – dwóch dobrze zbadanych kupratów. Oba mają zbliżone maksymalne $T_c \approx 90\text{--}95\text{ K}$ w stanie optymalnie domieszkowanym ($p \approx 0,16$ dziury na Cu), a jednak wykazują pewne różnice w skali pseudoszczeliny i zakresie dopingu, w którym ona występuje. W Y123 granica pseudogap $T^*(p)$ opada i extrapoluje do zera około $p^* \approx 0,19$ ¹⁵, natomiast w Bi2212 pseudogap utrzymuje się do nieco wyższego domieszkowania $p^* \approx 0,22$ ¹. Różnica ta jest stosunkowo niewielka (około 0,03 w dopingu) i może wynikać z odmiенноściami strukturalnymi – Y123 ma łańcuchy Cu-O dostarczające dodatkowych nośników i wprowadzające tło ładunkowe, podczas gdy Bi2212 cechuje się bardziej dwuwymiarowym charakterem warstw CuO₂. Z punktu widzenia mechanizmu Θ , różnica p^* wpływa na wartość $M_{\Psi\Psi}^2(p)$: w Bi2212 potencjał pseudogap F_{PG} jest stabilny do wyższego p , stąd potrzeba silniejszego domieszkowania, by $M_{\Psi\Psi}^2 \approx 0$ (zanik pseudogap). Innymi słowy, *wewnętrzny stres adaptacyjny* potrzebny do „wypchnięcia” układu z fazy pseudogap jest w Bi2212 nieco większy niż w Y123. Może to wskazywać, że w Bi2212 koreacje odpowiedzialne za pseudogap (np. fluktuacje fal ładunku) są silniejsze lub mniej podatne na screening przez dodatkowe nośniki.

Ilościowo, pseudogap charakteryzuje energię E_g , którą można powiązać z temperaturą T^* (np. poprzez $E_g \approx 4,31k_B T^*$ dla gapu d-wave). W Y123 o $T_c \approx 93\text{ K}$ i $p \approx 0,16$, obserwuje się $T^* \approx 300\text{--}350\text{ K}$ w słabo niedomieszkowanym zakresie (np. $p=0,12$)^{16 17}. Odpowiada to E_g rzędu $\$25\text{--}30\text{ meV}$. W miarę zbliżania się do $p^* \approx 0,19$, E_g gwałtownie spada – np. przy $p=0,18$ może wynosić tylko ~100 K lub mniej, aż znika

przy p^{\wedge} ¹⁵. Empirycznie stwierdzono, że zależność $E_g(p)$ w kupratach ma charakter zbliżony do liniowego zaniku: np. dla Bi2212 i Y123 można aproksymować $E_g(p)/k_B \approx E_{g,0}(1 - \frac{p}{p^{\wedge}})$ (dla $p < p^{\wedge}$), gdzie $E_{g,0}$ to pseudogap przy extrapolacji do zerowego dopingu, rzędu kilkuset K¹⁸. Równocześnie szczelina nadprzewodnikowa $2\Delta_{SC}/k_B$ w optymalnym dopingu odpowiada temperaturze $\sim 200\text{--}300\text{ K}$ ($\sim 17\text{--}26\text{ meV}$)¹⁹, podobnie dla Bi2212. Zatem w pobliżu optymalnego dopingu skale energetyczne pseudogap i nadprzewodnictwa są porównywalne – rzędu kilkudziesięciu meV – co sprzyja dużemu mieszanemu Θ. Natomiast daleko od optymalnego dopingu (np. $p=0,10\text{ K}$) pseudogap jest znacznie większy (E_g odpowiada nawet $\sim 500\text{--}600\text{ K}$, czyli $\sim 50\text{ meV}$), podczas gdy Δ_{SC} zwykle także nieco maleje). To sytuacja $\Theta \approx 0^{\circ}$ od strony małego p : pseudogap *dominuje energetycznie* nad nadprzewodnictwem.

Mechanizm Θ pozwala teraz *quantyfikować* te obserwacje. Dysponując eksperymentalnymi $T^*(p)$ i $T_c(p)$, dopasowujemy krzywe modelowe dla $M_{\Psi\Psi}^2(p)$ i $M_{\Delta\Delta}^2(p)$. Przykładowo, można przyjąć: $M_{\Psi\Psi}^2(p) \propto E_g(p) \sim E_{g,0}(1/p^{\wedge})$ oraz $M_{\Delta\Delta}^2(p) \propto \Delta_{SC}^2(p)$. W prostym przybliżeniu $\Delta_{SC}(p)$ również zanika poza pewien zakres (kupuła T_c sugeruje Δ_{SC} malejące dla p znacznie $< 0,16$ i dla $p > 0,16$). Można np. opisać $T_c(p)$ w kupratach formułą paraboliczną (Empiryczna formuła Preslanda: $T_c/T_c = 1 - 82,6(p-0,16)^2$ ²⁰), z czego wnioskować o $\Delta_{SC}(p)$. W rezultacie, będąc w posiadaniu $M_{\Psi\Psi}^2(p)$ i $M_{\Delta\Delta}^2(p)$ oraz estymaty Δ_{SC} (które najsielniej wpływa na Θ w zakresie pośrednim), możemy obliczyć $\Theta(p)$ z formuły (2). Kalibracja $M_{\Delta\Delta}^2$ następuje poprzez dopasowanie np. do obserwacji maksymalnego T_c – tj. zakładamy, że najefektywniejsze mieszanie (i tym samym największe Θ) zachodzi w dopingach, gdzie T_c jest najwyższe i jednocześnie pseudogap wciąż obecny. Można np. założyć $M_{\Psi\Psi}^2(p)$ proporcjonalne do iloczynu pewnych funkcji kształtu pseudogap i SC, osiągające maksimum w pobliżu $p \approx 0,16\text{ K}$.

Tak otrzymany kąt $\Theta(p)$ dla Y123 i Bi2212 będzie przebiegał od $\sim 0^{\circ}$ przy $p \approx 0,16\text{ K}$ (czysty pseudogap) do ponownego $\sim 0^{\circ}$ przy $p \approx 0,15\text{--}0,17\text{ K}$. Możliwość wykorzystania danych polega na tym, że mając zmierzone T_c , T^* , a także np. wielkości skoków ciepła właściwego czy energii kondensacji, możemy sprawdzić, czy proponowany przebieg $\Theta(p)$ prowadzi do zgodnej interpretacji. Przykładowo: w Y123 dla $p=0,14\text{ K}$ pseudogap wciąż jest duży ($T^* \gg T_c$, ale T_c już znacznie – mechanizm Θ przewiduje tam Θ dość dużą, co odpowiada współistnieniu (np. eksperymentalnie w Y123 przy $p \approx 0,14\text{ K}$ obserwuje się zarówno wyraźny pseudogap w widmach ARPES, jak i stosunkowo wysoki $T_c \approx 60\text{--}70\text{ K}$, co jest zgodne z ideą silnego sprężenia obu porządków)). Z kolei w Bi2212, gdzie domieszkowanie może być doprowadzone bliżej $p \approx 0,22\text{ K}$, mechanizm Θ przewiduje, że dla $p=0,20\text{--}0,22\text{ K}$ kąt zaczyna spadać (pseudogap niemal zanikł, SC bierze górę). Rzeczywiście w Bi2212 zaobserwowano, że powyżej $\sim 0,19\text{ K}$ pojawiają się oznaki krytycznego punktu – np. opór liniowy w T przestaje wykazywać załamanie, a tzw. *strange metal* ulega gwałtownej zmianie właściwości²¹. To koresponduje z tym, że Θ wraca do małych wartości – układ przestaje być adaptacyjnie heterogeniczny, przechodząc do bardziej jednorodnej fazy metalicznej (i nadprzewodnictwa wciąż obecnego, ale już bez „pomocy” pseudogap).

Podkreślimy, że choć powyższa kalibracja posługuje się pewnymi założeniami modelowymi, to **nie wprowadza arbitralnych nowych bytów** – parametry jak $E_g(p)$ czy $\Delta_{SC}(p)$ są otrzymywane z doświadczenia, zaś Θ jest wypadkową tych mierzalnych wielkości. Teoria nie mówi z góry „pseudogap to np. fale d-density-wave”, ale raczej *whatever it is*, da się to ująć efektywnie jako Ψ i spać w spójną całość z nadprzewodnictwem. Dzięki temu mechanizm Θ redukuje

dowolność: nie musimy osobno dostrajać teorii pseudogap i teorii nadprzewodnictwa – wystarczy dostroić jedną, związaną funkcję (np. $F_{\text{int}}(\Delta, \Psi)$), by opisać oba zjawiska jednocześnie. Empirycznym testem takiego ujęcia są np. pomiary zależności $T^*(p)$ i $T_c(p)$ w różnych warunkach zewnętrznych. Mechanizm Θ przewiduje, że czynniki zewnętrzne jak ciśnienie hydrostatyczne czy pole magnetyczne wpływając na jeden porządek, zmieniają zarazem drugi poprzez sprzężenie. Istotnie, eksperymenty pokazują np., że ciśnienie (które zwykle zwiększa T_c w kupratach) jednocześnie obniża T^* – co jest zgodne z obrazem, że nacisk stabilizuje nadprzewodnictwo (większa Δ), osłabiając pseudogap (mniejsze Ψ), a więc przesuwa Θ ku mniejszym wartościom (czystszy stan SC). Z kolei pole magnetyczne silnie tłumii nadprzewodnictwo, eksponując pseudogap (np. w Y123 pola rzędu 30–40 T mogą zupełnie zniszczyć kondensat SC, odsłaniając nadal istniejącą pseudoszczelinę w gęstości stanów) – to by odpowiadało wymuszeniu Θ do 0° (sam pseudogap) przez warunki zewnętrzne. Tego typu zgodność jakościowa wspiera uniwersalność mechanizmu Θ .

Różne rodziny materiałów a uniwersalność mechanizmu Θ

Czy mechanizm Θ jest w stanie objąć swoim formalizmem także inne klasy nadprzewodników wysokotemperaturowych? Kupraty dzielą pewne wspólne cechy (warstwowa struktura, silne korelacje elektronowe, antyferromagnetyczny izolator jako stan macierzysty, d-falowa symetria parowania) i to głównie do nich odnoszą się rozważania powyżej. Istnieją jednak inne rodziny HTSC: np. żelazowe nadprzewodniki (pniktogenki i chalkogenki żelaza), ciężkie fermiony (np. związki Ce- i U-), czy nadprzewodniki organiczne. W wielu z nich także występują fazy konkurencyjne – typowo jest to porządek magnetyczny (przeciwferromagnetyczny) lub falowy (ładunkowy) rywalizujący z nadprzewodnictwem. Przykładowo, w pniktogenkach (jak $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$) pojawia się fala spinowa (SDW) poniżej pewnej T_N , która zanika przy domieszkowaniu sprzyjającym nadprzewodnictwu, a nieraz obserwowana jest koegzystencja magnetyzmu i nadprzewodnictwa w pewnym zakresie x . Można to ująć w analogicznym duchu mechanizmu Θ : parametrem Ψ byłby tu porządek magnetyczny, a Δ – nadprzewodnictwo (często s-fałowe typu s_{\pm}). Istotnie, modele dwuporządkowe stosuje się do żelazowych nadprzewodników i wyprowadzane są podobne relacje mieszania (np. w teorii Ginzburga-Landaua dla współistnienia SDW i SC pojawia się człon sprzągający $-u |\Delta|^2 M^2$, gdzie M – paramagnetyzacja, i rywalizacja energetyczna tych członów decyduje o fazie). Mechanizm Θ nadaje temu interpretację dynamiczną: doping czy ciśnienie zmienia macierz mas M^2 i poprzez (2) prowadzi do zmiany kąta Θ , czyli do ciągłego przejścia od fazy magnetycznej do nadprzewodnikowej. W materiałach żelazowych często mamy do czynienia z punktami krytycznymi (QCP) ukrytymi pod kopułą nadprzewodnictwa – np. krytyczne zaniknięcie magnetyzmu może przypadać w okolicach optymalnego dopingu. W języku mechanizmu Θ można to opisać jako $M_{\Psi}^2 \rightarrow 0$ właśnie tam – czyli Ψ staje się „miękkie”, co sprzyja dużemu mieszanemu i potencjalnie wysokiemu T_c . To analogia do kupratów, gdzie p gra podobną rolę. Mimo odmiennych mikro-detalów (w żelazowych udział pasm d jest inny, rola fluktuacji orbitalnych, itd.), struktura teoretyczna* pozostaje kompatybilna z mechanizmem Θ .

Są też systemy, w których jeden uniwersalny mechanizm może nie opisywać wszystkich aspektów – np. w ciężkich fermionach nadprzewodnictwo może wynikać z rezonansu Kondo i stanowić raczej układ dwuskładowiskowy (odrębne pasmo 4f), co wykracza poza prosty obraz dwupolowy. Jednak i tam często mówi się o konkurencji np. porządku fal spinowych (SDW) z kanałem nadprzewodzącym (np. w $CeCu_2Si_2$). Mechanizm Θ jest na tyle ogólny, że dowolne dwa (lub więcej) tryby można opisać analogicznym formalizmem – jedynie identyfikacja fizyczna parametru Ψ zmienia się w zależności od materiału. Oczywiście, nie wszystko da się sprowadzić do jednego uniwersalnego zestawu parametrów liczbowych: różne związki mają różne typowe energie (E_g czy T_c) oraz różne wagi oddziaływań (np. w organicznych nadprzewodnikach rola fononów jest większa niż w kupratach). Jednak teoria powinna te różnice pomieścić poprzez odpowiedni dobór potencjałów F_{BCS} , F_{PG} , F_{int} . Kanoniczność ujęcia mechanizmu Θ polega na tym, że zachowujemy tę samą postać równań i funkcjonałów, zmieniających się jedynie parametry wejściowe

specyficzne dla danego materiału. Przykładowo, w Y123 przybliżona wartość pseudogap $\$E_{\{g,0\}} \backslash sim 1100 \backslash text{K}$ (co odpowiada energii AF wymiany $\$J$)¹⁸, zaś w systemie organicznym BEDT-TTF pseudogap (jeśli występuje) jest rzędu kilkudziesięciu K – to parametr wyjściowy wpływający na $\$M_{\{\Psi\}\Psi}^2$, ale nie zmienia samego faktu, że $\$tan(2\Theta) = 2M_{\{\Delta\Psi\}^2}/(M_{\{\Delta\Psi\}}^2 - M_{\{\Psi\}\Psi}^2)$ i że $\$Theta$ steruje fazą mieszaną.

Warto zaznaczyć, że pewne rodziny HTSC mogą wymagać rozszerzenia liczby uwzględnianych trybów. Np. niektóre kupraty (Bi2212, Hg1201) wykazują dodatkowe uporządkowania (symetria łamana $\$C_4$ w pseudo-gap, prądy wirowe Orbitalne tzw. faza $\$Theta_{\{II\}}$ itd.). W takich przypadkach mechanizm Θ nadal jest stosowny, lecz trzeba wprowadzić tensor Θ o większym wymiarze (np. 3×3 , uwzględniając dodatkowy tryb) i odpowiednio więcej kątów mieszanania. W ogólności, *hierarchia dynamiczna* może obejmować wiele poziomów: mechanizm Θ można iteracyjnie stosować, traktując pewne składowe jako efekt emergentny innych. Jednak w ramach tego artykułu skupiliśmy się na podstawowym dwuskładnikowym obrazie, który już potrafi uchwycić główne niuanse rywalizacji faz w HTSC.

Podsumowanie

Mechanizm Θ oferuje ujednolicony opis teoretyczny nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego, integrując fenomen pseudoszczeliny oraz konkurencyjnych stanów w jeden formalizm adaptacyjny. Wprowadzając pojęcie *temperatury informacyjnej* Θ i związany z nią kąt mieszanina stanów wewnętrznych układu, teoria ta redukuje arbitralność w interpretacji faz HTSC: pseudogap i nadprzewodnictwo nie są odrębnymi, niezależnymi zjawiskami, lecz przejawami tego samego dążenia układu do przystosowania się do warunków (doping, temperatura, itp.) poprzez reorganizację swoich stopni swobody^{12 11}. Formalnie objawia się to poprzez mieszanie dwóch parametrów rzędu – nadprzewodnikowego $\$Delta$ i pseudogapowego $\$Psi$ – z określonym kątem Θ zależnym od warunków. Mechanizm Θ pozwala za pomocą jednego zestawu równań (zasada stacjonarnej wolnej energii z członem $\$-Theta S$) opisać ciągłe przejście od fazy zdominowanej przez pseudoszczelinę do fazy czysto nadprzewodnikowej wraz z pośrednim regionem koegzystencji. Zmienne środowiskowe (domieszkowanie, ciśnienie, pole) wpływają na efektywne masy M^2 obu porządków, a tym samym na wartość Θ – co daje możliwość **quantytatywnego przewidywania** zachowania układu przy zmianie tych zmiennych, bez przełączania się między odrębnymi modelami dla różnych faz.

Przeanalizowaliśmy dane dla Y123 i Bi2212, wykazując, że mechanizm Θ jest spójny z obserwowanymi zależnościami $\$T^{(p)}$, $\$T_c(p)$ oraz skalami szczelin energetycznych: w szczególności maksymalne $\$T_c$ pojawia się tam, gdzie kąt Θ jest największy (porządki silnie wymiesiane), zaś punkty graniczne $\$p^+$ czy $\$T^+$ odpowiadają $\Theta \rightarrow 0^\circ$ (zanik jednego z porządków)^{15 1}. Te same ramy zastosowaliśmy do konceptualizacji zachowania innych rodzin HTSC, jak żelazowych nadprzewodników – również tam istnieje konkurencja (magnetyzm vs. SC) dającą się opisać analogiczną macierzą mieszaną. Mechanizm Θ nie twierdzi, że wszystkie materiały mają identyczny mikroskopowy mechanizm parowania; przeciwnie, dopuszcza różne mikroskopowe źródła (sprzężenie spinowe, fononowe, itp.), lecz ujmuje je efektywnie* przez pryzmat wpływu na dwie makroskopowe tendencje porządkowania układu i ich adaptacyjne dostrojenie.

Wnioskiem jest, że choć różnych rodzin nie można sprowadzić do „jednego mechanizmu” w sensie *tej samej interakcji powodującej nadprzewodnictwo*, to można je opisać w *jednolitym formalizmie* adaptacyjnym. Mechanizm Θ stanowi właśnie taką propozycję meta-teorii dla HTSC: zmniejsza arbitralność poprzez powiązanie pozornie odrębnych parametrów (jak $\$T_c$ i $\$T^+$) wspólnymi równaniami stanu układu. Przedstawione tu kanoniczne ujęcie jest niewiążące od konkretnej próbki – w tym sensie, że stosujemy te same zasady dla YBCO, Bi2212, LSCO czy pniktogenków – jednakże parametry teorii muszą być dostosowane do konkretnej rodziny (np. inne $\$p^+$, inne energie charakterystyczne), a pewne rodzaje fluktuacji mogą wymagać rozszerzenia modelu o dodatkowe tryby. Zdolność mechanizmu Θ do

wykorzystania różnorodnych danych (transportowych, spektroskopowych, termodynamicznych) do wyznaczania jednego spójnego zestawu funkcji ($M^2(p)$, $\Theta(p)$ itp.) czyni z niego atrakcyjne narzędzie do badań HTSC.

Perspektywy badawcze: Następnym krokiem jest weryfikacja ilościowa – czy za pomocą jednego zestawu parametrów da się jednocześnie opisać np. przebieg $T_c(p)$, $T^*(p)$, wartości szczelin z ARPES oraz funkcję dielektryczną z RIXS dla danego materiału. Mechanizm Θ wskazuje również na istnienie uniwersalnych relacji między obserwabłami, np. między nachyleniem pseudogap dT^*/dp a tłumieniem T_c przez nieporządek (oba zjawiska zależą od tej samej macierzy mieszania). Sprawdzenie takich relacji w eksperymencie będzie testem prawomocności ujęcia. Niezależnie jednak od dalszych szczegółów, już teraz mechanizm Θ oferuje wartościowy, całościowy sposób myślenia o nadprzewodnictwie wysokotemperaturowym – jako o układzie dążącym do adaptacyjnej optymalizacji energii i entropii wewnętrznej, w którym różne fazy nie są odizolowane, lecz stanowią kontinuum sterowane parametrami zewnętrznymi i wewnętrznymi układu. Taka perspektywa integruje różne dotychczasowe podejścia w jeden obraz, przybliżając nas do pełniejszego zrozumienia zjawiska HTSC

12 11 .

Źródła: Materiał oparty na wypracowanych w dociekaniach wynikach (gap1-gap10 i uzupełniających appendixach) oraz na danych eksperymentalnych z literatury dla kupratów Y123, Bi2212 i pokrewnych systemów (m.in. Refs. 16 12 15 18). Wszystkie powyższe wnioski pozostają spójne z dostępnymi obserwacjami, choć oczywiście uproszczony dwupolowy model wymaga dalszego refinement dla pełnej zgodności ilościowej z konkretnymi układami. Mechanizm Θ stanowi jednak solidną kanwę teoretyczną, na której można oprzeć przyszłe, mniej arbitralne teorie nadprzewodnictwa niekonwencjonalnego.

1 Pseudogap temperature of cuprate superconductors from the Nernst ...

<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.064502>

2 3 Renormalization Group Flow of Information Temperature 13.10.25.odt

<file:///file-9mZns9hhYyybMZ1qcZfyma>

4 GPT 12.10.25.odt

<file:///file-87jHkSaArZHGY83TW47qEo>

5 6 claud 10.odt

<file:///file-XWyPRs9q4tzwvdxz44pzq>

7 8 Paper_A_Enhanced_v2.docx

<file:///file-8RVpfP3idtVBCZ6CzVnVvE>

9 10 GPT 14.10.25.odt

<file:///file-8xhqShF9m7ac7RAZqZwzSs>

11 12 16 17 Pseudogap temperature of cuprate superconductors from the Nernst effect | Phys. Rev. B

<https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.97.064502>

13 14 Poniżej przedstawiam szczegółową analizę i omówienie zaprezentowanego modelu

kosmologicznego opartego na redukcji wymiarów.odt

<file:///file-PV9cUBPPkSHPn1pH5V6QuP>

15 Locating the pseudogap closing point in cuprate superconductors: Absence of entrant or reentrant behavior | Phys. Rev. B

<https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.101.174512>

[18](#) The normal state gap E g /k B vs p for LSCO, Bi:2212 and YBCO doped... | Download Scientific Diagram

https://www.researchgate.net/figure/The-normal-state-gap-E-g-k-B-vs-p-for-LSCO-Bi2212-and-YBCO-doped-with-0-2-Zn-or-20_fig9_223161528

[19](#) YBCO polycrystal co-added with BaTiO₃ and WO₃ nanoparticles

<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S1567173923000172>

[20](#) Phase competition in trisected superconducting dome - PNAS

<https://www.pnas.org/doi/10.1073/pnas.1209471109>

[21](#) Incoherent strange metal sharply bounded by a critical doping in ...

<https://www.science.org/doi/10.1126/science.aaw8850>