

**ЯДРО ФИЗИКАСИ ИНСТИТУТИ ҲУЗУРИДАГИ ИЛМИЙ
ДАРАЖАЛАР БЕРУВЧИ DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 РАҚАМЛИ
ИЛМИЙ КЕНГАШ**

ЯДРО ФИЗИКАСИ ИНСТИТУТИ

ГАНИЕВ ОРИФЖОН КУРБАНОВИЧ

**КУПРАТЛАР ТУННЕЛ СПЕКТРЛАРИ ВА ИККИ ЎЛЧАМЛИ ЭЛЕКТР
ЎТКАЗУВЧАНЛИГИНИНГ ПОЛЯРОНЛИ ВА КЎПТИРҚИШЛИ
ХУСУСИЯТЛАРИ**

01.04.07 – Конденсирланган ҳолат физикаси

**Физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD) диссертацияси
АВТОРЕФЕРАТИ**

Тошкент – 2020

**Физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD)
диссертацияси автореферати мундарижаси**

**Оглавление автореферата диссертации доктора философии (PhD) по
физико-математическим наукам**

**Contents of the dissertation abstract of the doctor of philosophy (PhD) on
physical and mathematical sciences**

Ганиев Орифжон Курбанович

Купратлар туннел спектрлари ва икки ўлчамли электр
ўтказувчанлигининг поляронли ва кўптирқишли хусусиятлари 3

Ганиев Орифжон Курбанович

Поляронные и многощелевые особенности туннельных спектров и
двумерной электрической проводимости купратов 28

Ganiev Orifjon Kurbanovich

Polaronic and multi-gap peculiarities of tunneling spectra and two-
dimensional electrical conductivity of cuprates 53

Эълон қилинган ишлар рўйхати

Список опубликованных работ

List of published works..... 61

**ЯДРО ФИЗИКАСИ ИНСТИТУТИ ҲУЗУРИДАГИ ИЛМИЙ
ДАРАЖАЛАР БЕРУВЧИ DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 РАҚАМЛИ
ИЛМИЙ КЕНГАШ**

ЯДРО ФИЗИКАСИ ИНСТИТУТИ

ГАНИЕВ ОРИФЖОН КУРБАНОВИЧ

**КУПРАТЛАР ТУННЕЛ СПЕКТРЛАРИ ВА ИККИ ЎЛЧАМЛИ ЭЛЕКТР
ЎТКАЗУВЧАНЛИГИНИНГ ПОЛЯРОНЛИ ВА КЎПТИРҚИШЛИ
ХУСУСИЯТЛАРИ**

01.04.07 – Конденсирланган ҳолат физикаси

**Физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD) диссертацияси
АВТОРЕФЕРАТИ**

Тошкент – 2020

Физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD) диссертацияси мавзуси Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Маҳкамаси ҳузуридаги Олий аттестация комиссиясида № В2019.2.PhD/FM362 рақами билан рўйхатга олинган.

Диссертация Ўзбекистон Республикаси Фанлар академияси Ядро физикаси институтида бажарилган.

Диссертация автореферати уч тилда (ўзбек, рус, инглиз (резюме)) Илмий кенгаш веб-саҳифаси (www.inp.uz) ва «Ziynet» ахборот-таълим порталида (www.ziynet.uz) жойлаштирилган.

Илмий раҳбар:

Явидов Баҳрам Янгибаевич

физика-математика фанлари доктори

Расмий оппонентлар:

Хидиров Ирисали

физика-математика фанлари доктори,
профессор

Расулов Рустам Явкачович

физика-математика фанлари доктори,
профессор

Етакчи ташкилот:

Андижон Давлат университети

Диссертация ҳимояси Ядро физикаси институти ҳузуридаги DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 рақамли Илмий кенгашнинг 2020 йил _____ соат _____ даги мажлисида бўлиб ўтади. (Манзил: 100174, Тошкент шаҳри, Улуғбек қўрғони, Ядро физикаси институти. Тел. (+99871) 289-31-41; факс (+99871) 289-36-65; e-mail: info@inp.uz).

Диссертация билан Ядро физикаси институтининг Ахборот-ресурс марказида танишиш мумкин (_____ рақами билан рўйхатга олинган). (Манзил: 100214, Тошкент шаҳри, Улуғбек қўрғони, ЯФИ. Тел. (+99871) 289-31-19).

Диссертация автореферати 2020 йил « ____ » _____ куни тарқатилди.
(2020 йил “ ____ ” _____ даги ____ рақамли реестр баённомаси)

М. Ю. Ташметов

Илмий даражалар берувчи илмий
кенгаш раиси ф.-м.ф.д., профессор

С.Б.Игамов

Илмий даражалар берувчи илмий
кенгаш илмий котиби ф.-м.ф.д., катта илмий ходим

И. Нуриддинов

Илмий даражалар берувчи илмий
кенгаш ҳузуридаги илмий семинар раиси
ф.-м.ф.д., профессор

КИРИШ (фалсафа доктори (PhD) диссертациясининг аннотацияси)

Диссертация мавзусининг долзарблиги ва зарурати. Бугунги кунда жаҳонда юқори ҳароратли ўтаўтказувчан (ЮХЎЎ) купратларнинг кам¹ ва оптимал² легирлаш режимларида уларнинг транспорт хусусиятларини ўрганишга катта эътибор берилмоқда. Бунга сабаб, ЮХЎЎ купратларнинг электр хусусиятлари оддий ўтаўтказгичларнинг бундай хусусиятларидан кескин фарқ қилувчи турли хил аномалияларнинг намоён бўлишидир. Ўтаўтказувчанликга ўтиш ҳарорати T_c дан юқорида купратларнинг транспорт хусусиятларини ўрганиш, уларнинг юқори ҳароратли ўтаўтказувчанлик табиатини аниқлашга имкон бериши мумкин. Шу муносабат билан, ток ташувчи транспорт ҳодисаларини, хусусан, ўтаўтказгичларнинг нормал ҳолатидаги электр ўтказувчанлигини ўрганиш ЮХЎЎ тизимлари физикасининг марказий йўналишларидан бири ҳисобланади. Шу билан бирга, кам легирлаш режимларида купратларнинг ғайриоддий ва ноаниқ транспорт хусусиятлари, купратлар панжарасининг CuO_2 текислигидаги (ёки ab текисликдаги) солиштирма қаршилиқлар ρ_{ab} нинг ҳароратга боғлиқлиги ва ρ_{ab} нинг наъмуналар легирлаш даражасига характерли боғлиқлигининг мавжудлигидир. Ушбу ЮХЎЎ материалларининг энг ғайриоддий хусусияти уларнинг псевдотирқиш хусусияти бўлиб, у экспериментал равишда кузатиладиган кўплаб эффектларда, хусусан, туннел эффектларида ҳам нормал ва ҳам ўтаўтказувчан ҳолатларида ўзини намоён қилади.

Сўнги йилларда жаҳон амалиётида ЮХЎЎ тизимлар физикасидаги энг муҳим муаммолар, булар кам легирланган купратларда псевдотирқиш хусусиятлари (яъни Ферми сатҳи яқинидаги ҳолатлар зичлигининг камайиши билан боғлиқ псевдотирқиш ҳодисалари) ва ЮХЎЎ–диэлектрик–нормал метал (S–I–N) контактлари орқали аномал туннел ўтиш муаммоларидир. Бундан ташқари, бурчак ўлчамли фотоэмиссион спектроскопия (ARPES), сканерловчи туннел микроскопия (STM) ва спектроскопия (STS) бўйича ўтказилган тажрибалар кучли электрон-фонон ўзаротаъсирлари, шунингдек поляронлар ва биполяронларнинг мавжудлигини аниқ кўрсатди. Шунингдек, ушбу тажрибалар, ЮХЎЎлар номуносив тизимлар эканлигини ва номуносив тирқишли тузилишлар туннел спектрларига кучли таъсир этишини кўрсатди. Туннел спектрининг умумий шакли ҳам жуда баҳсли ва шунинг учун баъзи купратлар ҳақида билиш, бизга юқори ҳароратли ўтаўтказувчанлик механизмларини тушуниш имконини беради.

Мамлакатимизда материалшунослик ривожланишида ва унинг кенг амалий қўлланилиш характерига эга бўлган фундаментал тадқиқотларга катта эътибор қаратилмоқда, бу эса купратли ўтаўтказгичлар бўйича конкрет тажрибаларни тушунтириш учун муҳим аҳамият касб этади. У 2017-2021 йилларда Ўзбекистон Республикасини янада ривожлантириш бўйича

¹Купратларнинг кам легирлаш режими – бу купратларнинг шундай легирлаш режимики, бунда ковак ташувчилари концентрацияси $p \sim 0.05 - 0.15$ бўлади.

²Купратларнинг оптимал легирлаш режими – бу купратларнинг шундай легирлаш режимики, бунда ковак ташувчилари концентрацияси $p \sim 0.15 - 0.17$ га тенг бўлади.

Ҳаракатлар стратегиясида¹ акс эттирилган. Легирилган купратларнинг нормал ҳолатдаги икки ўлчамли ўтказувчанлик механизмларини назарий ўрганиш, ЮХЎЎ материалларнинг нафақат фундаментал, балки амалий муаммоларини ҳал қилиш учун жуда зарурдир. Хусусан, ЮХЎЎ материаллардаги полярон ҳамда кўптирқишли хусусиятларни ва S–I–N контактлари орқали ғайриоддий туннел ўтишларни ўрганиш, кучли корреляцияланган электрон тизимлар физикасининг фундаментал муаммоларини ҳал қилиш учун жуда зарурдир.

Ўзбекистон Республикаси Президентининг 2017 йил 7 февралдаги ПФ-4947-сонли “Ўзбекистон Республикасини янада ривожлантириш бўйича Ҳаракатлар стратегияси тўғрисида”ги, 2017 йил 16 февралдаги ПФ-4958-сонли “Олий ўқув юртидан кейинги таълим тизимини янада такомиллаштириш тўғрисида”ги Фармонлари, 2017 йил 17 февралдаги ПҚ-2789-сонли “Фанлар академияси фаолиятини янада такомиллаштириш, илмий ишларни ташкил этиш, бошқариш ва молиялаштириш бўйича чора тадбирлар тўғрисида”ги Қарорлари, ҳамда мазкур фаолиятга тегишли бошқа меъёрий-ҳуқуқий ҳужжатларда белгиланган вазифаларни амалга оширишга ушбу диссертация тадқиқоти муайян даражада хизмат қилади.

Тадқиқотнинг Республика фан ва технологиялари ривожланишининг устувор йўналишларига мослиги. Мазкур тадқиқот иши Ўзбекистон Республикасининг фан ва технологиялар ривожланишининг II. «Энергетика, энерготехкорлик ва муқобил энергия манбалари» устувор йўналишига мувофиқ бажарилган.

Муаммонинг ўрганилганлик даражаси. Электрон тузилмалари, транспорт хусусиятлари, микроскопик жуфтлашиш механизми, псевдотирқиш физикаси, тирқиш номутаносиблиги ва купратли ўтаўтказгичлар ва бошқа шунга ўхшаш бирикмалардаги туннел характеристикаларини тажрибавий ва назарий жиҳатдан ўрганиш бўйича дунёнинг етакчи олимлари томонидан тадқиқотлар олиб борилмоқда, масалан, швейцариялик (Ø. Fischer, Ch. Renner, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, C. Berthod), америкалик (P.W. Anderson, D. Emin, T.P. Devereaux, A. Chubukov, A. Bansil, J. Hoffman, A. Yazdani, A.C. Fang, J.C.S. Davis, K. McElroy, I. Vishik, E. Hudson), англиялик (A.S. Alexandrov, A. Carrington, J.R. Cooper, A.P. Mackenzie, N.E. Hussey, J.W. Loram, J.L. Tallon), канадалик (A. Damascelli, A. Kapitulnik), белгиялик (J.T. Devreese), франциялик (J. Ranninger, W. Sacks, T. Cren, D. Roditchev), япониялик (H. Eisaki, S. Uchida, Y. Koike, S. Ono, Y. Ando, M. Ido, A. Matsuda, T. Kato, R. Sobota) ва бошқалар. Шунингдек, ўзбекистонлик олимлар (С. Джуманов, Б.Я. Явидов, П.Ж. Байматов, Б. Абдуллаев) ҳам купратли ўтаўтказгичларнинг турли хил электрон хусусиятларини ва юқори ҳароратли ўтаўтказувчанлик механизмини тушуниш учун бир қатор тадқиқотларни ўтказдилар.

¹2017 йил 7 февралдаги ПФ-4947-сонли “Ўзбекистон Республикасини янада ривожлантириш бўйича Ҳаракатлар стратегияси тўғрисида”даги Ўзбекистон Республикаси Президентининг Фармони

Ҳозирги вақтда ЮХЎЎ нинг бир нечта назарий моделлари мавжуд, булар Гинзбургнинг экситон модели, Лафлиннинг анион модели, Хаббард модели, Холстейн-Хаббард модели, Мотт-Хаббард модели, Андерсоннинг резонансли валент боғланишлар модели, Ландаунинг ферми-суюқлик назарияси, Варманинг маргинал ферми-суюқлик модели, Пайнснинг деярли антиферромагнит ферми-суюқлик модели, ташувчиларнинг T_c дан юқорида ўтаўтказувчанлик флуктуациясини ҳисобга олувчи прекурсив БКШ-симон жуфтлашиш моделлари, кичик биполяронлар ўтаўтказувчанлик модели ва бошқалар. Купратларни назарий ўрганиш учун таклиф қилинган моделларнинг аксарияти ўзаро таъсирнинг муайян доминант ролига асосланган. Кўплаб экспериментал маълумотлар шуни кўрсатадики, электрон-фонон ўзаро таъсири ЮХЎЎ купратларда кучли ва бошқа ўзаро таъсир турларига қараганда каттароқ катталиқдаги тартибдир ҳамда купратли ўтаўтказгичлардаги заряд ташувчилар поляронлар, полярон купер жуфтлари (ёки биполяронлар) экан. Шу муносабат билан, полярон ёндашуви асосида тўпланган тажрибавий маълумотларни шарҳлаш ва назарий жиҳатдан изоҳлаш зарурати мавжуд.

Ҳозирги вақтда ушбу купратларда $\rho_{ab}(T)$ нинг ғайриоддий метал ва диэлектрик хусусиятларини ҳар хил легирлаш даражаларида тушунтирувчи қониқарли миқдорий назария мавжуд эмас. Бундан ташқари, ЮХЎЎ купратларнинг туннел спектридаги чўққи-ботиқ-қавариқ хусусиятлари, елкасимон хусусиятлар, ўтказувчанлик чўққиларининг асимметрияси, тирқишнинг номутаносиблиги ва бошқа характеристикаларнинг пайдо бўлиш сабаблари ҳам мунозарали мавзулар бўлиб қолмоқда. Муаммонинг ҳозирги ҳолатини ҳисобга олган ҳолда, биз легирланган купратли ўтаўтказгичларнинг нормал ҳолатидаги планар солиштирма қаршилиқнинг аномал хусусиятини тушунтириш ва кўплаб эффектларнинг туннел спектрларига таъсирини тафсифлаш учун ток ташувчилар транспорти ҳамда S-I-N контактлари орқали квазизарралар туннелланишининг турли хил мумкин бўлган механизмларини полярон ёндашуви доирасида ўрганишга ҳаракат қилдик.

Диссертация мавзусининг диссертация бажарилган илмий-тадқиқот муассасаси илмий-тадқиқот ишлари билан боғлиқлиги. Диссертация тадқиқоти Ўзбекистон Республикаси Фанлар академияси Ядро физикаси институти илмий-тадқиқотлар режасининг Ф2-ФА-Ф070 «Нормал ҳолатдаги купратли юқори ҳароратли ўтаўтказгичлар $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ нинг ғайриоддий транспорт, иссиқлик ва эластик хусусиятлари» (2007-2011), Ф.2-12 «Кучсиз легирланган купратлар электрон тузилишида псевдотирқишларнинг ҳосил бўлиш механизми ва уларнинг ўтаўтказувчанликга ўтиш температурасидан юқорида купрат-металл контактларнинг туннел характеристикаларида намоён бўлиши» (2012-2013), Ф2-ФА-Ф120 «Кичик ўлчамли юқори ҳароратли ўтаўтказгичлар, яримўтказгичли гетеротузилишлар, металллар ва уларнинг оксидларининг электрон хусусиятлари ва радиацион модификацияси» (2012-2016) ва ОТ-Ф2-14 «Кучли ўзаро таъсирлашувчи квант системаларининг коллектив ва микроскопик хоссаларини тадқиқ этиш» (2017-2020) лойиҳалари доирасида бажарилган.

Тадқиқотнинг мақсади купратли ўтаўтказгилар ва S–I–N туннел контактларида заряд узатиш жараёнларининг қонуниятларини аниқлашдан иборат.

Тадқиқотнинг вазифалари:

купратли ўтаўтказгичларнинг нормал ҳолатидаги катта полярон ва полярон купер жуфтларининг транспорт ҳодисасини тавсифлаш учун модификацияланган Больцман кинетик тенгламаларини олиш;

ўтаўтказувчан купратларда псевдотирқиш ҳолатига ўтиш температурасидан юқорида ҳамда пастда заряд таъшувчиларнинг ҳаракатчанлигини ҳисоблаш;

релаксация вақти яқинлашишида модификацияланган Больцман кинетик тенгламалари ва кенгайтирилган БКШ-симон моделдан фойдаланилган ҳолда электр ўтказувчанликни, шунингдек солиштирма қаршилик ҳамда Холл коэффициентини ҳисоблаш;

T_c дан юқорида купратларнинг *ab*-текисликдаги солиштирма қаршилик ва Холл коэффициентининг температурага боғлиқлиги ҳамда барча легирлаш даражалардаги аномалияларини аниқлаш;

ҳар хил туннел жараёнларига мос келадиган умумий туннел токи ва дифференциал ўтказувчанлик учун аналитик ифодаларни олиш, шунингдек ЮХЎЎ–диэлектрик–нормал металл контактларининг туннел характеристикаларини аниқлаш;

ЮХЎЎлар туннел спектрларининг U- ва V шаклли тирқишости хусусиятлари, ўтказувчанлик чўққиларининг асимметрияси, чўққи-ботиқ-қавариқ тузилишлари ва асосий ўтказувчанлик чўққилари ичидаги елкасимон хусусиятлари каби асосий хусусиятларини тушунтириш;

псевдотирқишнинг шаклланишида ҳамда купратли ўтаўтказгичлар туннел спектрларида полярон эффектларининг ролини, шунингдек ҳар-хил температураларда ва легирлаш даражаларида кўптирқишли (яъни номутаносиб тирқишлар) эффектларнинг купратли ўтаўтказгичлар туннел спектрларига таъсирини аниқлаш.

Тадқиқотнинг объекти сифатида поляронлар ва биполяронлар, юқори ҳароратли ўтаўтказувчан купратлар, S–I–N контактлари олинган.

Тадқиқотнинг предмети заряд ташувчиларнинг акустик ва оптик фононларда сочилиши, CuO_2 текисликларида катта поляронларнинг купер жуфтлашиши, купратларнинг нормал ҳолатидаги метал ва нометал ўтказувчанлик, S–I–N контакти орқали квазизарраларнинг туннелланиш жараёнлари ва туннел спектрларининг характеристикалари ҳисобланади.

Тадқиқотнинг усуллари. Иккиламчи квантлаш усуллари, вариацион усул, кучли боғланиш усуллари, бозонлар ва фермионларнинг ўртача майдон назарияси усуллари, кенгайтирилган БКШ-симон модел, ўртача майдон тенгламаларини ечиш учун юқори аниқликка эга бўлган сонли усуллардан фойдаланилган.

Тадқиқотнинг илмий янгилиги қуйидагилардан иборат:

купратларда заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг температурага номонотон боғлиқлиги купратларнинг нормал ҳолатида БКШга ўхшаш

псевдотирқиш режимига ўтиш ва нокогерент полярон купер жуфтларининг ҳосил бўлиши туфайли юзага келиши аниқланган;

биринчи маротаба полярон ёндошуви асосида қатламли ўтаўтказгичларнинг псевдотирқиш ҳолатига ўтиш температурасидан юқорида ва пастда металл ўтказувчанлиги ҳамда ушбу материалларнинг псевдотирқиш температурасидан пастда нометалл ўтказувчанлиги тушунтирилган;

S–I–N контакти орқали квазизарраларнинг туннелланишини яъни мусбат кучланишда металдан ЮХЎЎга электронларнинг туннелланиши ва манфий кучланишда ЮХЎЎдан нормал металга ковакли катта поляронларнинг, ҳам эркин, ҳам полярон купер жуфтларининг диссоциацияланиши натижасида пайдо бўладиган туннелланишни тавсифловчи назарий модел таклиф қилинган;

биринчи маротаба полярон ва кўптирқиш эффектларининг S–I–N контактлар орқали квазизарраларнинг туннел механизмларига сезиларли таъсир этиши ҳамда турли купратлардаги туннел спектрларининг ғайриоддий хусусиятлари учун масъул эканлиги кўрсатилган.

Тадқиқотнинг амалий натижалари қуйидагилардан иборат:

полярон модели доирасида квазизарраларнинг туннел механизмлари ва ҳар хил ҳарорат ва легирлаш даражасидаги купратларнинг *ab*-текислигида қаршилиқнинг номонотон хусусиятларини тушунтириш учун назарий ёндашув ишлаб чиқилган;

натижавий туннел тоқлар ва дифференциал ўтказувчанлик учун, шунингдек турли туннел характеристикаларни тушунтириш учун аналитик ифодалар олинган;

текисликдаги солиштирма қаршилиқни аниқлашда поляронлар ва псевдотирқиш ҳолатининг роли, шунингдек купратларнинг туннел спектрларида кўптирқишли эффектларнинг роли аниқланган.

Тадқиқот натижаларининг ишончилиги конденсирланган ҳолат ва назарий физиканинг замонавий усуллари, олинган натижаларни батафсил солиштирилганда тажриба натижалари билан мувофиқлиги, ҳамда квазизарралар туннелланиш жараёнларининг асосий принципларига ва купратли ўтаўтказгичларнинг икки ўлчовли ўтказувчанлик хулосаларига мослиги, шунингдек юқори самарали алгоритмлар ва сонли усулларнинг қўлланилиши билан асосланади.

Тадқиқот натижаларининг илмий ва амалий аҳамияти. Натижаларнинг илмий аҳамияти материянинг псевдотирқиш ҳолати ҳақидаги фундаментал тасаввурларни ва ўтаўтказувчан ҳолатига ўтиш ҳароратидан юқорида S–I–N контаклари орқали янги туннел ўтишларни, шунингдек амалий материалшунослиқни ривожлантиришдан иборат. Бундан ташқари, олиб борилган тадқиқотлар натижалари купратли ўтаўтказгичларнинг нормал ҳолат ҳодисаларини чуқурроқ тушунишга, купратларнинг ўтаўтказувчанлик табиатини, псевдотирқиш ҳодисаларини ва S–I–N контактларининг туннел характеристикаларини бошқача нуқтаи назардан талқин қилишга имкон беради.

Натижаларнинг амалий аҳамияти шундан иборатки, легирланган купратли ЮХЎЎ бўйича олинган натижалардан, юқори ҳароратли ўтаўтказувчанлик назариясини ривожлантириш, купратларнинг псевдотирқиш ҳолатидаги электрон тузилишини ҳисоблаш, S–I–N контактларининг туннел характеристикаларини ҳисоблаш ва такомиллаштирилган электрон хусусиятларга эга ЮХЎЎ материалларини яратиш учун фойдаланиш мумкин.

Тадқиқот натижаларининг жорий қилиниши. Купратларнинг икки ўлчамли электр ўтказувчанлиги ва туннел спектрларининг полярон ва кўптирқишли хусусиятларини ўрганиш бўйича олинган натижалар асосида:

купратли ўтаўтказгичлардаги заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг ҳароратга номонотон боғликлиги учун полярон эффектларининг ролини аниқлаш бўйича олинган натижалар хорижлик тадқиқотчилар томонидан халқаро илмий журналларда (Journal of the Physical Society of Japan **88**, 064711, 2019; Physica B: Condensed Matter **548**, 58-70, 2018; Pramana – Journal of Physics **91**, 84, 2018) ҳар хил легирлаш даражаларида Bi-2212 монокристалларининг электрон тузилиши ва фазавий ҳолатини ўрганиш учун фойдаланилган. Илмий натижаларнинг қўлланилиши номутаносиб купратларда заряд узатиш табиатининг моҳиятини тушунтириш имконини берган;

T^* дан юқорида ва пастда метал ўтказувчанликни ҳамда T^* дан пастда нометал ўтказувчанликни, шунингдек легирланган купратларнинг нормал ҳолатида Холл коэффицентини ўрганишда поляронлар тасаввури доирасида олинган натижалар чет эллик тадқиқотчилар томонидан (International Journal of Modern Physics B **29**, 1550180, 2015; Physica B **457**, 113–116, 2015; Applied Physics Research **7**, No. 4, 2015; Physica C **524**, 18–23, 2016; Current Applied Physics **16**, 931-938, 2016; Low Temperature Physics **44**, 81 (2018); Physica Scripta **94**, 055803, 2019; Journal of the Physical Society of Japan **88**, 064711, 2019; Applied Sciences **10**, 2286, 2020) полярон модели доирасида легирланган купратли бирикмалар транспорт хусусиятларини ўрганишнинг истиқболли босқичи сифатида фойдаланилган. Илмий натижаларнинг қўлланилиши легирланган купратларнинг нормал ҳолати ($T^* > T_c$) да пайдо бўладиган псевдотирқишнинг келиб чиқиш сабабларини аниқлаш имконини берган;

S–I–N контактлари орқали квазизарраларнинг туннелланишини тушунтириб берадиган, шунингдек номутаносиб купратли ўтаўтказгичларнинг туннел спектрларини етарли даражада тавсифловчи модел хорижлик олимлар томонидан (International Journal of Modern Physics B **29**, 1550180, 2015; Physics Letters A **381**, 2731-2735, 2017; Physica Scripta **94**, 055803, 2019; Journal of the Physical Society of Japan **88**, 064711, 2019) номутаносиб купратли ўтаўтказгичлар реал фазосидаги полярон (биполярон) ларнинг жуфтлашиши натижасида юзага келадиган, катта ўтаўтказувчан тирқишли ўтаўтказувчан токининг оқишини тадқиқ қилишда фойдаланилган. Илмий натижаларнинг қўлланилиши кўптирқишли картина, шунингдек, номутаносиб купратлардаги туннел характеристикаларнинг асосий хусусиятларини тушуниш имконини берган.

Тадқиқот натижаларининг апробацияси. Диссертация ишининг асосий натижалари 9 та халқаро ва республика илмий амалий анжуманларида ва халқаро мактабларда муҳокамадан ўтказилган.

Тадқиқот натижаларининг эълон қилиниши. Диссертация мавзуси доирасида жами 17 та илмий иш нашр этилган, жумладан Ўзбекистон Республикаси Олий аттестация комиссиясининг докторлик диссертациялари асосий илмий натижаларини чоп этиш тавсия этилган илмий нашрларда 8 та мақола, шулардан 6 таси ҳорижий журналларда нашр этилган.

Диссертациянинг тузилиши ва ҳажми. Диссертация кириш, тўртта боб, хулоса ва фойдаланилган адабиётлар рўйхати ва иккита иловадан иборат. Диссертациянинг умумий ҳажми 141 бетни ташкил этади.

ДИССЕРТАЦИЯНИНГ АСОСИЙ МАЗМУНИ

Кириш қисмида ўтказилган тадқиқотларнинг долзарблиги ва зарурати асосланган. Республика фан ва технологиялари ривожланишининг устувор йўналишларига мослиги кўрсатилган. Муаммонинг ўрганилганлик даражаси муҳокама қилинган, тадқиқотнинг мақсади ва вазифалари, тадқиқотнинг илмий янгилиги ҳамда амалий натижалари баён қилинган. Диссертация ишининг апробацияси ҳамда ишнинг ҳажми ва тузилиши ҳақида қисқача маълумот берилган.

Диссертациянинг **“Купратли ўтаўтказгичларда заряд узатилиши”** деб номланган биринчи бобида адабиётларда эълон қилинган тадқиқот натижалар шарҳи берилган бўлиб, зарядларнинг узатилиши ва псевдотирқиш фазаларининг келиб чиқиши, шунингдек, заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги, электр ўтказувчанлиги ва S–I–N контактларининг спектрларини ўрганиш бўйича тадқиқот натижаларига оид мавжуд маълумотлар баён қилинган. Илмий адабиётларда эълон қилинган ишлар таҳлили асосида тадқиқотнинг мақсад ва вазифалари аниқланган.

Диссертациянинг **“Купратларда заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги”** деб номланган иккинчи бобида БКШ-симон ҳамда поляронли псевдотирқишларнинг ҳосил бўлишида ва ЮХЎЎ купратлардаги ташувчи ҳаракатчанлиги учун полярон эффектларининг аҳамияти кўриб чиқилган. Жумладан, T_c дан юқорида купратли ўтаўтказгичларнинг CuO_2 текислигида катта поляронларнинг купер жуфтлашишлари ва акустик ҳамда оптик панжара тебранишларида ташувчиларнинг сочилиши қандай содир бўлади деган савол кўриб чиқилган. Релаксация вақти яқинлашишида тегишли Больцман транспорт тенгламаларидан фойдаланилган ҳолда ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги T^* дан юқорида ва пастда ҳисобланиб, микдорий ҳисоб-китобларнинг натижалари келтирилган.

Купратларнинг ғалаёнланиш спектрида катта поляронларнинг ғалаёнланиш энергияси полярон псевдотирқиши сифатида намоён бўлади. Катта поляронларнинг диссоциацияси баъзи критик легирлаш дарижаси ($p = p_c$)да содир бўлади. Бундай ҳолда, полярон псевдотирқиши қуйидаги

формула асосида ҳисобланади (Dzhumanov S. Solid State Commun., 115, 155 (2000)):

$$\Delta_p = E_p - E_c \quad (1)$$

бу ерда E_p - поляронларнинг боғланиш энергияси; $E_c = e^2/\varepsilon_0 a_p$ иккита катта поляронлар орасидаги кулон ўзаротаъсир энергияси; $a_p = (3/4\pi n_p)^{1/3}$ ушбу поляронлар орасидаги ўртача масофа.

Ўзаротаъсирлашувчи поляронлар тизимига БКШга ўхшаш формализмни қўллаш орқали ҳамда поляронлар орасида Боголюбов ўзаротаъсир модел (у ҳам тортишиш, ҳам итаришиш қисмларга эга) потенциалидан фойдаланилган ҳолда, поляронларнинг жуфтлашиш температураси T^* ва жуфтлашиш псевдотирқишини аниқлаш учун қуйидаги БКШ-симон тенглама олинган:

$$\frac{1}{\lambda^p} = \int_0^{\varepsilon_A} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + \Delta^2(T)}} \tanh \frac{\sqrt{\xi^2 + \Delta^2(T)}}{2k_B T}, \quad (2)$$

бу ерда $\lambda^p = D_p(\varepsilon_F) \tilde{V}^p$ - БКШ-га ўхшаш электрон-фононнинг ўзаротаъсир боғланиш доимийси; $D_p(\varepsilon_F)$ - поляронларнинг Ферми сатҳидаги ҳолатлар зичлиги; $\tilde{V}^p = V_{ph} - \tilde{V}_c$ - полярон-полярон ўзаротаъсир эффектив потенциали; $\tilde{V}_c = V_c/[1 + D_p(\varepsilon_F)V_c \ln(\varepsilon_c/\varepsilon_A)]$ - икки полярон орасидаги экранланган кулон ўзаротаъсири.

Бундан ташқари, Больцман тенгласидан ва батафсил мувозанат принциpidан полярон ташувчиларининг акустик ва оптик фононларда сочилишидаги релаксация вақти қуйидаги ифодалар билан аниқланади:

$$\tau_{ac}(\varepsilon, T) = \frac{\pi \hbar^4 \rho_M v_s^2}{\sqrt{2} E_d^2 m_p^{3/2} k_B T \sqrt{\varepsilon}}, \text{ ва } \tau_{op}(T) = \frac{4\sqrt{2} \pi \tilde{\varepsilon} (\hbar \omega_{01})^{3/2}}{\omega_{01}^2 e^2 \sqrt{m_p}} \exp \left[\frac{\hbar \omega_{01}}{k_B T} \right]. \quad (3)$$

Полярон ташувчиларининг акустик ва оптик фононларда сочилишининг умумий эҳтимоллиги, иккита мумкин бўлган сочилиш эҳтимолликларнинг йиғиндиси билан аниқланади. Жумладан, T^* дан юқорида полярон ташувчиларининг умумий релаксация вақти қуйидагича аниқланади

$$\frac{1}{\tau_p(\varepsilon, T)} = \frac{1}{\tau_{ac}(\varepsilon, T)} + \frac{1}{\tau_{op}(T)} \quad (4)$$

бу ерда $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m_p$ -полярон энергияси; $\tau_{ac}(\varepsilon, T) = \frac{A_p}{t\sqrt{\varepsilon}}$; $A_p = \frac{\pi \hbar^4 \rho_M v_s^2}{E_d^2 \sqrt{2} m_p^{3/2} k_B T^*}$; ρ_M - материал зичлиги; $\tau_{op}(T) = B_p \exp \left[\frac{\hbar \omega_{01}}{k_B T^* t} \right]$; $t = T/T^*$, $B_p = \frac{4\sqrt{2} \pi \tilde{\varepsilon} (\hbar \omega_{01})^{3/2}}{\omega_{01}^2 e^2 \sqrt{m_p}}$.

T^* дан пастда, Ферми юзаси яқинида ε_c кенгликдаги энергетик қатламида полярон ташувчилари БКШга ўхшаш жуфтлашишда иштирок

этади ва CuO_2 қатламларида купер жуфтларини ҳосил қилади. Бунда катта поляронларнинг релаксация вақтини уларнинг БКШга ўхшаш жуфтлашганида қуйидаги ифода билан аниқланади

$$\tau_{BCS}(\varepsilon, T) = \frac{E(\mathbf{k})}{|\xi(\mathbf{k})|} \tau_p(\varepsilon, T), \quad (5)$$

бу ерда $E(\mathbf{k}) = \sqrt{\xi^2(\mathbf{k}) + \Delta^2(\mathbf{k})}$ - жуфтлашган квазизарраларнинг БКШ-симон псевдотирқиш ҳолатидаги ғалаёнланиш энергияси, $\xi(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k}) - \mu$, μ - полярон Ферми-газининг химик потенциали. Шунинг учун, T^* дан пастда полярон купер жуфтларини $\mu_B = 0$ химик потенциалли идеал бозе-газ сифатида қарашимиз мумкин. Тахмин қилиш мумкинки, полярон купер жуфтлари махсус (яъни характерли) $\omega_0 = \omega_{02}$ га эга бўлган оптик фононларда самарали сочилади ва T^* дан пастда бундай бозон ташувчиларнинг релаксация вақтини қуйидаги ифода билан аниқланади

$$\tau_{op}^c(t < 1) = \frac{4\sqrt{2}\pi\tilde{\varepsilon}(\hbar\omega_{02})^{3/2}}{(\omega_{02})^2(2e)^2\sqrt{m_B}} \exp\left[\frac{\hbar\omega_{02}}{k_B T^* t}\right]. \quad (6)$$

T^* дан пастда, акустик и оптик фононларда сочилувчи нокогерент купер жуфтларининг релаксация вақти қуйидаги ифодадан аниқланади

$$\tau_B(\varepsilon, T) = \frac{\tau_{ac}^c(\varepsilon, T)\tau_{op}^c(T)}{\tau_{ac}^c(\varepsilon, T) + \tau_{op}^c(T)}, \quad (7)$$

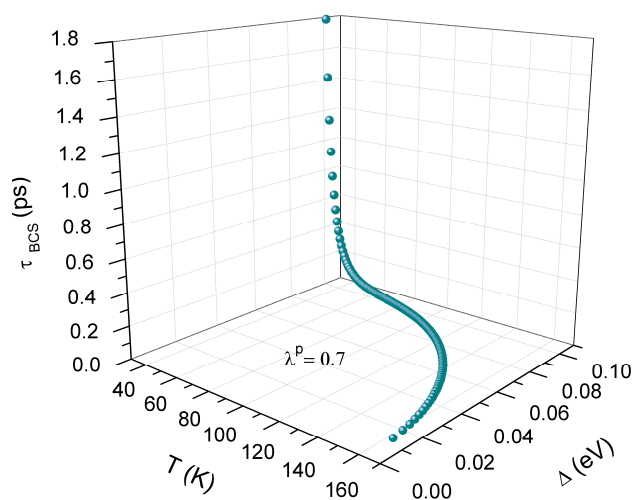
бу ерда $\tau_{ac}^c(\varepsilon, T) = \frac{\pi\hbar^4\rho_M v_s^2}{E_d^2\sqrt{2}m_B^{3/2}k_B T^* t\sqrt{\varepsilon}}$, ва $m_B = 2m_p$ -полярон купер жуфтларининг массаси.

Полярон ташувчиларнинг ҳамда бозон купер жуфтларининг релаксация вақтини билиш бизга T_c дан юқорида купратли ЮХЎЎ CuO_2 қатламларидаги ушбу ташувчиларнинг ҳаракатчанлигини ҳисоблаш имконини беради. У ҳолда анизотроп купратли ўтаўтказгичда полярон ташувчиларнинг ҳамда бозон купер жуфтларининг ҳаракатчанликлари учун ифодаларни қуйидаги кўринишда олишимиз мумкин

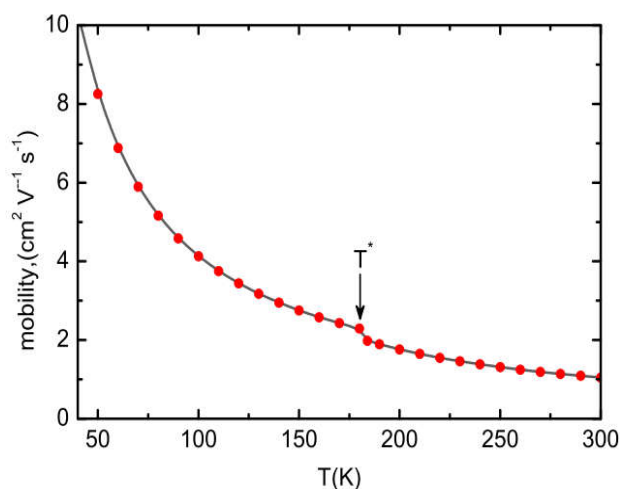
$$\mu_p(\varepsilon, T) = \frac{e\tau_p(\varepsilon, T)}{m_p}, \quad \text{ва} \quad \mu_B(\varepsilon, T) = \frac{(2e)\tau_B(\varepsilon, T)}{m_B}. \quad (8)$$

1-расмда CuO_2 қатламларидаги БКШ-симон жуфтлашган поляронларнинг релаксация вақти τ_{BCS} , ҳарорат ва энергетик тирқиш Δ функцияси сифатида кўрсатилган. Ҳарорат ортиб бориши билан энергетик тирқиш Δ ва у билан боғлиқ равишда релаксация вақти τ_{BCS} камаяди, шу билан бирга Δ камайиши билан ҳам релаксация вақти камаяди. 2-расмда ўтаўтказувчан купратлардаги заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг (катта

полярон ва бозон купер жуфтларининг ҳаракатчанлиги) ҳароратга боғлиқлиги T^* да кескин пасайиши яққол кўрсатилган.



1-расм. Ўтаётказувчан купратларнинг CuO_2 қатламларидаги БКШ-симон жуфтлашган поляронларнинг релаксация вақти τ_{BCS} ҳарорат ва энергетик тирқиш Δ нинг функцияси сифатида



2-расм. Купратли ўтаётказгичлардаги псевдотирқиш ҳароратидан юқорида ва пастда заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг ҳароратга боғлиқлиги

Шуни таъкидлаш керак-ки, агар биз поляронлар ва бозон купер жуфтликлари фарқ қилувчи частоталари ω_{01} ва ω_{02} бўлган ҳар хил фононларда сочилади деб тахмин қилсак, купратларнинг псевдотирқиш ҳолатида заряд ташувчиларнинг аномал ҳарорат хусусияти табиий равишда заряд узатиш назарияси билан изоҳланади.

Диссертациянинг «Купратларнинг нормал ҳолатидаги текисликдаги солиштирма қаршилиги ва Холл коэффицентини назарий тушунтириш: Полярон ёндашуви» деб номланган учинчи бобида ЮХЎЎ купратларнинг нормал ҳолатида полярон модели доирасида ва заряд ташувчиларнинг икки компонентли картинани ҳисобга олган ҳолда прекурсив жуфтлашиш сценариясида текисликдаги электр ўтказувчанлик механизмлари, шунингдек, солиштирма қаршилиқ $\rho_{ab}(T)$ ҳамда Холл коэффиценти $R_H(T)$ нинг батафсил назарий муҳокамаси тақдим этилган. Бу ерда биз солиштирма қаршилиқ ва Холл коэффицентини ҳисоблаш учун релаксация вақти яқинлашишида Больцман тенгламалари ва кенгайтирилган БКШ-симон моделдан фойдаландик. Ҳар хил ЮХЎЎ купратларнинг $\rho_{ab}(T)$ и $R_H(T)$ учун олинган ҳисоблаш натижалари тажриба маълумотлари билан таққосланди. ЮХЎЎ тизимидаги заряд ташувчилар, радиуси бир неча панжара доимийсига тенг бўлган катта поляронларни ҳосил қилади. Анизотропик кўп ўлчамли электрон тизимларда катта поляронларнинг ҳосил бўлиши электрон (ёки ковак) ташувчиси ва панжара тугунларидаги ионлар ўртасидаги кулон ўзаротаъсирларга асосланган узоқтаъсирлашувчи электрон-

фонон ўзаротаъсирининг устунлиги билан боғлиқ. Бундай ҳолда, катта полярон улкан эффектив массаси билан панжара орқали жуда секин, аммо ион тебранишларига мувофиқ изчил равишда ҳаракатланади ва кучли электрон-фонон боғланиш юзага келади. Биз ушбу ёндашувни қабул қилдик, чунки бу табиийроқ ёки реалистик кўринади.

Шу муносабат билан, биз купратларнинг нормал ҳолатидаги электр ўтказувчанлигини, шунингдек, ҳароратга ҳамда легирлаш даражасига боғлиқ бўлган солиштирма қаршилик ва Холл коэффицентини ҳисоблаймиз. Релаксация вақти яқинлашишида Больцманнинг кинетик тенгламаларидан T^* дан юқорида CuO_2 қатламларидаги катта поляронларнинг ўтказувчанлиги учун қуйидаги ифода ёрдамида аниқланади:

$$\sigma_1(t > 1) = \frac{ne^2 B_p e^{\alpha_p/t}}{m_{ab}(1 + c_p(t)\sqrt{\varepsilon_F})}. \quad (9)$$

Энди T^* дан пастдаги ўтказувчанликни қараймиз. T^* пастда купратли квази-2D ўтаўтказгичлардаги купер жуфтларининг ғалаёнланган полярон компонентлари ўтказувчанликга қўшган ҳиссаси релаксация вақти яқинлашишида қуйидаги ифода билан аниқланади

$$\sigma_p^*(t < 1) = \frac{ne^2}{3m_{ab}} \frac{\int_{-\varepsilon_c}^{\varepsilon_c} \tau_{BCS}(\xi + \mu)(\xi + \mu)^{3/2} \frac{\xi}{E} \left(1 + \frac{\xi}{E}\right) \left(-\frac{\partial f_p^*}{\partial E}\right) d\xi}{\int_0^\infty f_p(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} d\varepsilon}. \quad (10)$$

Бу ерда $E = \sqrt{\xi^2 + \Delta^2}$. Энергетик тирқиш Δ ва характеристик ҳарорат T^* БКШ-симон тенглама (2) дан аниқланади.

Бундан кейин нормал ҳолатдаги купратлар ўтказувчанлигига полярон купер жуфтларининг қўшадиган ҳиссасини ҳисоблашимиз учун бундай купер жуфтларини бозе-зарралари сифатида кўриб чиқамиз. У ҳолда анизотропик ЮХЎЎ купратларидаги бозон купер жуфтларининг ўтказувчанлиги $\sigma_B(T < T^*)$, уларнинг акустик ва оптик фононларда сочилишида қуйидаги ифода кўринишда ёзиш мумкин

$$\begin{aligned} \sigma_B(t < 1) &= 0.19 \frac{m_B^{3/2} e^2}{M_{ab} \hbar^3} \int_0^\infty \tau_B(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} \left(-\frac{\partial f_B}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon \\ &= 0.19 \frac{m_B^{3/2} e^2}{M_{ab} \hbar^3} \frac{B_c e^{\alpha_c/t}}{k_B T^* t} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2} e^{\varepsilon/k_B T^* t}}{(e^{\varepsilon/k_B T^* t} - 1)^2 (1 + \beta_c(t)\sqrt{\varepsilon})} d\varepsilon, \end{aligned} \quad (11)$$

бу ерда $m_B = (M_{ab}^2 M_c)^{1/3}$ қатламли купратлардаги бозон купер жуфтларининг массаси; $M_{ab} = 2m_{ab}$ ва $M_c = 2m_c$ мос ҳолда ab -текисликдаги

ва c -ўқи бўйича полярон купер жуфтларининг массалари, $\beta_c(t) = B_c t e^{\alpha_c/t} / A_c$, $\alpha_c = \hbar\omega_{02}/k_B T^*$.

T^* дан пастда CuO_2 қатламларидаги купер жуфтларининг ғалаёнланган полярон компонентлари ҳамда бозон купер жуфтларининг натижавий ўтказувчанлиги қуйидаги ифодадан аниқланади

$$\sigma_2(t < 1) = \sigma_p^*(t < 1) + \sigma_B(t < 1). \quad (12)$$

Тенглама (9) бизга ЮХЎЎнинг CuO_2 қатламларидаги солиштирма қаршилиқ $\rho_{ab}(T > T^*) = \rho_0 + 1/\sigma_1(T > T^*)$ ни ҳисоблаш имконини беради, бу ерда ρ_0 - ЮХЎЎ намуналардаги тартибсизлик ёки тахминий киришмалар туфайли юзага келувчи қолдиқ қаршилиқ.

Бундан кейин (10) ва (11) тенгламаларни сонли интеграллаш орқали $\rho_{ab}(T < T^*) = \rho_0 + 1/\sigma_2(T < T^*)$ ни ҳисоблаш учун тенглама (2)нинг ечимидан фойдаланамиз. Купратли ўтаўтказгичлар жуда мураккаб ва кўпгина ички параметрлар билан характерланади. Кўриниб турибдики, купратларнинг кам параметрларидан фойдаланилган минимал модел, ҳақиқий реал физик картинани, айниқса, номутаносиб юқори ҳароратли купратларда $\rho_{ab}(T)$ даги кўпгина муҳим хусусиятларни такрорлай олмайди.

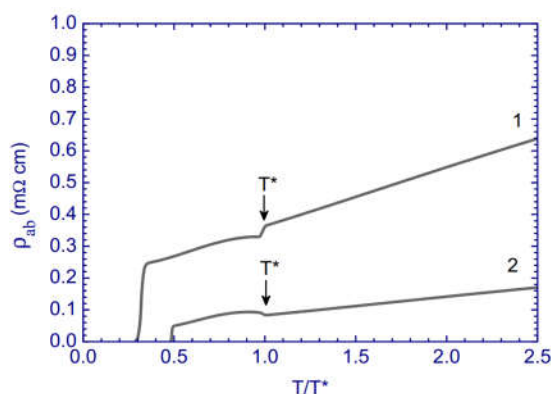
1-жадвал

$\rho_{ab}(T)$ бўйича тажриба маълумотларига таққослаш натижасида аниқланган T_c , n , T^* , λ^p ва ρ_0 ларнинг қийматлари

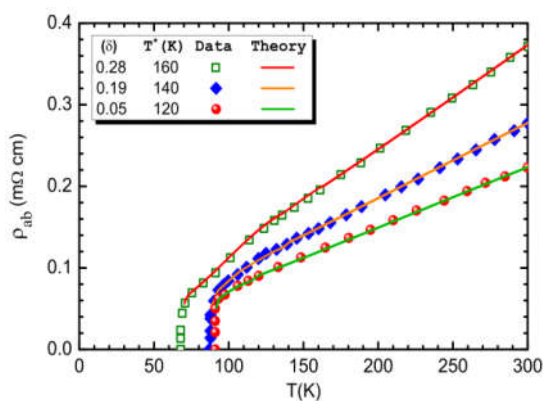
Намуна	T_c (K)	$n \times 10^{21}$ (cm^{-3})	T^* (K)	λ^p	ρ_0 ($m\Omega \text{ cm}$)
$\text{La}_{1.48}\text{Nd}_{0.40}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$	10	0.60	75	0.483	0.093
$\text{La}_{1.90}\text{Ba}_{0.10}\text{CuO}_4$	30	0.60	43	0.428	0.080
$\text{La}_{1.89}\text{Ba}_{0.11}\text{CuO}_4$	21	0.65	52	0.416	0.100
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.72}$	68	1.00	160	0.546	0.018
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.81}$	87	1.15	140	0.521	0.020
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$	91	1.35	120	0.473	0.016
$\text{Y}_{0.90}\text{Ca}_{0.10}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	80	1.20	140	0.447	0.200
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{0.92}\text{Y}_{0.08}\text{Cu}_2\text{O}_8$	64	0.67	190	0.579	0.280
$\text{CuBa}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_3\text{O}_y$	69	0.85	113	0.508	0.008

$\sigma_1(t > 1)$, $\sigma_p^*(t < 1)$ ва $\sigma_B(t < 1)$ учун олинган ифодалар полярон ёндашуви доирасида тақлиф қилинган моделнинг ўзига хос параметрларидан фойдаланган ҳолда (1-жадвал) T_c дан юқорида турли ЮХЎЎ-купратларнинг ab -текислигидаги ўлчанган солиштирма қаршилиққа таққослашимизга имкон беради. Легирилган купратлар учун ρ_M , v_s , ε_0 , ε_∞ ва $\hbar\omega_0$ нинг тажрибавий

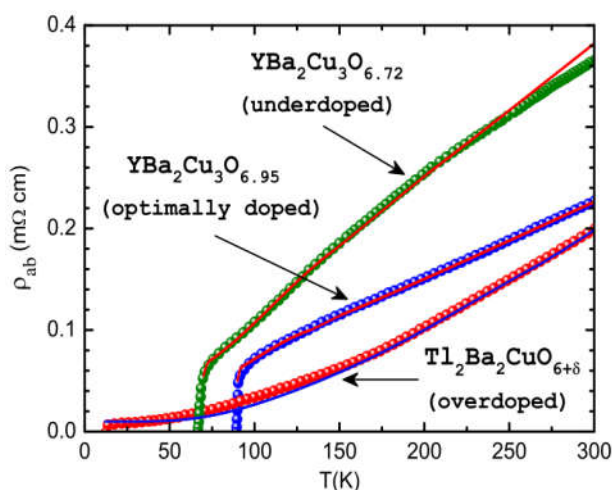
кийматлари $\rho_M \simeq (4 - 7) \text{ г/см}^3$, $v_s \simeq (4 - 7) \times 10^5 \text{ см/сек}$, $\varepsilon_0 \simeq 22 - 50$, $\varepsilon_\infty \simeq 3 - 7$ ва $\hbar\omega_0 \simeq 0.03 - 0.08 \text{ эВ}$ чегараларда ётади. Кам легирланган ЮХЎЎ купратларнинг тахминий наъмуналари учун $T^* = 170 \text{ К}$ ($\lambda^p = 0.585$) билан БКШ-симон псевдотирқиш эффектени намоиш этиш учун 3-расмда бизнинг ҳисоб-китобларимиз натижалари келтирилган. 4-расмда солиштира қаршилиқ ρ_{ab} ҳароратнинг функцияси сифатида ҳисобланган, шу билан бирга, кам ва оптимал легирланган купратлар $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ намуналари учун олинган яхши маълум бўлган тажриба натижалари (A. Carrington *et al.*, Phys. Rev. B 48, 13051 (1993)) билан таққосланган ҳолда берилган. 4-расмда келтирилган тажриба маълумотларини ўрганиш шуни кўрсатадики, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.72}$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.81}$, ва $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ боғланишларда $\rho_{ab}(T)$ нинг чизиклиликдан пастга оғиши мос равишда псевдотирқиш ҳароратлари $T^* = 160 \text{ К}$ ($\lambda^p = 0.6$ учун) 140 К ($\lambda^p = 0.57$ учун) ва 120 К ($\lambda^p = 0.5$ учун) дан пастда рўй беради. Бундан кейин, 5-расмда тажриба маълумотларига таққослаш натижалари ҳар хил ЮХЎЎ намуналари учун турли легирлаш даражаларида келтирилган. $\rho_{ab}(T)$ нинг тажриба маълумотлари $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{0.92}\text{Y}_{0.08}\text{Cu}_2\text{O}_8$, (псевдотирқиш ҳарорати $T^* = 190 \text{ К}$ ($\lambda^p = 0.579$)) учун таққослашнинг бошқа натижалари 6-расмда келтирилган. 7–9-расмларда турли купратларда ҳар хил легирлаш даражаларидаги солиштира қаршилиқнинг номонотон ҳароратга боғлиқлиги бўйича бизнинг сонли натижаларимиз мавжуд тажриба маълумотлари билан бир қаторда келтирилган.



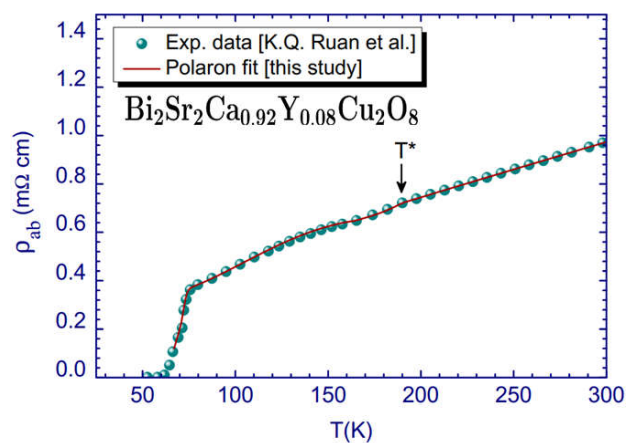
3-расм. Икки хил кам легирланган купратларнинг намуналари учун ρ_{ab} нинг ҳароратга боғлиқлиги ҳар хил псевдотирқиш очилиш ҳарорати билан ҳисобланган. T^* дан пастда $\rho_{ab}(T)$ чизикли боғлиқлик (чизиклилик)дан пастга (чизик 1) ёки тепага (чизик 1) оғади



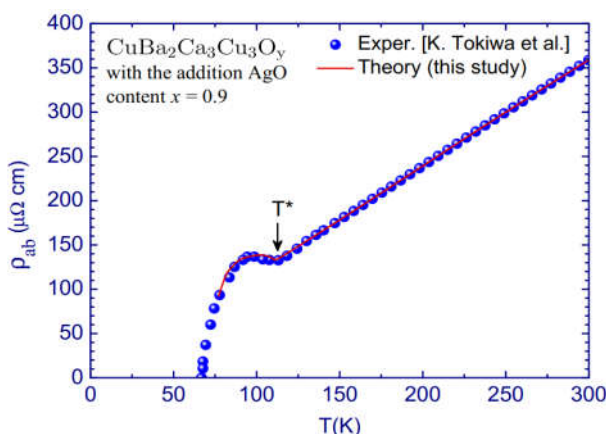
4-расм. $\rho_{ab}(T)$ учун ҳисобланган натижаларни (узлуксиз чизиклар) Каррингтон ва бошқалар (A. Carrington *et al.*, Phys. Rev. B 48, 13051 (1993)) томонидан $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.72}$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.81}$ ва $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ купратлар учун олинган тажриба маълумотлари (белгилар), билан таққослаш



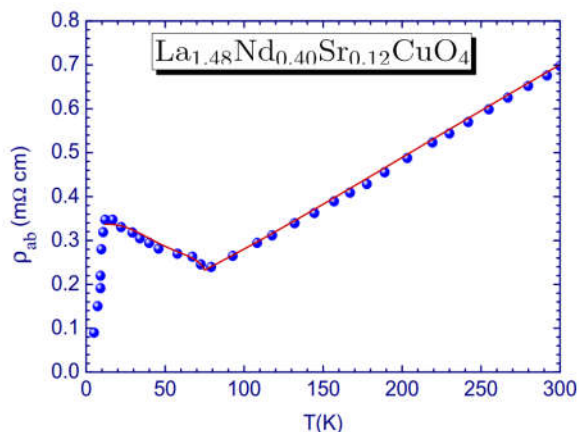
5-расм. $\rho_{ab}(T)$ учун бизнинг модел (узлуксиз чизиклар) ни купратларнинг иккита ҳар хил намуналари учун Маккензи ва бошқалар (A.P. Mackenzie *et al.*, Phys. Rev. B 53, 5848 (1996)) томонидан олинган тажриба маълумотлари (тўлдирилган доиралар) билан таққосланган



6-расм. $\rho_{ab}(T)$ нинг Bi₂Sr₂Ca_{0.92}Y_{0.08}Cu₂O₈ учун тажриба маълумотлари (тўлдирилган доиралар) (K.Q. Ruan *et al.*, Physica C 351, 402 (2001)) ишда берилган ва тегишли таққослашлар (узлуксиз чизик)



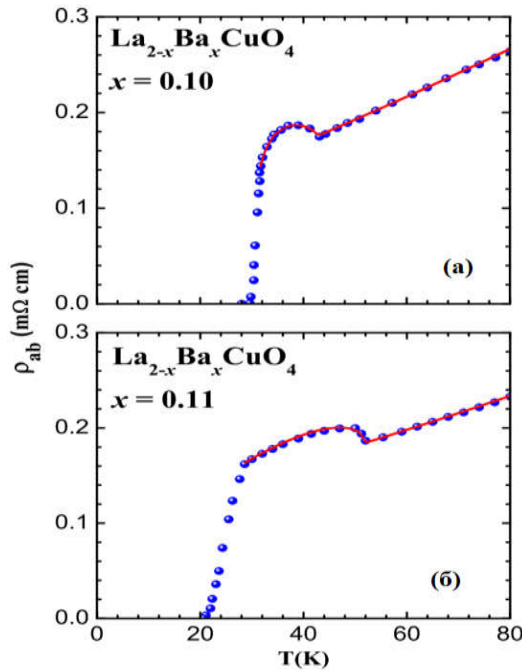
7-расм. CuBa₂Ca₃Cu₃O_y ($x = 0.9$ бўлган таркибида AgO қўшилиши билан) ўтаётказгич учун тажриба маълумотлари (K. Tokiwa *et al.*, Physica C 298, 209 (1998)) (тўлдирилган доиралар) билан таққослаш бўйича ҳисобланган ρ_{ab} нинг ҳароратга боғлиқлиги (узлуксиз чизик)



8-расм. Кам легирланган La_{1.48}Nd_{0.40}Sr_{0.12}CuO₄ учун $\rho_{ab}(T)$ нинг тажриба маълумотлари (S. Uchida, Physica C 341–348, 823 (2000)) (тўлдирилган доиралар) ҳамда тегишли назарий таққослаш натижалари (узлуксиз чизик)

Биз кўпгина ЮХЎЎ купратларнинг намуналарида маълум бўлган $\rho_{ab}(T)$ нинг номонотон хусусияти (T^* да ва ундан пастда $\rho_{ab}(T)$ даги мос равишда сакраш- ва чўққи-симон аномалиялар), натижавий ўтказувчанлик

$\sigma_2(t < 1)$ га қўшадиган рақабатдош ҳиссалар (яъни T^* дан пастда кескин камаювчи жуфтлашмаган купер жуфтлари компонентларининг ҳиссаси ва T^* дан пастда тез ўсиб боровчи бозон купер жуфтларининг ҳиссаси) билан бевосита боғлиқ деб тахмин қиламиз.



9-расм. Намуналари $x = 0.10, 0.11$ бўлган кам легирланган $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ учун $\rho_{ab}(T)$ нинг тажриба маълумотлари (Ҳ. Koike, Т. Adachi, Physica C 481, 115 (2012)) (тўлдирилган доиралар) ва тегишли назарий таққослашлар (узлуксиз чизиклар)

7–9-расмлар псевдотирқиш режимида солиштирма қаршилиқнинг хусусияти таққослаш параметрлар $\hbar\omega_{01}$ ва $\hbar\omega_{02}$ нинг ўзгаришига айниқса сезгир эканлигини аниқ кўрсатиб турибди. Жумладан, $\omega_{02} \gtrsim \omega_{01}$ бўлганда купратларда T^* дан пастда солиштирма қаршилиқнинг юқори ҳароратли T -чизиқли хусусиятидан юқorigа оғиши рўй беради ва баъзан T_c билан T^* оралиғида солиштирма қаршилиқнинг юқори чўққиси кузатилади. Бошқа тизимларда эса T^* дан пастда $\hbar\omega_{01}$ билан $\hbar\omega_{02}$ нинг етарлича катта қийматларини солиштирганда солиштирма қаршилиқнинг T -чизиқли резистив хусусиятларидан пастга оғиш содир бўлади.

Сўнгра 3.3 бўлимда биз легирланган купратларнинг ab -текислигидаги Холл коэффиценти (R_H) ни ўргандик. Ҳароратга номонотон боғлиқ бўлган Холл коэффиценти $R_H(T)$ ни ҳисоблаш учун биз Больцман тенгламаларини ечиш орқали олинган ўтказувчанлик формулаларидан фойдаланамиз. Ғалаёнланган поляронлар ва бозон купер жуфтларининг икки компонентли тизими учун Холл коэффиценти қуйидагича аниқланади

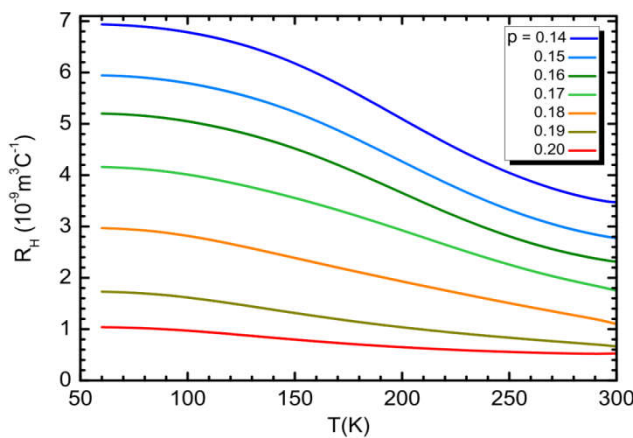
$$R_H(T) = \frac{(\sigma_1 + \sigma_2) + \sigma_1\sigma_2 (\sigma_1 R_p^2 + \sigma_2 R_B^2) H^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 + \sigma_1^2\sigma_2^2 (R_p + R_B)^2 H^2}, \quad (13)$$

Больцманнинг транспорт назариясига асосланиб, заиф магнит майдон чегарасида, икки компонентли модел учун $R_H(T)$ нинг тенгламаси қуйидагича соддалаштирилиши мумкин

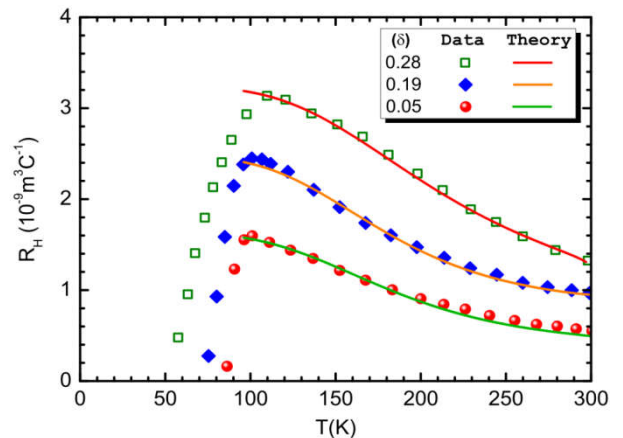
$$R_H(T) = \frac{\sigma_1^2 R_p + \sigma_2^2 R_B}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2}, \quad (14)$$

бу ерда R_p и R_B мос холда, полярон ташувчилари ва бозон купер жуфтлари учун Холл доимийлари.

Шуни таъкидлаш керак-ки, Холл коэффицентининг ҳароратга боғлиқлик функцияси сифатидаги хусусияти, нормал ҳолатдаги купратли ўтаётказгичларнинг энг қизиқарли ва қарама-қарши хусусиятларидан бири бўлиб қолмоқда. Бу ерда биз нормал ҳолатдаги квази-икки ўлчовли ўтаётказгичларнинг CuO_2 қатламларида турли легирлаш даражаларида Холл коэффицентининг ҳароратга турли боғлиқликларини етарлича ва изчил тасвирлаб бера оладиган заряд транспортининг икки компонентли модели (масалан, ғалаёнланган полярон компонентлари ва бозон купер жуфтлари) учун Друде-симон картинани кўрсатамиз. 10-расмда турли легирлаш даражаларида $\sigma_1(t > 1)$ ва $\sigma_2(t < 1)$ ни олиш йўли билан ҳисобланган икки компонентли моделдан фойдаланган ҳолда Холл коэффицентининг ҳароратга боғлиқлиги кўрсатилган. 4-расмда кўрсатилган солиштира қаршиликларга мос келадиган ab -текисликдаги ҳисобланган Холл коэффиценти 11-расмда келтирилган. 11-расмдаги барча $R_H(T)$ нинг хусусиятларидан бири бу нормал ҳолатда легирлаш даражаси ўсиши билан юқорироқ ҳароратга силжиб ва кенгайиб борадиган R_H нинг максимал кўрсаткичидир.



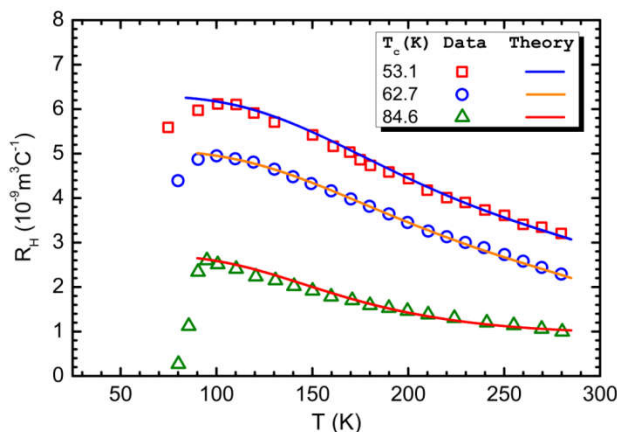
10-расм. Такдим этилган етгита легирлаш даражаси учун бизнинг модел бўйича ҳисобланган нормал ҳолатдаги Холл коэффицентининг ҳароратга боғлиқлиги



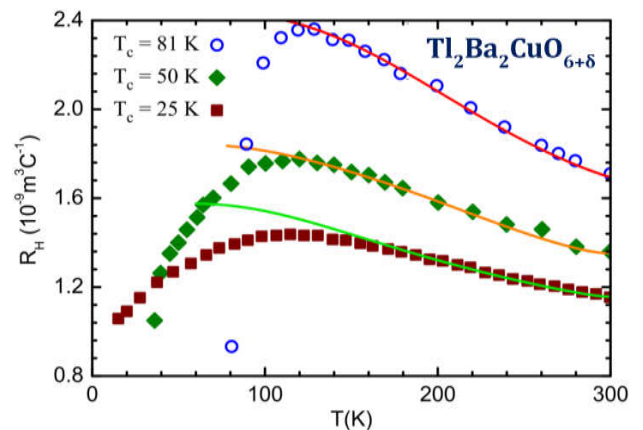
11-расм. Легирланган $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ учун $R_H(T)$ (узлуксиз чизиклар) ни тажриба маълумотлари (барча белгилар) (A. Carrington *et al.*, Phys. Rev. B 48, 13051 (1993)) билан таққослаш

12-расмда, ҳароратнинг функцияси сифатида бизнинг ҳисобланган R_H ни $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ юпқа қатламлар учун Матти ва бошқалар (D. Matthey *et al.*, Phys. Rev. B 64, 024513 (2001)) такдим этган тажриба маълумотлари билан таққосланган. Эгри чизиклар мос равишда легирлаш даражалари $p = 0.10$, 0.12 ва 0.16 ҳамда критик ҳароратлари 84.6 K , 62.7 K ва 53.1 K бўлган

катламларга мос келади. 12-расмдан таъкидлаш мумкинки, нормал ҳолатдаги R_H нинг максимал қиймати ҳар бир эгри чизиқ учун тахминан 100 К атрофида юз беради ва T_c билан боғлиқ эмасга ўхшайди. 12-расмда T_c нинг турли қийматлари учун Холл коэффиценти бўйича ўлчанган ва ҳисобланган натижалар кўрсатилган. $R_H(T)$ нинг тажриба маълумотлари мос равишда $T_c = 81$ К учун (Y. Kubo *et al.*, Phys. Rev. B 43, 7875 (1991)) да ўлчанган поликристалл намуналар учун берилган, $T_c = 50$ К учун маълумотлар (T. Manako *et al.*, Phys. Rev. B 46, 11019 (1992)) дан олинган ва $T_c = 50$ К учун маълумотлар эса (N.E. Hussey *et al.*, Phys. Rev. Lett. 76, 122 (1996)) дан олинган.



12-расм. $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ учун
Матти ва бошқалар томонидан
берилган (D. Matthey *et al.*, Phys.
Rev. B 64, 024513 (2001)) $R_H(T)$
бўйича тажриба маълумотлари
(барча белгилар) ва тегишли
назарий таққослашлар (узлуксиз
чизиқлар)



13-расм. Бир неча турли T_c
учун Холл коэффиценти
хароратга боғлиқлиги. Тажриба
маълумотлари (барча белгилар) ва
тегишли назарий таққослашлар
(узлуксиз чизиқлар)

Диссертациянинг «Купратли ўтаўтказгичларнинг туннель спектрларида полярон ва кўптирқишли эффектлар» деб номланган тўртинчи боби полярон ёндашувидан фойдаланган ҳолда ЮХЎЎ туннель характеристикаларининг асосий хусусиятлари ва кўптирқишли (яъни тирқишнинг номутаносиблиги) табиатини ўрганишга бағишланган. Бу ерда биз, қўйиладиган манфий ($V < 0$) ва мусбат ($V > 0$) кучланишларда S–I–N контактлари орқали заряд ташувчиларни туннеллашнинг турли механизмлари ҳамда энергетик тирқишнинг номутаносиблигига асосланган квазизарралар туннелланишининг янги ва янада мос келадиган моделини таклиф қилганмиз.

Энди $V < 0$ ва $V > 0$ да SIN контакти орқали квазизарраларнинг туннель ўтишида икки махсус механизмларни тушунтирадиган моделни қараймиз. Биринчи механизм, манфий кучланиш берилганда диссоциацияланаётган катта полярон ва полярон купер жуфтларининг юқори ҳароратли ўтаўтказгичдан нормал металга ўтиш ($S \rightarrow N$) жараёнларини

тушунтиради. Бу S–I–N деб аталувчи туннель ўтиш $|eV| > \Delta$ (eV - иккита контактнинг Ферми энергиялари фарқини характерлайди) бўлганда рўй беради. $|eV| > \Delta$ бўлганда катта поляронларнинг диссоциацияланиши юз беради ва заряд ташувчилар полярон ўрадан қутулиб (яъни полярон ўрани ташлаб чикиб) юқори ҳароратли ўтаётказгичнинг квазиэркин ҳолатидан нормал металнинг эркин ҳолатига туннелланиши мумкин. Бундай S→N ўтиш туннель токига қўшимча хисса беради. Бошқа механизм эса мусбат кучланиш берилганда (бу вақтда поляронларнинг диссоциацияси натижасида пайдо бўладиган квазиэркин ҳолатлар мавжуд бўлмайди) электронларнинг нормал металдан юқори ҳароратли ўтаётказгичнинг БКШ-симон квазизарра ҳолатига туннель ўтиш жараёнини тушунтиради. Юқорида айтиб ўтилган икки механизмларда, $V < 0$ ва $V > 0$ бўлганда S–I–N контакти орқали ўтаётган туннель токи БКШ ҳолат зичлиги $D_{BCS}(E, \Delta)$ ва квазиэркин ҳолат зичлиги $D_f(E, \Delta_p)$ га пропорционал бўлади.

Шундай қилиб, мусбат кучланиш берилганда туннель токи нормаль металдан юқори ҳароратли ўтаётказгичга оқса дифференциаль ўтказувчанликнинг ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин

$$dI_{N \rightarrow S}/dV = G(\varepsilon_F)[A_1(\Delta_T, a_V) + A_2(\Delta_T, a_V)], \quad (15)$$

$$\text{бу ерда } A_1(\Delta_T, a_V) = \int_{\Delta_T}^{\infty} \frac{y e^{-y-a_V}}{\sqrt{y^2 - \Delta_T^2 (e^{-y-a_V} + 1)^2}} dy;$$

$$A_2(\Delta_T, a_V) = \int_{\Delta_T}^{\infty} \frac{y e^{y-a_V}}{\sqrt{y^2 - \Delta_T^2 (e^{y-a_V} + 1)^2}} dy; y = \varepsilon/k_B T; \Delta_T = \Delta/k_B T; a_V = eV/k_B T.$$

Манфий кучланиш берилганда, иккита хар хил туннель жараёнлари ёки тоқлари, яъни полярон купер жуфтларининг ва катта поляронларнинг диссоциацияланиши умумий туннель токга хисса беради. Шундай қилиб, натижавий туннель ток юқори ҳароратли ўтаётказгичдан нормаль металга оқса дифференциаль ўтказувчанлик қуйидагига тенг бўлади

$$\begin{aligned} \frac{dI_{S \rightarrow N}}{dV} = G \{ & A_1(\Delta_T, -a_V) + A_2(\Delta_T, -a_V) \\ & + a_F(T)[B_1(\Delta_p^*, a_V) + B_2(\Delta_p^*, a_V)] \}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\text{бу ерда } \varepsilon = E - eV; B_1(\Delta_p^*, a_V) = \int_{\Delta_p^*}^{\infty} \sqrt{|y| - \Delta_p^*} \frac{e^{y+a_V}}{(e^{y+a_V} + 1)^2} dy; \Delta_p^* = \Delta_p/k_B T;$$

$$B_2(\Delta_p^*, a_V) = \int_{\Delta_p^*}^{\infty} \sqrt{|y| - \Delta_p^*} \frac{e^{-y+a_V}}{(e^{-y+a_V} + 1)^2} dy.$$

Сўнгра биз 4.2 бўлимда S–I–N контактлари орқали квазизарраларнинг туннелланиши учун кўптирқишли моделни таклиф қилдик. Купратларнинг номуносивлик, уларнинг легирланиши натижасида юзага келади. Бу номуносивлик эса ЮХЎЎдан нормал металга ва аксинча нормал металдан ЮХЎЎга квазизарраларнинг туннел ўтиш физикасида яққол номоён бўлади. Шу сабабли номуносив ЮХЎЎ-купратлар жуда турли асимметрик ва ҳар

хил маҳаллий энергетик тирқишлар билан V-шаклдаги туннел спектрларини намоён этади. ЮХЎЎ купратлардаги электрон номутаносиблик, турли легирлаш даражаси ҳамда ҳар хил қийматли энергетик тирқишларлар ($\Delta(i)$ ва $\Delta_p(i)$), ва маҳаллий ҳолат зичликлар ўзгариши билан турли микросоҳаларни ҳосил қилиши мумкин. Шу муносабат билан биз кўптирқишли ҳолат ва кўп каналли туннелланиш (туннел токига ҳисса қўшадиган) жараёнлари ва юқоридаги квазизарралар туннелланиш моделини номутаносиб ЮХЎЎ ҳолатларига кенгайтираемиз. Бу ерда турли механик микросоҳалардаги Ферми энергияси, БКШ тирқиш, полярон тирқиш ва маҳаллий ҳолат зичликлари ҳар хил бўлади ва мос ҳолда ε_{Fi} , $\Delta(i)$, $\Delta_p(i)$, $D_{BCS}(E, \Delta(i))$ ва $D_f(E, \Delta_p(i))$ ($i = 1, 2, \dots$) орқали белгиланади. $V > 0$ бўлган ҳолатда электронлар нормал металдан юқори ҳароратли ўтаётқазгичнинг ушбу микросоҳаларига ҳар хил БКШ ҳолат зичлиги $D_{BCS}(E, \Delta(i))$ билан туннель ўтиши ва i -чи туннелланиш канали умумий туннел токига ҳисса қўшади. Кейин натижавий дифференциаль ўтказувчанликни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин

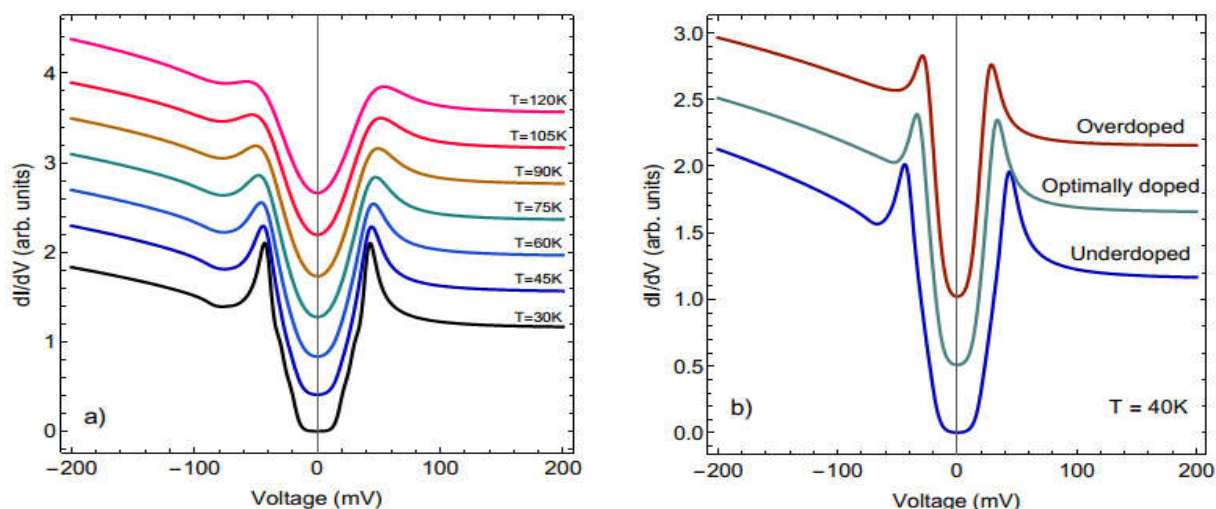
$$\frac{dI_{N \rightarrow S}}{dV} = \sum_i G_i [A_{1i}(\Delta_T(i), a_V) + A_{2i}(\Delta_T(i), a_V)]. \quad (17)$$

$V < 0$ бўлган ҳолатда, ҳар хил паралел ўтказувчан каналларнинг $S \rightarrow N$ туннел токига қўшган ҳиссалари ЮХЎЎнинг турли металл микросоҳаларидан полярон купер жуфтлари ва катта поляронлар диссоциацияланганда кутилади. Шундай қилиб, умумий туннел ток - бу турли хил маҳаллий зичликдаги ($D_{BCS}(E, \Delta(i))$ ва $D_f(E, \Delta_p(i))$) ЮХЎЎнинг турли металл микросоҳаларидан нормал металга оқувчи туннел тоқларининг йиғиндисидир. Квазизарраларнинг i -чи $S \rightarrow N$ туннелланиш каналининг улуши ва натижавий дифференциаль ўтказувчанликни қуйидагича ёзилади

$$\begin{aligned} \frac{dI_{S \rightarrow N}}{dV} = \sum_i G_i \{ & A_{1i}(\Delta_T(i), -a_V) + A_{2i}(\Delta_T(i), -a_V) \\ & + a_{Fi}(T) [B_{1i}(\Delta_p^*(i), a_V) + B_{2i}(\Delta_p^*(i), a_V)] \}. \end{aligned} \quad (18)$$

Квазизарралар туннелланишининг бундай кўптирқишли моделида S–I–N контактларининг туннел спектрлари қўйиладиган қуйи кучланишларда кўпроқ V-шаклли хусусияти, манфий кучланишларда чўққи-ботиқ-қавариқ хусусияти ва ўтказувчанлик пикларининг асимметриясини намоён қилади. 14-расмда биринчи, БКШ-тирқиш $\Delta = 40$ мэВ (унга мос келувчи $\lambda^p = 0.6071$), 30 мэВ ($\lambda^p = 0.5211$) ва 22 мэВ ($\lambda^p = 0.4507$) қийматларини 30 К ҳароратда формула (2) бўйича аниқланади, сўнгра БКШ-тирқишлари қийматларининг ҳарорат бўйича ўзгариши $T = 45, 60, 75, 90, 105$ ва 120 К учун формула (2) билан аниқланади. Натижада, қавариқ-ботиқлик хусусияти номутаносиб купратларнинг туннел спектрида намоён бўлади (146-расмдаги пастки чизиқ). Кучли легирланган купратларнинг туннел спектридаги ботиқлик

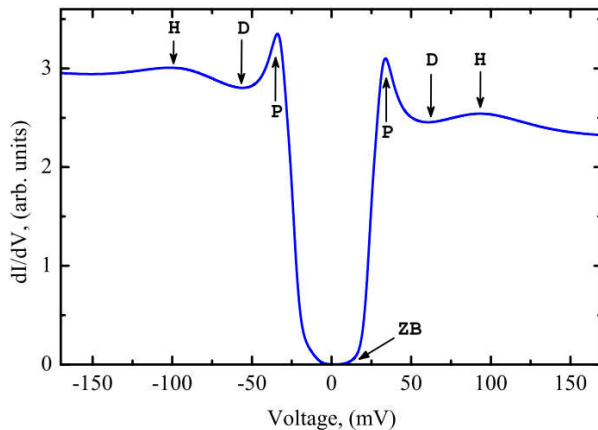
хусусияти полярон эффектларининг заифлашиши туфайли йўқолади (146-расмдаги юқори чизик).



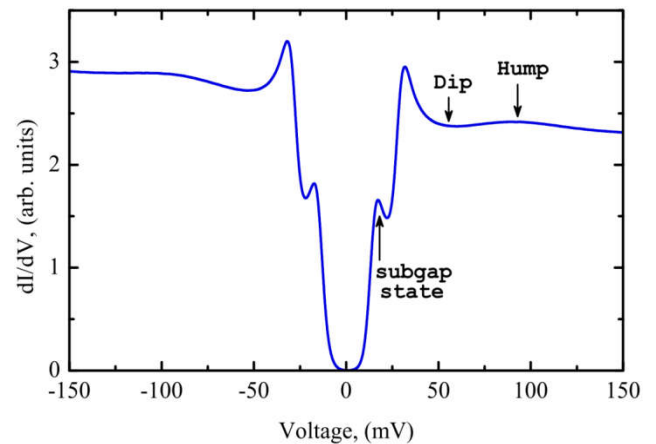
14-расм. Ҳарорат (а) ва легирлаш (б) функцияси сифатида кўп тирқишли моделдан фойдаланиб ҳисобланган туннел ўтказувчанлик

Бундан кейин, биз 4.3 бўлимда купратларнинг туннел спектрларидаги чўққи-ботиқ-қавариқ тузилишларни моделлаштириш орқали ўргандик. 15-расмдан кўриниб турибдики, ботиқ-қавариқ хусусиятлар, ноль силжишли ўтказувчанлик ва чўққилар асимметрияси, бу БКШ ҳолат зичлиги ҳамда квазиэркин ҳолатлар зичлиги билан боғлиқ бўлган туннел ўтказувчанлик суперпозициясининг натижасидир. 15-расмда номутаносиб Bi-2212 туннел спектрларида асосий ўтказувчанлик чўққиларининг ички тирқишости хусусият, ботиқ-қавариқ тузилишлар ва якуний ноль силжишли ўтказувчанликнинг V-шаклли фони кўрсатилган. Шундай қилиб, 16-расм тирқишости ҳолатининг ўтаўтказувчанликка сезгир эмаслигини тасдиқлайди. 17-расмда номутаносиб Bi-2212 туннел спектрлари мос ҳолда ўтаўтказувчан (расмдаги 17a ва 17b чизиклар) ва псевдотирқиш (расмдаги 17c и 17d чизиклар) ҳолатларда кўрсатилган. Кам ва ўта кам легирланган ҳамда кучли легирланган Bi-2212 учун назарий натижаларни тажриба натижалари билан таққосланиши 18-расмда тақдим этилган. Bi-2212 туннел спектрларида кузатиладиган турли хил V-шаклли тирқишости хусусиятлар, асимметрик чўққилар ва уларнинг ҳароратга боғлиқлиги кам легирланган Bi-2212 (18-расмдаги чап панел), ўта кам легирланган Bi-2212 (18-расмдаги ўнг панел) ва кучли легирланган Bi-2212 (18-расмдаги асосий панел) кўптирқишли модел ёрдамида етарли даражада акс эттирилган. Агар биз тирқиш параметрлари $\Delta(i)$ ва $\Delta_p(i)$ ни кўпроқ олсак ва намунанинг номутаносиблигини кўрсатадиган тирқишларнинг ўлчамларини тегишли равишда тақсимласак, кўптирқишли модел V-шаклли бошқа спектрларни ($\Delta = 12$ дан 60 мЭВ гача ва $\Delta_p = 15$ дан 100 мЭВ гача фарқ қилувчи тирқишлар билан) ва Bi-2212 да МакЭлрой ва бошқалар (K. McElroy *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 197005 (2005)) ҳамда Фанг ва бошқалар (A.C. Fang *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96, 017007 (2006))

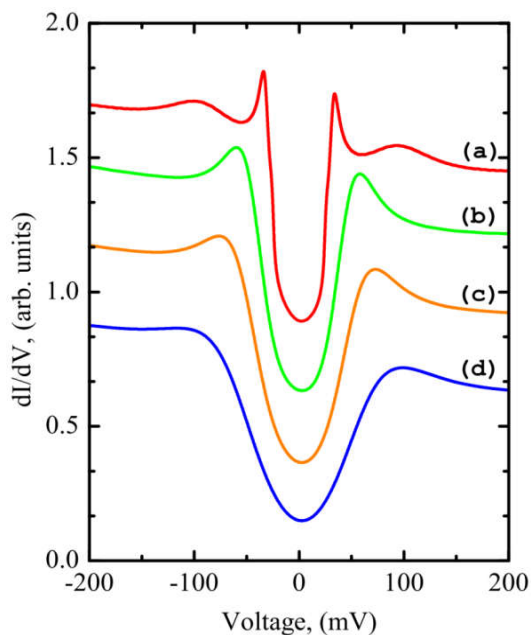
томонидан кузатилган ўтказувчанлик чўққиларининг ички елкасини акс эттиради.



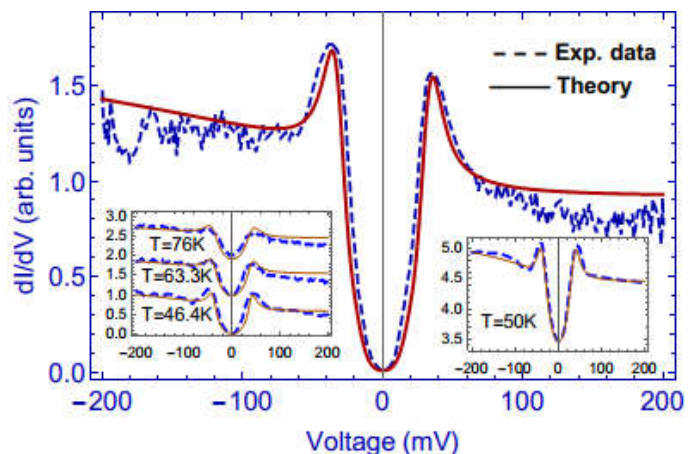
15-расм. Қуйи кучланишларда U – шаклли хусусиятни намоён қилувчи S–I–N туннел ўтказувчанлиги таклиф этилган моделдан фойдаланиб ҳисобланган



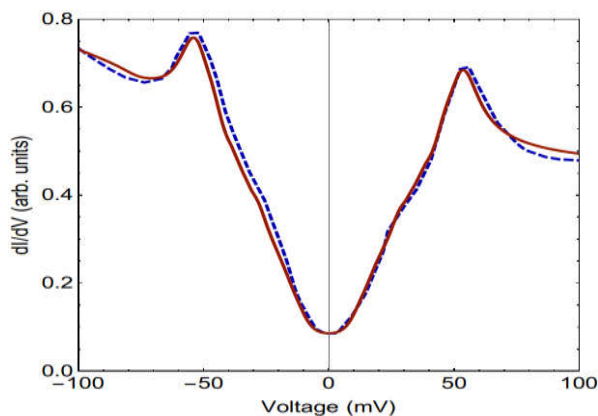
16-расм. S–I–N туннел ўтказувчанлиги сезиларли V- шаклли ва тирқишости елкасимон характеристикалари билан 92.7 K да ҳисобланган



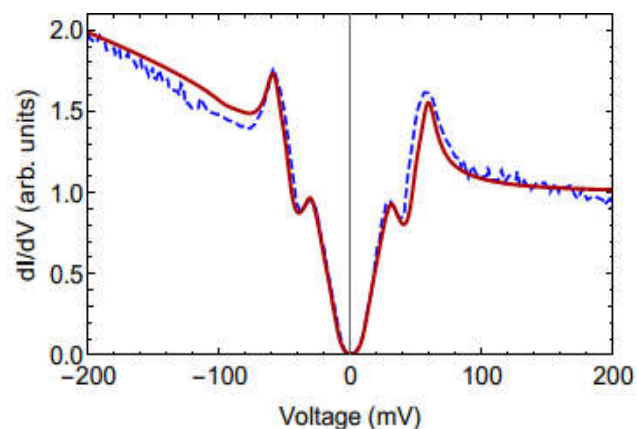
17-расм. (a) катта диапазонлар бўйича ўтаўтказувчанлик, (b) кичик диапазонлар бўйича ўтаўтказувчанлик, (c) псевдотирқиш ҳолати ва (d) катта псевдотирқиш соҳаси учун туннел спектрлари



18-расм. Асосий панел ва чап кўргазма: кучли ва кам легирланган Bi-2212да ўлчанган (Ch. Renner *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 149 (1998)), S–I–N туннел спектрларнинг кўптирқишли моделдан фойдаланиб таққосланган. Ўнг кўргазма: ўта кам легирланган Bi-2212да ўлчанган (A. Matsuda *et al.*, J. Phys. Chem. Solids 62, 65 (2001)), S–I–N туннел спектрларнинг кўптирқишли моделдан фойдаланиб таққосланган



19-расм. Номутаносиб Bi-2212 нинг тажриба (K. McElroy *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 197005 (2005)) ишидаги 2-расм (4-чизик)дан олинган туннел спектри (пунктир чизик) билан кўптирқишли модел орқали 30 K да ҳисобланган туннел ўтказувчанлиги (узлуксиз чизик) таққосланган



20-расм. Номутаносиб Bi-2212 нинг тажриба (A.C. Fang *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96, 017007 (2006)) ишидаги 1-расм (с-чизик)дан олинган туннел спектри (пунктир чизик) билан кўптирқишли моделдан фойдаланиб 30 K да ҳисобланган туннел ўтказувчанлиги (узлуксиз чизик) таққосланган

Масалан, 19-расмда кўрсатилганидек олтига (БКШ ва полярон) тирқишлар учун уларнинг ўлчамларини ўринли тақсимлаш орқали (17) ва (18) тенгламаларда олтига ҳадларнинг олиниши, кўптирқишли модел номутаносиб Bi-2212 спектрларидан бирини етарли даражада акс эттирган. 19-расмдан кўриниб турибдики, номутаносиб Bi-2212 учун (17) ва (18) тенгламаларда атиги олтига ҳадларни ҳисобга олган ҳолда ҳисобланган туннел спектри, айниқса қавариқ-ботиқлик характеристикани, V-шаклни ва қуйи кучланишларда чўққи (ёки елка)-симон тирқишости хусусиятларни солиштирганда яхши мос келишини намоён этади.

ХУЛОСА

“Купратлар туннел спектрлари ва икки ўлчамли электр ўтказувчанлигининг поляронли ва кўптирқишли хусусиятлари” мавзусидаги физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD) диссертацияси доирасида бажарилган тадқиқотлар асосида қуйидагиларни хулоса қилиш мумкин:

1. Купратларда заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг қиймати $1-10 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{сек})$ оралиғида ўзгариб туриши ва у асосан полярон эффектлари, хусусан, поляронларнинг ҳамда псевдотирқиш ҳолати сифатида намоён бўладиган нокогерент полярон купер жуфтларининг ҳисобига юзага келиши аниқланди;

2. Псевдотирқиш ҳолатига (яъни БКШга ўхшаш) ўтиш температураси T^* дан юқорида ва пастда қатламли купратларнинг металл ва нометалл ўтказувчанлиги ($T > T^*$ да) поляронлар ва ($T < T^*$ да) мос равишда поляронлар

ҳамда полярон купер жуфтларининг ўзаро улуши туфайли пайдо бўлиши аниқланди;

3. Купратларнинг нормал ҳолатидаги БКШ-симон жуфтлашиш корреляциялари $\rho_{ab}(T)$ нинг ночизикли боғлиқлиги ва T^* дан пастда ρ_{ab} нинг T -чизикли боғлиқлик хусусиятидан пастга ҳамда юқорига турли хил оғишларга сабаб бўлади, бу легирлаш даражаси камайиши билан ортиб бориши исботланди;

4. T_c дан юқорида БКШ-га ўхшаш ўтишлар, баъзи бир тажрибаларда кузатилганидек T^* да турли резистив ўтишлар шаклида намоён бўлиши аниқланди, агар полярон ташувчилар ҳамда полярон купер жуфтлари ω_{01} ва $\omega_{02} > \omega_{01}$ характерли частоталарга эга бўлган турли хил оптик фононларда сочилади деб фараз қилинса, купратларнинг псевдотирқиш ҳолатида ab -текисликдаги $\rho_{ab}(T)$ нинг жуда кўп турли хил аномал хусусиятларини таклиф қилинаётган заряд узатиш модели билан табиий равишда изоҳланади;

5. Номутаносиб купратли ўтаўтказгичлар туннел спектрларининг етарли тавсифини тақдим этадиган S–I–N контактлари орқали квазизарраларнинг ҳар хил туннел механизмларини тавсифловчи ўзига хос ва умумлаштирилган кўптирқишли (тирқишнинг номутаносиблиги ҳисобга олинган) моделлар кўрсатилди;

6. S–I–N контактларининг туннел спектрларида кузатиладиган ботик-қавариқ хусусиятлар ($V < 0$ ва $V > 0$ да тизимли равишда пайдо бўладиган) ва асимметрик чўққилар, псевдотирқиш эффектлари ва БКШ ҳолат зичлиги ҳамда квазиэркин ҳолатлар зичлиги (поляронларнинг диссоциацияланишида пайдо бўлади) билан боғлиқ бўлган туннел ўтказувчанлигининг суперпозицияси туфайли юзага келиши аниқланди;

7. Поляронли ва кўптирқишли эффектларнинг ЮХЎЎ-диэлектрик-нормал метал контактлари орқали казизарралар туннел механизмларига сезиларли таъсир этиши ва S–I–N контактлари туннел спектрларининг кўплаб хусусиятлари учун масъулдир, масалан, U ва V шаклдаги туннел характеристикалари, чўққи-ботик-қавариқ структуралари, тирқишости хусусиятлари, дифференциал ўтказувчанлик чўққиларининг ассиметрияси ва уларнинг ҳар хил купратли ўтаўтказгичларда кузатиладиган температура ва легирлаш даражалари билан эволюцияси кўрсатилди.

**НАУЧНЫЙ СОВЕТ DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 ПО ПРИСУЖДЕНИЮ
УЧЕНЫХ СТЕПЕНЕЙ ПРИ ИНСТИТУТЕ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ГАНИЕВ ОРИФЖОН КУРБАНОВИЧ

**ПОЛЯРОННЫЕ И МНОГОЩЕЛЕВЫЕ ОСОБЕННОСТИ
ТУННЕЛЬНЫХ СПЕКТРОВ И ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ
ПРОВОДИМОСТИ КУПРАТОВ**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам

Ташкент–2020

Тема диссертации доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам зарегистрирована в Высшей аттестационной комиссии при Кабинете Министров Республики Узбекистан за № B2019.2.PhD/FM362.

Докторская диссертация выполнена в Институте ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан.

Автореферат диссертации на трех языках (узбекский, русский, английский (резюме)) размещен на веб-странице Научного совета (www.inp.uz) и на Информационно-образовательном портале «Ziyonet» (www.ziyonet.uz).

Научный руководитель:	Явидов Бахрам Янгибаевич доктор физико-математических наук
Официальные оппоненты:	Хидиров Ирисали доктор физико-математических наук, профессор Расулов Рустам Явкачович доктор физико-математических наук, профессор
Ведущая организация:	Андижанский Государственный университет

Защита диссертации состоится «_____» _____ 2020 года в _____ часов на заседании Научного совета DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 при Институте ядерной физики (Адрес: 100174, г. Ташкент, пос. Улугбек, ИЯФ АН РУз. Тел.: (+99871) 289–31–41; факс: (+99871) 289–36–65; e-mail: info@inp.uz).

С диссертацией можно ознакомиться в Информационно-ресурсном центре Института ядерной физики (регистрационный номер _____) (Адрес: 100214, г. Ташкент, поселок Улугбек, ИЯФ АН РУз. Тел. (+99871) 289–31–19).

Автореферат диссертации разослан «_____» _____ 2020 г.
(Протокол рассылки № _____ от _____ 2020 г.).

М. Ю. Ташметов
председатель научного совета по присуждению
ученых степеней, д.ф.-м.н., профессор

С.Б.Игамов
ученый секретарь научного совета по присуждению
ученых степеней, д.ф.-м.н.,
старший научный сотрудник

И. Нуритдинов
председатель научного семинара
при научном совете по присуждению
ученых степеней, д.ф.-м.н., профессор

ВВЕДЕНИЕ (аннотация диссертации доктора философии (PhD))

Актуальность и востребованность темы диссертации. В настоящее время в мире большое внимание уделяется изучению транспортных свойств ВТСП-купратов в недодопированных¹ и оптимально допированных² режимах, при которых проявляются различные аномалии их электрических свойств, сильно отличающихся от таких свойств обычных сверхпроводников. Изучение транспортных свойств купратов выше температуры сверхпроводящего (СП) перехода T_c может дать возможность выяснить природу их высокотемпературной сверхпроводимости. В связи с этим исследования явлений переноса носителей тока, а именно, электрических проводимостей купратных сверхпроводников в нормальном состоянии является одним из центральных направлений физики ВТСП-систем. При этом необычными и невыясненными транспортными свойствами купратов в недодопированных режимах являются температурные зависимости удельных сопротивлений ρ_{ab} в CuO_2 плоскости решетки купратов (в ab плоскости) и характерные зависимости ρ_{ab} от уровня легирования образцов. Наиболее необычным поведением этих ВТСП-материалов является их псевдощелевая особенность, которая проявляется во многих экспериментально наблюдаемых эффектах, в частности, туннельных эффектах как в нормальном, так и в СП состояниях.

В последние годы в мировой практике наиболее ключевыми вопросами физики ВТСП-систем являются проблемы псевдощелевых особенностей (т.е. псевдощелевых явлений, связанных с уменьшением плотности состояний вблизи уровня Ферми) в недолегированных купратах и необычных туннельных переходов через ВТСП–диэлектрик–нормальный металл (S–I–N) контактов. Кроме того, эксперименты по фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES), сканирующей туннельной микроскопии (STM) и спектроскопии (STS) ясно показали существование сильных электрон-фононных взаимодействий, а также поляронов и биполяронов. Эти эксперименты также показали, что ВТСП является неоднородной системой и неоднородные щелевые структуры оказывают сильное влияние на туннельные спектры. Общая форма туннельных спектров также очень воспроизводима, и поэтому знания о некоторых купратах позволяют нам понять механизм высокотемпературной сверхпроводимости.

В нашей Республике уделяется большое внимание фундаментальным исследованиям, имеющим большое значение для развития материаловедения и его широкого прикладного характера для объяснения конкретных экспериментов по купратным сверхпроводникам, которые отражены в

¹Недодопированный режим купратов — режим легирования купратов, при которой концентрация дырочных носителей $p \sim 0.05 - 0.15$.

²Оптимально допированный режим купратов — режим легирования купратов, при которой концентрация дырочных носителей $p \sim 0.15 - 0.17$.

Стратегии¹ действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017–2021 гг. Проведение теоретического исследования механизмов двумерных проводимостей, легированных купратов в нормальном состоянии является крайне необходимым для решения не только фундаментальных, но и прикладных задач ВТСП-материалов. В частности, исследование поляронных и многощелевых особенностей в ВТСП-материалах и необычных туннельных переходов через S–I–N контакты является крайне необходимым для решения фундаментальных проблем физики сильно коррелированных электронных систем.

Исследования, проведенные в данной диссертационной работе, соответствуют задачам, предусмотренным в Указах Президента Республики Узбекистан № УП-4947 от 7 февраля 2017 года «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017-2021 гг.», № УП-4958 от 16 февраля 2017 года «О дальнейшем совершенствовании системы послевузовского образования», в Постановлении Президента Республики Узбекистан № ПП-2789 от 17 февраля 2017 года «О мерах по дальнейшему совершенствованию деятельности Академии наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности», а также других нормативно-правовых документах, принятых в данной сфере.

Соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки и технологий республики. Диссертационная работа выполнена в соответствии с приоритетным направлением развития науки и технологий в Республике Узбекистан II. «Энергетика, энергосбережение и альтернативные источники энергии».

Степень изученности проблемы. Исследования с целью экспериментального и теоретического изучения электронной структуры, транспортных свойств, механизма микроскопического спаривания, физики псевдощели, щелевых неоднородностей и туннельных характеристик в купратных сверхпроводниках и других родственных соединениях проводятся ведущими учеными мира, например швейцарскими (Ø. Fischer, Ch. Renner, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, C. Berthod), американскими (P.W. Anderson, D. Emin, T.P. Devereaux, A. Chubukov, A. Bansil, J.Hoffman, A. Yazdani, A.C. Fang, J.C.S. Davis, K. McElroy, I. Vishik, E. Hudson), английскими (A.S. Alexandrov, A. Carrington, J.R. Cooper, A.P. Mackenzie, N.E. Hussey, J.W. Loram, J.L. Tallon), канадскими (A. Damascelli, A. Kapitulnik), бельгийскими (J.T. Devreese), французскими (J. Ranninger, W. Sacks, T. Cren, D. Roditchev), японскими (H. Eisaki, S. Uchida, Y. Koike, S. Ono, Y. Ando, M. Ido, A. Matsuda, T. Kato, R. Sobota) и другими. Узбекскими учеными (С. Джуманов, Б.Я. Явидов, П.Ж. Байматов, Б. Абдуллаев) также проведен ряд исследований различных электронных свойств и механизма высокотемпературной сверхпроводимости купратов.

¹Указ Президента Республики Узбекистан № УП-4947 «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан» от 7 февраля 2017 г.

В настоящее время существует несколько теоретических моделей ВТСП: модель экситонов Гинзбурга, модель анионов Лафлина, модель Хаббарда, модель Холстейна-Хаббарда, модель Мотта-Хаббарда, модели резонирующих валентных связей Андерсона, ферми-жидкостная теория Ландау, модель маргинальной ферми-жидкости Вармы, модель почти антиферромагнитной ферми-жидкости Пайнса, модели прекурсивного БКШ-подобного спаривания носителей, учитывающих СП флуктуации выше T_c , модель малых биполяронной сверхпроводимости и т.д. Большинство моделей, предложенных для теоретического изучения купратов, основаны на доминирующей роли определенного типа взаимодействия. Многие экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в ВТСП-купратах электрон-фононное взаимодействие сильное и на порядок больше, чем другие типы взаимодействий, и носителями заряда в купратных сверхпроводниках являются поляроны, поляронные куперовские пары (или биполяроны). В связи с этим ощущается острая необходимость интерпретировать и теоретически объяснить уже собранные экспериментальные данные на основе поляронного подхода.

В настоящее время не существует еще удовлетворительной количественной теории, объясняющей необычные металлические и диэлектрические поведения $\rho_{ab}(T)$ в этих купратах при различных уровнях легирования. Кроме того, причины происхождения пик-провал-горб особенности, плечо-подобной особенности, асимметрии пиков проводимости, щелевой неоднородности и других характеристик в туннельных спектрах ВТСП-купратов также остаются предметом спора. Принимая во внимание текущее состояние проблемы, мы попытались исследовать различные возможные механизмы переноса носителей тока и туннелирования квазичастиц через S-I-N контакты, чтобы описать влияние многих эффектов на туннельные спектры и объяснить аномальное поведение плоскостного удельного сопротивления в нормальном состоянии допированных купратных сверхпроводников в рамках поляронного подхода.

Связь темы диссертационного исследования с планами научно-исследовательских работ научно-исследовательского учреждения, где выполнена диссертация. Диссертационное исследование выполнено в рамках научно-исследовательских проектов Института ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан по темам: ФА-Ф2-Ф070 «Необычные транспортные, тепловые и упругие свойства купратных высокотемпературных сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в их нормальном состоянии» (2007-2011), Ф.2-12 «Механизм образования псевдощели в электронной структуре слабелегированных купратов и их проявления в туннельных характеристиках купрат-металл контактов выше температуры сверхпроводящего перехода» (2012-2013), Ф2-ФА-Ф120 «Электронные свойства и радиационная модификация низкоразмерных высокотемпературных сверхпроводников, полупроводниковых гетероструктур, металлов и их оксидов» (2012-2016) и ОТ-Ф2-14

«Исследование коллективных и микроскопических свойств сильно взаимодействующих многочастичных квантовых систем» (2017-2020).

Целью исследования является установление закономерностей процессов переноса заряда в купратных сверхпроводниках и S–I–N туннельных контактах.

Задачи исследования:

получить модифицированные кинетические уравнения Больцмана для описания явления переноса больших поляронов и поляронных куперовских пар в нормальном состоянии купратных сверхпроводников;

рассчитать подвижность носителей заряда выше и ниже температуры псевдощелевого перехода в сверхпроводящих купратах;

рассчитать электропроводимость, а также удельное сопротивление и коэффициент Холла в приближении времени релаксации с использованием модифицированных кинетических уравнений Больцмана и расширенной БКШ-подобной модели;

определить возможные аномалии изменения удельного сопротивления и коэффициента Холла в *ab*-плоскости решетки купратов выше T_c в зависимости от температуры и уровня легирования;

получить аналитические выражения для суммарного туннельного тока и дифференциальной проводимости, состоящей из двух компонентов, соответствующих различным процессам туннелирования, и определить туннельные характеристики S–I–N контактов;

объяснить основные особенности туннельных спектров ВТСП, такие как: приблизительно U- и V-образные подщелевые особенности, асимметрия пиков проводимости, пик-провал-горб структуры и плечо-подобные особенности внутри главных пиков проводимости;

определить роль поляронных эффектов в формировании псевдощели и в туннельных спектрах купратов, а также влияние многощелевых (т.е. щелевой неоднородности) эффектов на туннельные спектры купратных сверхпроводников при различных температурах и уровнях легирования.

Объектами исследования являются поляроны и биполароны, высокотемпературные сверхпроводящие купраты, S–I–N контакты.

Предметом исследования являются рассеяние носителей заряда на акустических и оптических фононах, куперовское спаривание больших поляронов в плоскостях CuO_2 , металлическая и неметаллическая проводимость в нормальном состоянии купратов, процессы туннелирования квазичастиц через S–I–N контакт и характеристики туннельных спектров.

Методы исследования. Метод вторичного квантования, вариационный метод, методы сильной связи, методы теории среднего поля фермионов и бозонов, расширенная БКШ-подобная модель, численные методы решения уравнений среднего поля с высокой точностью.

Научная новизна исследования заключается в следующем:

выявлено, что немонотонная температурная зависимость подвижности носителей заряда в купратах обусловлена переходом к БКШ-подобному

псевдощелевому режиму и образованием некогерентных поляронных куперовских пар в нормальном состоянии купратов;

впервые на основе поляронного подхода объяснены металлическая проводимость слоистых купратных сверхпроводников выше и ниже температуры псевдощелевого перехода T^* и неметаллическая проводимость этих ВТСП материалов ниже T^* ;

предложена теоретическая модель туннелирования квазичастиц через S–I–N контакт, описывающая туннелирование электронов из металла в ВТСП при положительном напряжении и туннелирование дырочных больших поляронов, как свободных, так и возникающих в результате диссоциации поляронных куперовских пар, из ВТСП в нормальный металл при отрицательном напряжении;

впервые показано, что поляронные и многощелевые эффекты оказывают существенное влияние на механизмы туннелирования квазичастиц через S–I–N контакты и являются ответственными за аномальные особенности туннельных спектров в различных ВТСП-купратах.

Практические результаты исследования заключается в следующем:

разработан теоретический подход в рамках поляронной модели для объяснения механизмов туннелирования квазичастиц и немонотонной зависимости удельного сопротивления в *ab*-плоскости решетки купратов при различных температурах и уровнях легирования;

получены аналитические выражения результирующих туннельных токов и дифференциальной проводимости для объяснения различных туннельных характеристик;

установлена роль поляронов и псевдощелевого состояния в определении плоскостного удельного сопротивления, а также многощелевых эффектов в туннельных спектрах купратов.

Достоверность результатов исследования подтверждается использованием современных методов теоретической физики конденсированного состояния, соответствием теоретически полученных выводов основным закономерностям процессов туннелирования квазичастиц и двумерной электрической проводимости купратных сверхпроводников, совпадением результатов вычислений и экспериментальных данных, а также использованием высокоэффективных численных методов и алгоритмов.

Научная и практическая значимость результатов исследования. Научная значимость результатов исследования заключается как в развитии фундаментальных представлений о псевдощелевом состоянии вещества и новых туннельных переходах через S–I–N контакты выше температуры СП перехода, так и в развитии прикладного материаловедения. Кроме того, результаты исследования способствуют более глубокому пониманию явлений в нормальном состоянии купратных сверхпроводников, позволяют взглянуть на природу сверхпроводимости купратов, на псевдощелевые явления и интерпретировать туннельные характеристики S–I–N контактов с другой точки зрения.

Практическая значимость результатов исследований заключается в том, что полученные результаты по легированным купратным ВТСП могут быть использованы для развития теории высокотемпературной сверхпроводимости, расчётов электронной структуры псевдощелевого состояния купратов, туннельных характеристик S–I–N контактов и создания купратных ВТСП материалов с улучшенными электронными свойствами.

Внедрения результатов исследования. На основе полученных результатов по исследованию поляронных и многощелевых особенностей туннельных спектров и двумерной электрической проводимости купратов:

полученные результаты по определению роли поляронных эффектов для немонотонной температурной зависимости подвижности носителей заряда в купратных сверхпроводниках были использованы зарубежными исследователями (ссылки в международных научных журналах *Journal of the Physical Society of Japan* **88**, 064711, 2019; *Physica B: Condensed Matter* **548**, 58-70, 2018; *Pramana – Journal of Physics* **91**, 84, 2018) для изучения электронной структуры и фазового состояния монокристаллов Bi-2212, при различных уровнях легирования. Использование научных результатов позволило объяснить природу переноса заряда в неоднородных купратах;

полученные результаты в рамках поляронных представлений при изучении металлической проводимости выше и ниже T^* и неметаллической проводимости ниже T^* , а также коэффициента Холла R_H в нормальном состоянии легированных купратов были использованы зарубежными исследователями (ссылки в международных научных журналах *International Journal of Modern Physics B* **29**, 1550180, 2015; *Physica B* **457**, 113–116, 2015; *Applied Physics Research* **7**, No. 4, 2015; *Physica C* **524**, 18–23, 2016; *Current Applied Physics* **16**, 931-938, 2016; *Low Temperature Physics* **44**, 81 (2018); *Physica Scripta* **94**, 055803, 2019; *Journal of the Physical Society of Japan* **88**, 064711, 2019; *Applied Sciences* **10**, 2286, 2020) как перспективный этап в изучении транспортных свойств легированных купратных соединений на основе поляронной модели. Использование научных результатов позволило определить происхождение псевдощели, появляющейся в нормальном состоянии, при $T^* > T_c$ в недодопированных купратах;

предложенная модель, объясняющая туннелирование квазичастиц через S–I–N контакты, а также обеспечивающая адекватное описание туннельных спектров неоднородных купратных сверхпроводников использована зарубежными исследователями (ссылки в международных научных журналах *International Journal of Modern Physics B* **29**, 1550180, 2015; *Physics Letters A* **381**, 2731-2735, 2017; *Journal of the Physical Society of Japan* **88**, 064711, 2019; *Physica Scripta* **94**, 055803, 2019) при исследовании течения сверхтока с большими сверхпроводящими щелями, возникающими в результате спаривания поляронов (биполяронов) в реальном пространстве в неоднородных купратных сверхпроводниках. Использование научных результатов позволило выяснить природу многощелевой картины, а также основные особенности туннельных характеристик в неоднородных купратах.

Апробация результатов исследования. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на 9 международных и республиканских научно-практических конференциях.

Публикация результатов исследования. По теме диссертации опубликовано 17 научных работ, 8 научных статей в изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией Республики Узбекистан для публикации основных научных результатов докторских диссертаций, из них 6 статей в зарубежных научных журналах.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка использованной литературы и двух приложений. Объем диссертации составляет 141 страницы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснованы актуальность и востребованность проведенных исследований. Показана связь исследований с основными приоритетными направлениями развития науки и технологий в Республике. Обсуждена степень изученности проблемы, определены цель и задачи диссертации, научная новизна, научная и практическая значимость полученных результатов исследования. Приведены краткие сведения об апробации работы, а также об объеме и структуре диссертации.

В первой главе диссертации **«Переноса заряда в купратных сверхпроводниках»** приводится обзор литературных данных о переносе заряда и происхождении псевдощелевых фаз, а также о результатах исследований подвижности носителей заряда, электропроводности и туннельных спектров S–I–N контакты. На основе анализа литературных данных сформулированы постановка задачи, цель и задачи исследования.

Во второй главе диссертации **«Подвижность носителей заряда в купратах»** рассмотрена важность поляронных эффектов для образования поляронных и БКШ-подобных псевдощелей и подвижности носителей заряда в ВТСП-купратах. В частности, рассмотрен вопрос о том, как происходит рассеяние носителей при акустических и оптических колебаниях решетки и куперовское спаривание больших поляронов в плоскостях CuO_2 купратных сверхпроводников выше СП перехода T_c . Приведены результаты количественных расчетов подвижности носителей выше и ниже T^* , с использованием соответствующих уравнений переноса Больцмана в приближении времени релаксации.

Энергия возбуждения больших поляронов проявляется в спектрах возбуждения купратов как поляронная псевдощель. Диссоциация больших поляронов происходит при некотором критическом уровне легирования $p = p_c$. При этом поляронная псевдощель оценивается на основе следующей формулы (Dzhumanov S. Solid State Commun., 115, 155 (2000)):

$$\Delta_p = E_p - E_c \quad (1)$$

где E_p - энергия связи поляронов; $E_c = e^2/\varepsilon_0 a_p$ энергия кулоновского взаимодействия между двух больших поляронов; $a_p = (3/4\pi n_p)^{1/3}$ среднее расстояние между этими поляронами.

Путем применения БКШ-подобного формализма к системе взаимодействующих поляронов и использования Боголюбовского модельного потенциала взаимодействия (который имеет как притягательную, так и отталкивательную части) между поляронами, получено следующее БКШ-подобное уравнение для определения спаривательной псевдощели, $\Delta(T)$ и температуры спаривания поляронов T^* :

$$\frac{1}{\lambda^p} = \int_0^{\varepsilon_A} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + \Delta^2(T)}} \tanh \frac{\sqrt{\xi^2 + \Delta^2(T)}}{2k_B T}, \quad (2)$$

где $\lambda^p = D_p(\varepsilon_F) \tilde{V}^p$ - БКШ-подобная константа связи электрон-фононного взаимодействия; $D_p(\varepsilon_F)$ - плотности состояний на уровне Ферми поляронов; $\tilde{V}^p = V_{ph} - \tilde{V}_c$ - эффективный потенциал полярон-поляронного взаимодействия; $\tilde{V}_c = V_c/[1 + D_p(\varepsilon_F) V_c \ln(\varepsilon_c/\varepsilon_A)]$ - экранированное кулоновское взаимодействие между двумя поляронами.

Далее из уравнения Больцмана и принципа детального равновесия, время релаксации поляронных носителей при их рассеянии на акустических и оптических фононах определяется следующими выражениями:

$$\tau_{ac}(\varepsilon, T) = \frac{\pi \hbar^4 \rho_M v_s^2}{\sqrt{2} E_d^2 m_p^{3/2} k_B T \sqrt{\varepsilon}}, \text{ и } \tau_{op}(T) = \frac{4\sqrt{2} \pi \tilde{\varepsilon} (\hbar \omega_{01})^{3/2}}{\omega_{01}^2 e^2 \sqrt{m_p}} \exp \left[\frac{\hbar \omega_{01}}{k_B T} \right]. \quad (3)$$

Полная вероятность рассеяния поляронных носителей при их рассеянии на акустических и оптических фононах определяется суммой двух возможных вероятностей рассеяния. В частности, полное время релаксации поляронных носителей выше T^* определяется как

$$\frac{1}{\tau_p(\varepsilon, T)} = \frac{1}{\tau_{ac}(\varepsilon, T)} + \frac{1}{\tau_{op}(T)} \quad (4)$$

где $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m_p$ - энергия полярона; $\tau_{ac}(\varepsilon, T) = \frac{A_p}{t \sqrt{\varepsilon}}$; $A_p = \frac{\pi \hbar^4 \rho_M v_s^2}{E_d^2 \sqrt{2} m_p^{3/2} k_B T^*}$; ρ_M - плотность материала; $\tau_{op}(T) = B_p \exp \left[\frac{\hbar \omega_{01}}{k_B T^* t} \right]$; $t = T/T^*$, $B_p = \frac{4\sqrt{2} \pi \tilde{\varepsilon} (\hbar \omega_{01})^{3/2}}{\omega_{01}^2 e^2 \sqrt{m_p}}$.

Ниже T^* поляронные носители в энергетическом слое шириной ε_c около Ферми поверхности участвуют в БКШ-подобном спаривании и образуют куперовские пары в CuO_2 слоях. Тогда время релаксации больших поляронов при их БКШ-подобном спаривании определяется выражением

$$\tau_{BCS}(\varepsilon, T) = \frac{E(\mathbf{k})}{|\xi(\mathbf{k})|} \tau_p(\varepsilon, T), \quad (5)$$

где $E(\mathbf{k}) = \sqrt{\xi^2(\mathbf{k}) + \Delta^2(\mathbf{k})}$ - энергия возбуждения спаренных квазичастиц в БКШ-подобного псевдощелевом состоянии, $\xi(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k}) - \mu$, μ -химический потенциал поляронного Ферми-газа. Поэтому мы можем рассматривать поляронные куперовские пары ниже T^* как идеальный бозе-газ с химическим потенциалом $\mu_B = 0$. Можно предполагать, что поляронные куперовские пары рассеиваются эффективно на оптических фононах, имеющих особую (т.е. характерную) частоту $\omega_0 = \omega_{02}$, и время релаксации таких бозонных носителей ниже T^* определяется выражением

$$\tau_{op}^c(t < 1) = \frac{4\sqrt{2}\pi\tilde{\varepsilon}(\hbar\omega_{02})^{3/2}}{(\omega_{02})^2(2e)^2\sqrt{m_B}} \exp\left[\frac{\hbar\omega_{02}}{k_B T^* t}\right]. \quad (6)$$

Полное время релаксации некогерентных куперовских пар, которые рассеиваются на акустических и оптических фононах ниже T^* , определяется из соотношения

$$\tau_B(\varepsilon, T) = \frac{\tau_{ac}^c(\varepsilon, T)\tau_{op}^c(T)}{\tau_{ac}^c(\varepsilon, T) + \tau_{op}^c(T)}, \quad (7)$$

где $\tau_{ac}^c(\varepsilon, T) = \frac{\pi\hbar^4\rho_M v_s^2}{E_d^2\sqrt{2}m_B^{3/2}k_B T^* t\sqrt{\varepsilon}}$, и $m_B = 2m_p$ масса поляронных куперовских пар.

Знание полного времени релаксации поляронных носителей и бозонных куперовских пар позволяет нам вычислить подвижности этих носителей в CuO_2 слоях купратных ВТСП выше T_c . Тогда можно получить выражения для подвижностей поляронных носителей и бозонных куперовских пар в анизотропном купратном сверхпроводнике при их рассеянии на акустических и оптических фононах, которые имеют следующий вид

$$\mu_p(\varepsilon, T) = \frac{e\tau_p(\varepsilon, T)}{m_p}, \quad \text{и} \quad \mu_B(\varepsilon, T) = \frac{(2e)\tau_B(\varepsilon, T)}{m_B}. \quad (8)$$

На рис. 1 показано время релаксации поляронов при их БКШ-подобном спаривании τ_{BCS} как функция температуры и Δ в плоскостях CuO_2 . Энергетическая щель Δ , которая уменьшается с ростом температуры и связанного с ней времени релаксации τ_{BCS} , также уменьшается с уменьшением Δ . На рис. 2 ясно показано, что подвижность носителей заряда (подвижность больших поляронов и бозонных куперовских пар) в

зависимости от температуры в высокотемпературных купратах демонстрирует резкое падение при T^* .

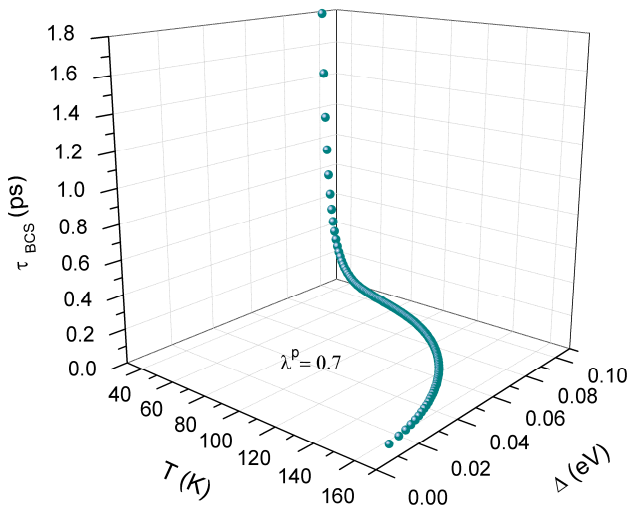


Рис. 1. Время релаксации поляронов при их БКШ-подобном спаривании τ_{BCS} как функция температуры и Δ в плоскостях CuO_2 сверхпроводящих купратов

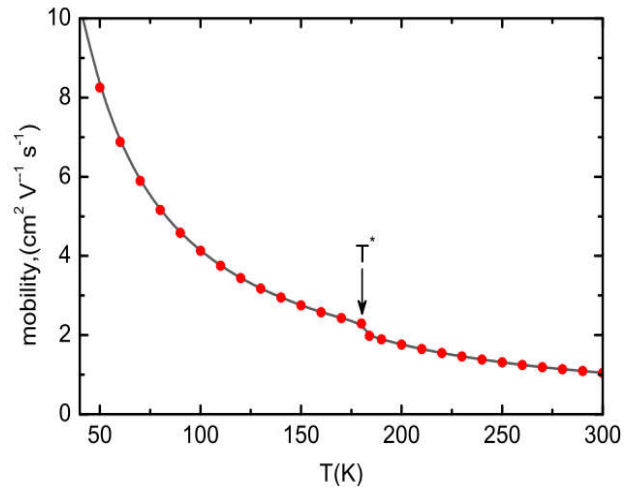


Рис. 2. Температурная зависимость подвижности носителей заряда выше и ниже температуры псевдощели в купратных сверхпроводниках

Важно отметить, что аномальное температурное поведение подвижности носителей заряда в псевдощелевом состоянии купратов естественно объясняется разработанной теорией переноса заряда, если предположить, что поляронные носители и бозонные куперовские пары рассеяны на разных оптических фононах, имеющих отличительные частоты ω_{01} и ω_{02} .

В третьей главе «Теоретическое объяснение плоскостного удельного сопротивления и коэффициента холла в нормальном состоянии купратов: Поляронный подход» приводятся результаты исследования, в которых дается детальное теоретическое обсуждение механизмов металлических и неметаллических электропроводимостей, а так же удельного сопротивления $\rho_{ab}(T)$ и коэффициента Холла $R_H(T)$ в рамках поляронной модели и сценария прекурсивного спаривания с учетом двухкомпонентной картины носителей заряда в нормальном состоянии ВТСП-купратов. Чтобы рассчитать удельное сопротивление и коэффициент Холла, мы использовали подход уравнения Больцмана в приближении времени релаксации (τ -приближение) и расширенную BCS-подобную модель. Результаты расчетов сравнены с экспериментальными данными $\rho_{ab}(T)$ и $R_H(T)$, полученными для различных высокотемпературных купратов. Мы предполагаем, что носители заряда в ВТСП-системе могут образовать большие поляроны с радиусом нескольких постоянных решетки. Образование больших поляронов в анизотропных многомерных электронных системах связано с преобладанием дальнедействующего электрон-фононного взаимодействия на основе кулоновских взаимодействий между электронным

(или дырочным) носителем и удаленными ионами. При этом, большой полярон с огромной эффективной массой движется через решетку очень медленно, но когерентно в согласии с колебаниями ионов, и возникает сильная электрон-фононная связь. Мы примем этот подход, поскольку он кажется более естественным или реалистичным. В связи с этим, мы рассчитываем электропроводимость, а также удельное сопротивление и коэффициент Холла в зависимости от температуры и уровня легирования в нормальном состоянии купратов.

Из кинетических уравнений Больцмана в приближении времени релаксации получено следующее выражение для проводимости больших поляронов выше T^* в слоях CuO_2 :

$$\sigma_1(t > 1) = \frac{ne^2 B_p e^{\alpha_p/t}}{m_{ab}(1 + c_p(t)\sqrt{\varepsilon_F})}. \quad (9)$$

Теперь рассмотрим проводимость ниже T^* . Вклад возбужденных поляронных компонент куперовских пар в проводимость в квази-2D купратных сверхпроводниках ниже T^* в приближении времени релаксации определяется выражением

$$\sigma_p^*(t < 1) = \frac{ne^2}{3m_{ab}} \frac{\int_{-\varepsilon_c}^{\varepsilon_c} \tau_{BCS}(\xi + \mu)(\xi + \mu)^{3/2} \frac{\xi}{E} \left(1 + \frac{\xi}{E}\right) \left(-\frac{\partial f_p^*}{\partial E}\right) d\xi}{\int_0^\infty f_p(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} d\varepsilon}. \quad (10)$$

Здесь $E = \sqrt{\xi^2 + \Delta^2}$. Энергетическая щель Δ и характеристическая температура T^* определяются из БКШ-подобного уравнения (2).

Далее для вычисления вклада поляронных куперовских пар в проводимость купратов в нормальном состоянии, рассмотрим такие куперовские пары как бозе-частицы. Тогда выражение для проводимости $\sigma_B(T < T^*)$ бозонных куперовских пар в анизотропных ВТСП-купратах при их рассеянии на акустических и оптических фононах можно написать в виде

$$\begin{aligned} \sigma_B(t < 1) &= 0.19 \frac{m_B^{3/2} e^2}{M_{ab} \hbar^3} \int_0^\infty \tau_B(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} \left(-\frac{\partial f_B}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon \\ &= 0.19 \frac{m_B^{3/2} e^2}{M_{ab} \hbar^3} \frac{B_c e^{\alpha_c/t}}{k_B T^* t} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2} e^{\varepsilon/k_B T^* t}}{(e^{\varepsilon/k_B T^* t} - 1)^2 (1 + \beta_c(t)\sqrt{\varepsilon})} d\varepsilon, \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $m_B = (M_{ab}^2 M_c)^{1/3}$ - масса бозонной куперовской пары в слоистых купратах; $M_{ab} = 2m_{ab}$ и $M_c = 2m_c$ - массы куперовских пар поляронов в ab -плоскости и вдоль оси c , соответственно; $\beta_c(t) = B_c t e^{\alpha_c/t} / A_c$, $\alpha_c = \hbar \omega_{02} / k_B T^*$.

Результирующая проводимость возбужденных поляронных компонент куперовских пар и бозонных куперовских пар ниже T^* в CuO_2 слоях определяется из выражения

$$\sigma_2(t < 1) = \sigma_p^*(t < 1) + \sigma_B(t < 1). \quad (12)$$

Уравнение (9) позволяет нам вычислить удельное сопротивление $\rho_{ab}(T > T^*) = \rho_0 + 1/\sigma_1(T > T^*)$ в CuO_2 слоях ВТСП, где ρ_0 - остаточное сопротивление из-за предполагаемой примеси или беспорядка в ВТСП образцах. Мы далее используем решение уравнение (2) для вычисления $\rho_{ab}(T < T^*) = \rho_0 + 1/\sigma_2(T < T^*)$ путем численного интегрирования уравнений (10) и (11). Купратные сверхпроводники очень сложны и характеризуются многими внутренними параметрами. Ясно, что минимальная модель, которая использует меньше параметров купратов, не описывает реальную физическую картину, особенно в неоднородных высокотемпературных купратах, и не может воспроизвести многие важные особенности в $\rho_{ab}(T)$. Полученные выражения для $\sigma_1(t > 1)$, $\sigma_p^*(t < 1)$ и $\sigma_B(t < 1)$ позволяют нам выполнять подгонки измеренного удельного сопротивления в ab -плоскости в различных ВТСП-купратах выше T_c , используя конкретные параметры предлагаемой модели в рамках поляронного подхода (табл. 1).

Таблица 1

Значения T_c , n , T^* , λ^p и ρ_0 определяются из сравнения с экспериментальными данными $\rho_{ab}(T)$

Образец	T_c (K)	$n \times 10^{21}$ (cm^{-3})	T^* (K)	λ^p	ρ_0 ($m\Omega \text{ cm}$)
$\text{La}_{1.48}\text{Nd}_{0.40}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$	10	0.60	75	0.483	0.093
$\text{La}_{1.90}\text{Ba}_{0.10}\text{CuO}_4$	30	0.60	43	0.428	0.080
$\text{La}_{1.89}\text{Ba}_{0.11}\text{CuO}_4$	21	0.65	52	0.416	0.100
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.72}$	68	1.00	160	0.546	0.018
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.81}$	87	1.15	140	0.521	0.020
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$	91	1.35	120	0.473	0.016
$\text{Y}_{0.90}\text{Ca}_{0.10}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	80	1.20	140	0.447	0.200
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{0.92}\text{Y}_{0.08}\text{Cu}_2\text{O}_8$	64	0.67	190	0.579	0.280
$\text{CuBa}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_3\text{O}_y$	69	0.85	113	0.508	0.008

Для допированных купратов экспериментальные значения ρ_M , v_s , ε_∞ , ε_0 и $\hbar\omega_0$ лежат в пределах $\rho_M \simeq (4 - 7) \text{ г/см}^3$, $v_s \simeq (4 - 7) \times 10^5 \text{ см/сек}$, $\varepsilon_0 \simeq 22 - 50$, $\varepsilon_\infty \simeq 3 - 7$ и $\hbar\omega_0 \simeq 0.03 - 0.08 \text{ эВ}$. Для иллюстрации

конкурирующих эффектов БКШ-подобной псевдощели на рис. 3 приведены результаты наших расчетов для предполагаемого недолегированного образца ВТСП-купрата с $T^* = 170$ К ($\lambda^p = 0.585$). На рис. 4 приводится сравнение рассчитанного удельного сопротивления ρ_{ab} как функции температуры с хорошо известными экспериментальными результатами (А. Carrington *et al.*, Phys. Rev. B 48, 13051 (1993)), полученными для недодопированных и оптимально допированных образцов купратов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Изучение экспериментальных данных, представленных на рис. 4, показывает, что отклонения вниз $\rho_{ab}(T)$ от линейности в соединениях $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.72}$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.81}$, и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ происходят ниже псевдощелевых температур $T^* = 160$ К (для $\lambda^p = 0.6$), 140К (для $\lambda^p = 0.57$) и 120К (для $\lambda^p = 0.5$), соответственно.

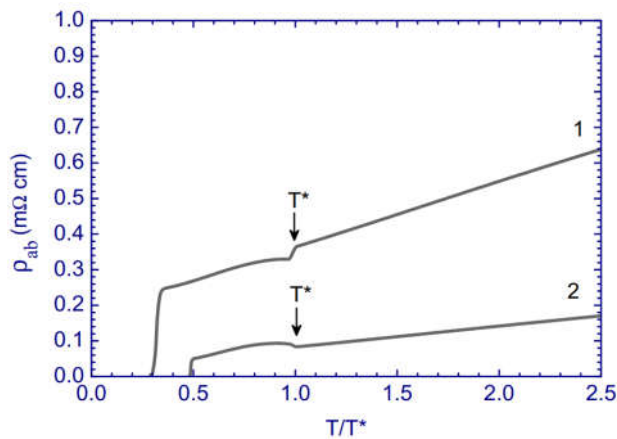


Рис. 3. Температурные зависимости ρ_{ab} рассчитаны для двух разных недодопированных образцов купратов с разными температурами открытия псевдощели. Ниже T^* $\rho_{ab}(T)$ отклоняется либо вниз (кривая 1), либо вверх (кривая 2) от линейности

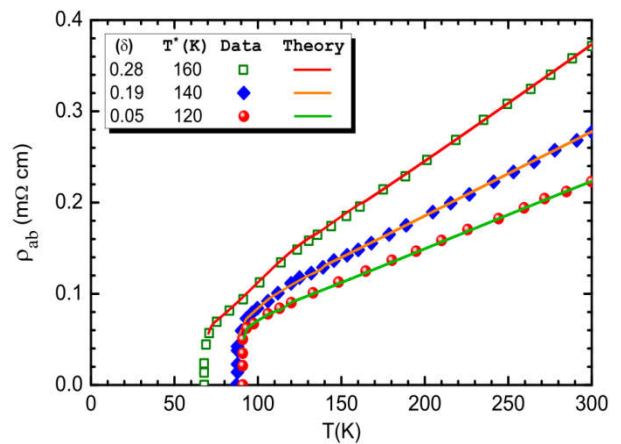


Рис. 4. Сравнение вычисленных результатов для $\rho_{ab}(T)$ (сплошная линия) с экспериментальными данными (все символы), полученными Каррингтоном и др. (А. Carrington *et al.*, Phys. Rev. B 48, 13051 (1993)) для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.72}$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.81}$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ купратов

Далее результаты сравнения экспериментальных данных $\rho_{ab}(T)$ приведены на рис. 5 для различных образцов ВТСП при разных допированиях. Другие результаты подгонки экспериментальных данных $\rho_{ab}(T)$ показаны на рис. 6 для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{0.92}\text{Y}_{0.08}\text{Cu}_2\text{O}_8$ с $T^* = 190$ К ($\lambda^p = 0.579$).

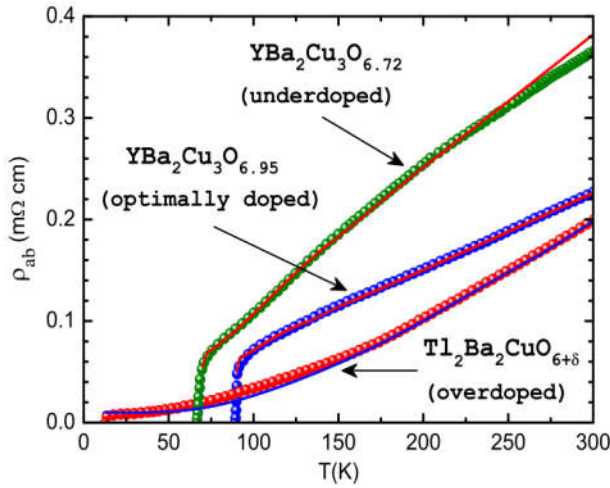


Рис. 5. Сравнение нашей модели для $\rho_{ab}(T)$ (сплошная линия) с экспериментальными данными (заполненные кружки), полученными Маккензием и др. (A.P. Mackenzie *et al.*, Phys. Rev. B 53, 5848 (1996)) для двух разных образцов купратов

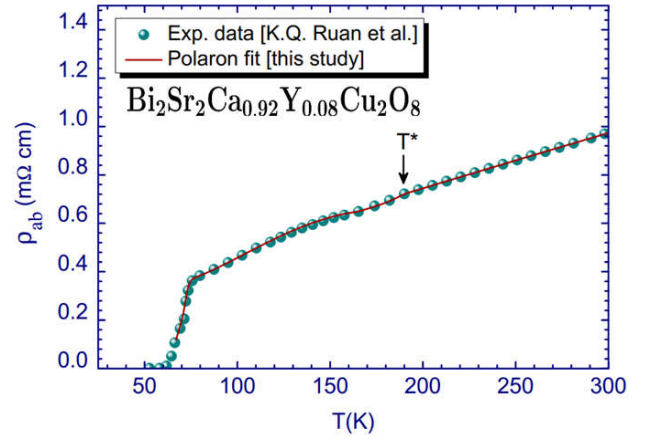


Рис. 6. Экспериментальные данные $\rho_{ab}(T)$ для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{0.92}\text{Y}_{0.08}\text{Cu}_2\text{O}_8$, приведенные в работе (K.Q. Ruan *et al.*, Physica C 351, 402 (2001)) (заполненные кружки) и соответствующие подгонки (сплошная линия)

Наши численные результаты по немонотонной температурной зависимости удельного сопротивления в различных купратах при различных уровнях легирования также представлены на рис. 7-9 наряду с существующими экспериментальными данными. Мы полагаем, что ярко выраженное немонотонное поведение $\rho_{ab}(T)$ (то есть скачкообразные и пиковые аномалии в $\rho_{ab}(T)$ при T^* и ниже T^* соответственно) в большинстве образцов ВТСП-купратов напрямую связаны с конкурирующими вкладами (т.е. вклад неспаренных компонентов куперовских пар, который резко уменьшается ниже T^* , и вклад бозонных куперовских пар, который быстро увеличивается ниже T^*), в результирующую проводимость $\sigma_2(t < 1)$. Рисунки 7-9 ясно демонстрируют, что поведение удельного сопротивления в псевдощелевом режиме особенно чувствительно к изменениям подгоночных параметров $\hbar\omega_{01}$ и $\hbar\omega_{02}$. В частности, в купратах с $\omega_{02} \gtrsim \omega_{01}$ отклонение удельного сопротивления вверх от его высокотемпературного T -линейного поведения происходит ниже T^* , и иногда между T_c и T^* существует пик удельного сопротивления, в то время как отклонение вниз от T -линейного резистивного поведения происходит ниже T^* в других системах с достаточно большими значениями $\hbar\omega_{02}$ по сравнению с $\hbar\omega_{01}$.

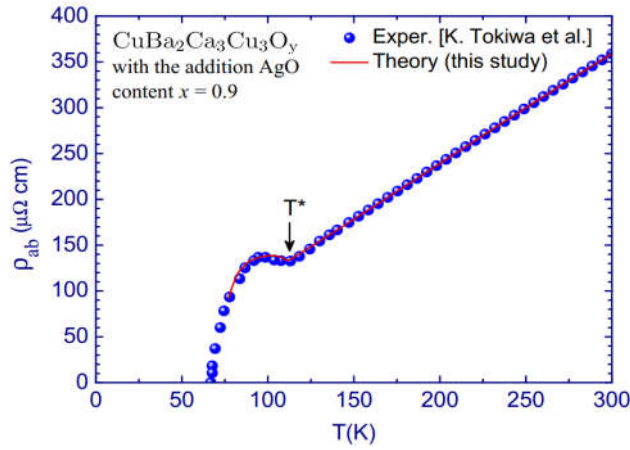


Рис. 7. Рассчитанная температурная зависимость ρ_{ab} (сплошная линия) по сравнению с экспериментальными данными для сверхпроводника $\text{CuBa}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_3\text{O}_y$ (с добавлением AgO содержанием $x = 0.9$) (K. Tokiwa *et al.*, Physica C 298, 209 (1998)) (заполненные кружки)

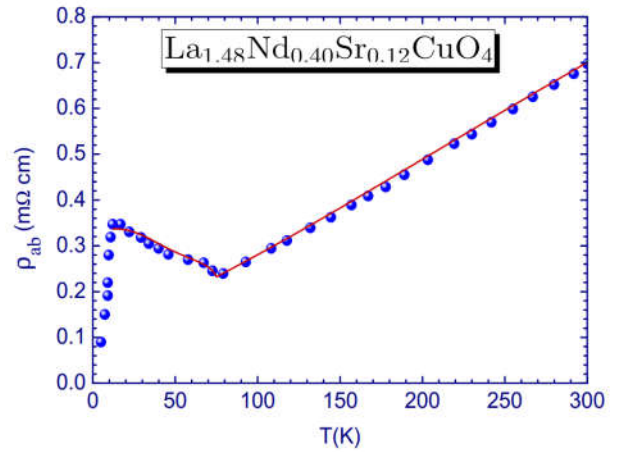


Рис. 8. Экспериментальные данные $\rho_{ab}(T)$ для недодопированного $\text{La}_{1.48}\text{Nd}_{0.40}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$ (S. Uchida, Physica C 341–348, 823 (2000)) (заполненные кружки) и соответствующих подгонок (сплошная линия)

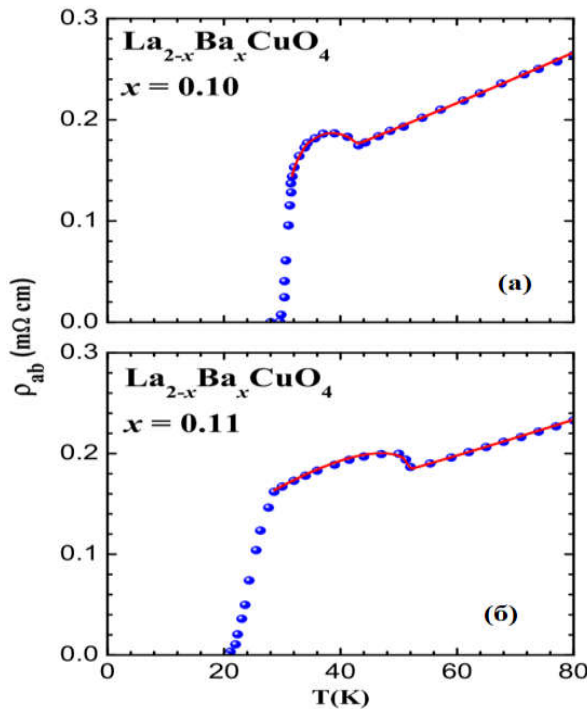


Рис. 9. Экспериментальные данные $\rho_{ab}(T)$ для недодопированных $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ образцов $x = 0.10, 0.11$ (Y. Koike, T. Adachi, Physica C 481, 115 (2012)) (заполненные кружки) и соответствующих подгонок (сплошная линия)

Далее в разделе 3.3 мы изучили коэффициент Холла R_H в ab -плоскости допированных купратов. Для вычисления немонотонной $R_H(T)$ мы используем формулу, полученную путем решения уравнений Больцмана. Коэффициент Холла для двухкомпонентной системы возбужденных поляронных компонент и бозонных куперовских пар определяется как

$$R_H(T) = \frac{(\sigma_1 + \sigma_2) + \sigma_1\sigma_2 (\sigma_1 R_p^2 + \sigma_2 R_B^2) H^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 + \sigma_1^2\sigma_2^2(R_p + R_B)^2 H^2}, \quad (13)$$

На основе теории переноса Больцмана в пределе слабого магнитного поля уравнение коэффициента Холла для двухкомпонентной модели можно упростить как

$$R_H(T) = \frac{\sigma_1^2 R_p + \sigma_2^2 R_B}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2}, \quad (14)$$

где R_p и R_B постоянная Холла для поляронных носителей и бозонных куперовских пар, соответственно.

Следует отметить, что поведение коэффициента Холла в зависимости от температуры остается одним из наиболее интригующих и противоречивых свойств нормального состояния купратных сверхпроводников. Здесь мы показываем, что Друде-подобная картина для двухкомпонентной модели (такой как возбужденные поляронные компоненты и бозонные куперовские пары) переноса заряда в нормальном состоянии в CuO_2 слоях квазидвумерных купратных сверхпроводников может адекватно и последовательно описывать различные T -зависимости коэффициента Холла при различных уровнях легирования. На рис. 10 показана температурная зависимость коэффициента Холла $R_H(T)$ с использованием двухкомпонентной модели, рассчитанная путем извлечения $\sigma_1(t > 1)$ и $\sigma_2(t < 1)$ при различных уровнях легирования. Рассчитанный коэффициент Холла $R_H(T)$ в плоскости, соответствующий удельным сопротивлениям на рис. 4, показан на рис. 11. Одна особенность всех $R_H(T)$ на рис. 11 - это максимум R_H в нормальном состоянии, который расширяется и сдвигается к более высокой температуре при увеличении δ . На рис. 12 мы сравниваем нашу рассчитанную R_H как функцию температуры с экспериментальными данными, приведенными Матти и др. (D. Matthey *et al.*, Phys. Rev. B 64, 024513 (2001)) для тонких пленок $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Кривые соответствуют пленкам с уровнем легирования дырок $p = 0.10, 0.12$ и 0.16 и критическими температурами 84.6 К, 62.7 К и 53.1 К, соответственно. Также можно заметить на рис. 12, что максимум в R_H происходит в нормальном состоянии около 100 К для каждой кривой и, похоже, не связан с T_c . На рис. 13 показаны измеренные и рассчитанные результаты для коэффициента Холла $R_H(T)$ для разных значений T_c . Экспериментальные данные $R_H(T)$ для $T_c = 81$ К приведены для поликристаллических образцов, измеренных в работе (Y. Kubo *et al.*, Phys. Rev. B 43, 7875 (1991)), данные для $T_c = 50$ К взяты из работы (T. Manako *et al.*, Phys. Rev. B 46, 11019 (1992)), и данные $T_c = 25$ К взяты из работы (N.E. Hussey *et al.*, Phys. Rev. Lett. 76, 122 (1996)), соответственно.

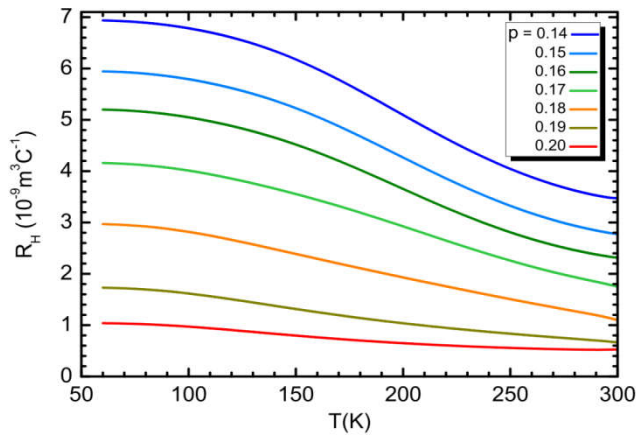


Рис. 10. Температурная зависимость коэффициента Холла R_H в нормальном состоянии, рассчитанная по нашей модели для семи представительных уровней легирования

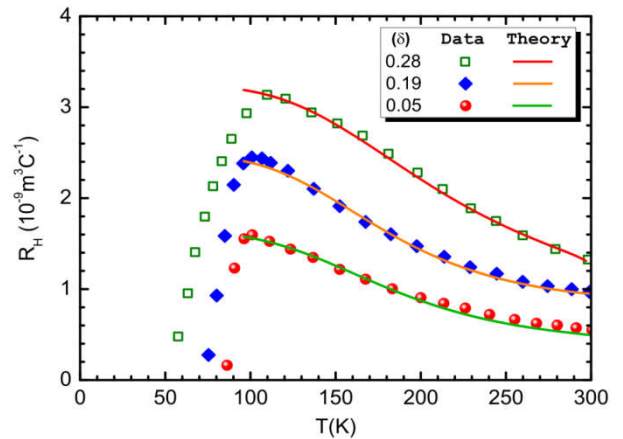


Рис. 11. Сравнение $R_H(T)$ (сплошная линия) с экспериментальными данными (все символы) (A. Carrington *et al.*, Phys. Rev. B 48, 13051 (1993)) для легированных $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

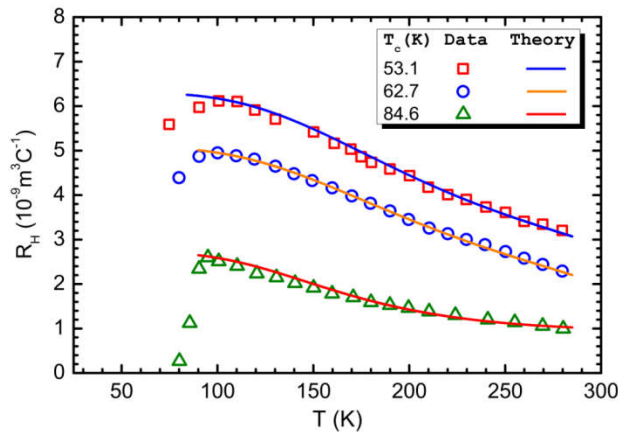


Рис. 12. Экспериментальные данные по $R_H(T)$, приведенные Матти и др. (D. Matthey *et al.*, Phys. Rev. B 64, 024513 (2001)) (все символы) для $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и соответствующие теоретические подгонки (сплошные линии)

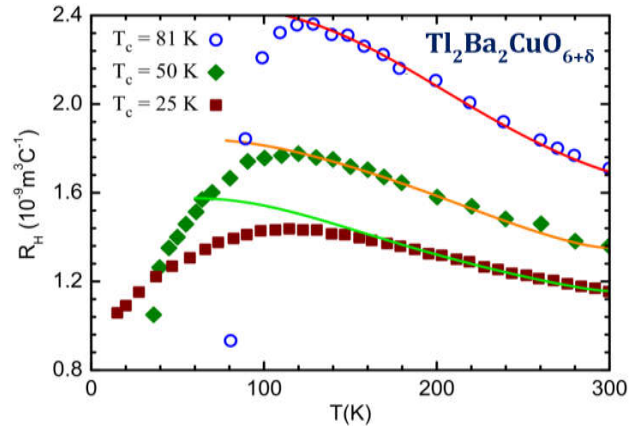


Рис. 13. Температурная зависимость коэффициента Холла $R_H(T)$ для нескольких различных T_c . Экспериментальные данные (все символы) и соответствующая теоретическая подгонка (сплошные линии)

Четвертая глава диссертации «Поляронные и многощелевые эффекты на туннельных спектрах купратных сверхпроводников» посвящена изучению основных особенностей и многощелевой (т.е. щелевой неоднородности) картины туннельных характеристик ВТСП с использованием поляронного подхода. Здесь нами предлагается новая и более адекватная модель квазичастичного туннелирования, основанная на разных механизмах туннелирования носителей заряда через S–I–N контакт при отрицательно и положительно приложенных напряжениях и многощелевой картине.

Теперь рассмотрим модель, описывающую два специфических механизма туннелирования квазичастиц через S–I–N контакт при $V < 0$ и $V > 0$. Первый механизм описывает процессы $S \rightarrow N$ туннелирования, связанные с диссоциацией куперовских пар поляронов и больших поляронов при отрицательном смещении. Это $S \rightarrow N$ туннелирование становится возможным только при $|eV| > \Delta$ (eV - характеризует разность энергий Ферми двух контактов). Диссоциация больших поляронов происходит при $|eV| > \Delta_p$ и носители, освобожденные из поляронных потенциальных ям могут туннелировать из квазисвободных состояний в свободные состояния нормального металла. Такой $S \rightarrow N$ переход дает дополнительный вклад к туннельному току. Другой механизм описывает туннелирование электронов из нормального металла к БКШ-подобным квазичастичным состояниям в ВТСП-купратах при $V > 0$, тогда как квазисвободные состояния, появляющиеся только при диссоциации поляронов отсутствуют. Поэтому, при $V > 0$ и $V < 0$ туннельный ток через S–I–N контакт будет пропорционален БКШ ПС $D_{BCS}(E, \Delta)$ и плотности квазисвободных состояний $D_f(E, \Delta_p)$. Таким образом, при $V > 0$ дифференциальная проводимость определяется из выражения

$$dI_{N \rightarrow S}/dV = G(\varepsilon_F)[A_1(\Delta_T, a_V) + A_2(\Delta_T, a_V)], \quad (15)$$

$$\text{где } A_1(\Delta_T, a_V) = \int_{\Delta_T}^{\infty} \frac{y e^{-y-a_V}}{\sqrt{y^2 - \Delta_T^2} (e^{-y-a_V} + 1)^2} dy; \quad A_2(\Delta_T, a_V) = \int_{\Delta_T}^{\infty} \frac{y e^{y-a_V}}{\sqrt{y^2 - \Delta_T^2} (e^{y-a_V} + 1)^2} dy; \quad y = \varepsilon/k_B T; \quad \Delta_T = \Delta/k_B T; \quad a_V = eV/k_B T.$$

При $V < 0$ дифференциальная проводимость определяется из выражения

$$\frac{dI_{S \rightarrow N}}{dV} = G \{ A_1(\Delta_T, -a_V) + A_2(\Delta_T, -a_V) + a_F(T)[B_1(\Delta_p^*, a_V) + B_2(\Delta_p^*, a_V)] \}, \quad (16)$$

$$\text{где } \varepsilon = E - eV; \quad B_1(\Delta_p^*, a_V) = \int_{\Delta_p^*}^{\infty} \sqrt{|y| - \Delta_p^*} \frac{e^{y+a_V}}{(e^{y+a_V} + 1)^2} dy; \quad \Delta_p^* = \Delta_p/k_B T; \\ B_2(\Delta_p^*, a_V) = \int_{\Delta_p^*}^{\infty} \sqrt{|y| - \Delta_p^*} \frac{e^{-y+a_V}}{(e^{-y+a_V} + 1)^2} dy.$$

В разделе 4.2 предлагается многощелевая модель квазичастичного туннелирования через S–I–N контакт. Неоднородность, вызванная допированием купратных сверхпроводников, оказывает существенное влияние на физику квазичастичного туннелирования из ВТСП в нормальный металл и наоборот из нормального металла в ВТСП. Поэтому, неоднородные ВТСП-купраты проявляют очень разные, асимметричные и более V-образные туннельные спектры с различными локальными энергетическими щелями. Можно ожидать, что электронная неоднородность в ВТСП-купратах может создавать микрообласти с разными уровнями легирования и величинами

энергетических щелей ($\Delta(i)$ и $\Delta_p(i)$) и с изменением локальной ПС. В связи с этим мы рассмотрели многощелевой случай и многоканальные процессы туннелирования (которые вносят вклад к туннельному току) и распространим вышерассмотренную модель квазичастичного туннелирования к случаю неоднородных ВТСП, где энергия Ферми, БКШ щель, поляронная щель и локальная ПС в различных механических микрообластях будут различными и обозначены соответственно через ε_{Fi} , $\Delta(i)$, $\Delta_p(i)$, $D_{BCS}(E, \Delta(i))$ и $D_f(E, \Delta_p(i))$ ($i = 1, 2, \dots$). При $V > 0$ электроны туннелируют из нормального металла в эти металлические микрообласти ВТСП с различной БКШ ПС $D_{BCS}(E, \Delta(i))$. Тогда результирующая дифференциальная проводимость может быть записана следующим образом

$$\frac{dI_{N \rightarrow S}}{dV} = \sum_i G_i [A_{1i}(\Delta_T(i), a_V) + A_{2i}(\Delta_T(i), a_V)]. \quad (17)$$

В случае $V < 0$, вклады различных параллельных каналов проводимости к $S \rightarrow N$ туннельному току ожидаются из различных металлических микрообластей ВТСП при диссоциации различных поляронных куперовских пар и больших поляронов. Поэтому, полный ток является суммой туннельных токов текущих из различных металлических микрообластей ВТСП с различными локальными плотностями состояний ($D_{BCS}(E, \Delta(i))$ и $D_f(E, \Delta_p(i))$) в нормальный металл. Вклад i -го $S \rightarrow N$ канала туннелирования квазичастиц и результирующая дифференциальная проводимость записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{dI_{S \rightarrow N}}{dV} = \sum_i G_i \{ & A_{1i}(\Delta_T(i), -a_V) + A_{2i}(\Delta_T(i), -a_V) \\ & + a_{Fi}(T) [B_{1i}(\Delta_p^*(i), a_V) + B_{2i}(\Delta_p^*(i), a_V)] \}. \end{aligned} \quad (18)$$

В такой многощелевой модели квазичастичного туннелирования, туннельные спектры S–I–N контакта проявляют более V-образные поведения при низких приложенных напряжениях, пик-провал-горб особенность при отрицательных напряжениях и асимметрия пиков проводимостей. На рис. 14а, сначала значения БКШ-щели $\Delta = 40$ мэВ (соответствующие $\lambda^p = 0.6071$), 30 мэВ ($\lambda^p = 0.5211$) и 22 мэВ ($\lambda^p = 0.4507$) определяются по формуле (2) при 30 К, а затем изменение температуры значений БКШ-щели определяется по формуле (2) для $T = 45, 60, 75, 90, 105$ и 120 К. В результате, провал-горб особенность проявляется в туннельном спектре недодопированных купратов (нижняя кривая на рис. 14b). Провальная особенность в туннельном спектре передопированных купратов становится слабее (верхняя кривая на рис. 14b) из-за ослабления поляронного эффекта.

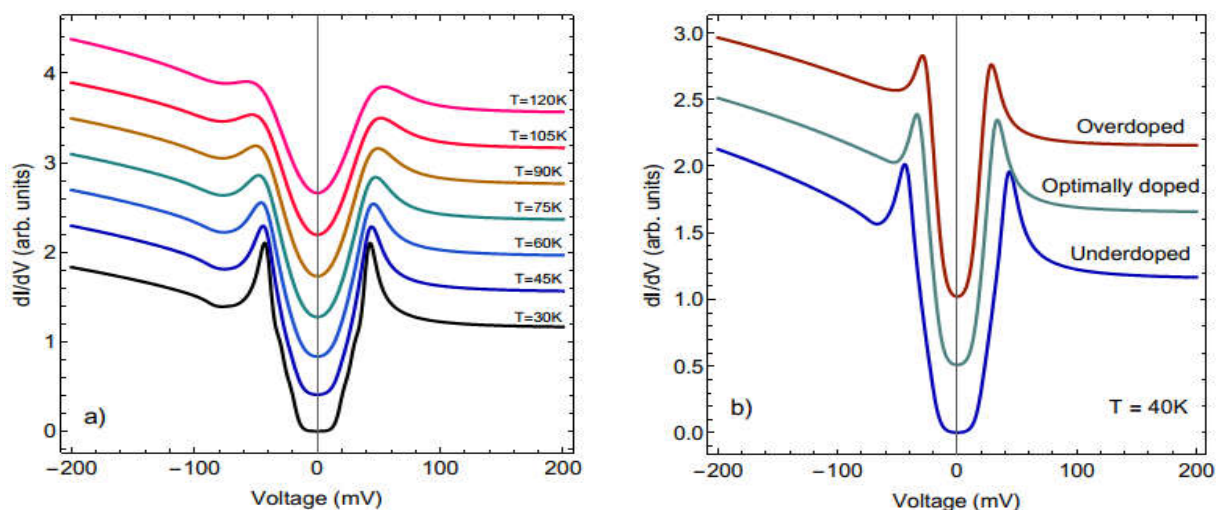


Рис. 14. Туннельная проводимость как функция температуры (а) и допирования (b), рассчитанная с использованием многощелевой модели

Далее, в разделе 4.3, мы провели модельное исследование структуры пик-провал-горб в туннельных спектрах купратов. Как видно из рис. 15, имеются характеристики провал-горб особенности, проводимости с нулевым смещением и асимметричных пиков, которые являются результатом суперпозиции туннельных проводимостей, связанных с БКШ ПС и плотности квазисвободных состояний. На рис. 16 показаны подщелевые особенности внутри главных пиков проводимости, провал-горб структуры, и V-образный фон с конечной проводимостью нулевого смещения в туннельном спектре неоднородного Bi-2212. Таким образом, рис. 16 подтверждает отсутствие чувствительности подщелевого состояния к сверхпроводимости.

На рис. 17 показаны туннельные спектры неоднородного Bi-2212 в сверхпроводящем (рис. 17a и 17b кривые) и псевдощелевом (рис. 17c и 17d кривые) состояниях, соответственно. Сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными для недодопированного, слегка недодопированного и передопированного Bi-2212 представлено на рис. 18. Различные V-образные подщелевые особенности, асимметричные пики и их температурные зависимости, наблюдаемые в туннельных спектрах недодопированного Bi-2212 (левая вставка на рис. 18), слегка недодопированного Bi-2212 (правая вставка на рис. 18) и передопированного Bi-2212 (основная панель на рис. 18) адекватно воспроизведены с использованием многощелевой модели. Если мы возьмем гораздо больше параметров щели $\Delta(i)$ и $\Delta_p(i)$ с соответствующим распределением размеров щелей, представляющих неоднородность образца, многощелевая модель воспроизводит другие V-образные спектры (с щели варьируют от $\Delta = 12$ до 60 мэВ и $\Delta_p = 15$ до 100 мэВ) и плечи внутри пиков проводимости, наблюдаемые МакЭлрой и др. (K. McElroy *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 197005 (2005)) и Фанг и др. (A.C. Fang *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96, 017007 (2006)) в Bi-2212.

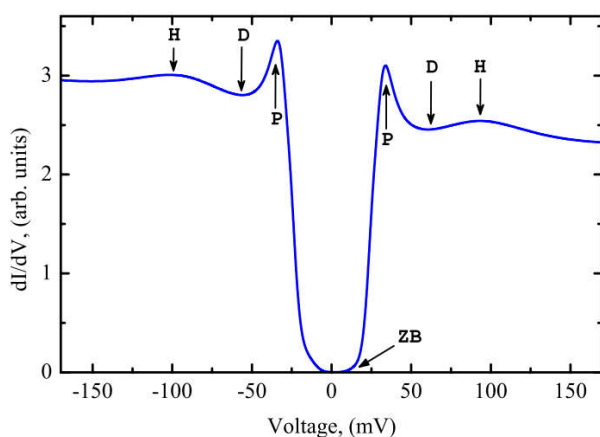


Рис 15. Рассчитанная S–I–N туннельная проводимость с использованием предложенной модели, проявляя U –образную особенность при низком напряжении

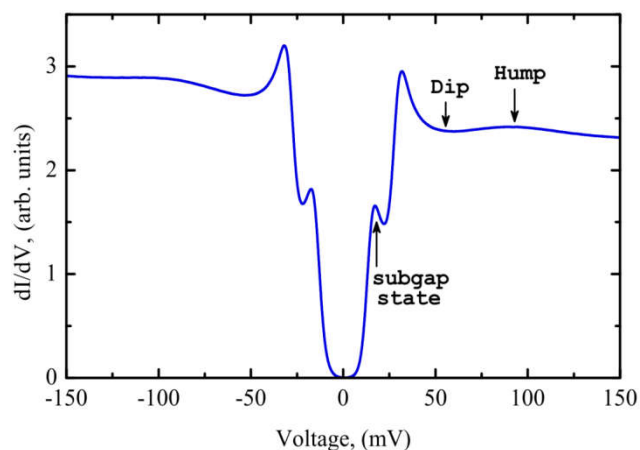


Рис. 16. S–I–N туннельная проводимость с ярко выраженной V-образной и подщелевой характеристиками, рассчитанная при 92.7 K

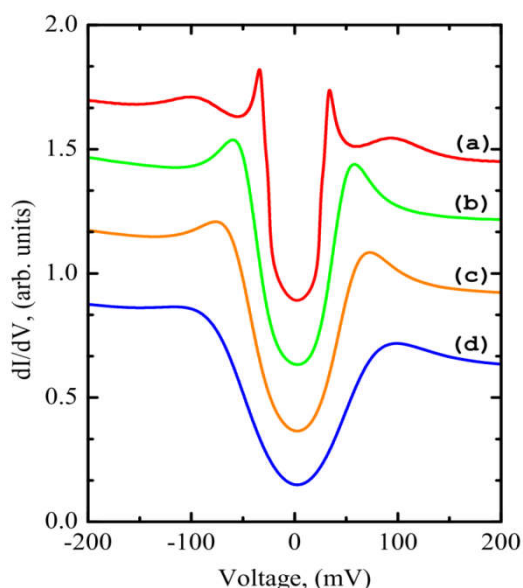


Рис. 17. Туннельные спектры dI/dV для (a) сверхпроводимости на больших диапазонах, (b) сверхпроводимости на малых диапазонах, (c) псевдощелевого состояния и (d) большой псевдощелевой области

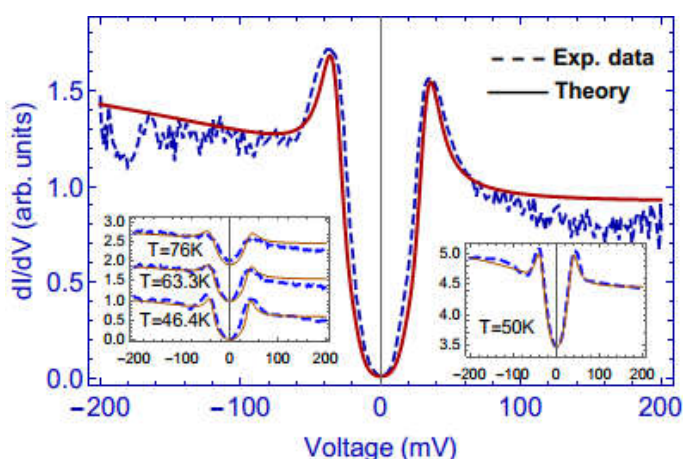


Рис. 18. Основная панель и левая вставка: подгонка S–I–N туннельных спектров, измеренных на передопированном и недодопированном Bi-2212 (Ch. Renner *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 149 (1998)) с использованием многощелевой модели. Правая вставка: подгонка туннельного спектра, измеренная на слегка недодопированном Bi-2212 (A. Matsuda *et al.*, J. Phys. Chem. Solids 62, 65 (2001)), с использованием многощелевой модели

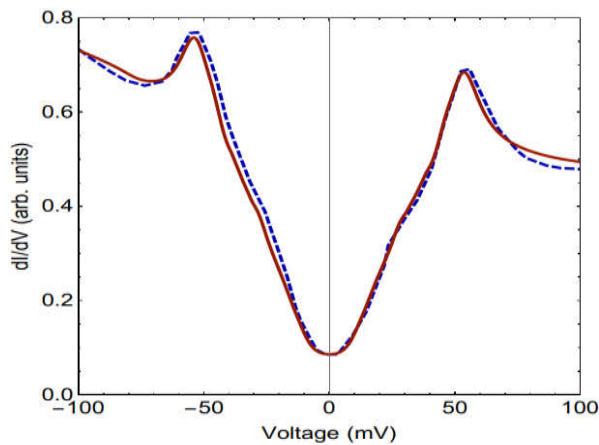


Рис. 19. Сравнение экспериментального туннельного спектра неоднородного Bi-2212 на рис. 2 (кривая 4) из работы (K. McElroy *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 197005 (2005)) с туннельной проводимостью, рассчитанной при 30 K с использованием многощелевой модели

Пунктирная линия – экспериментальные данные

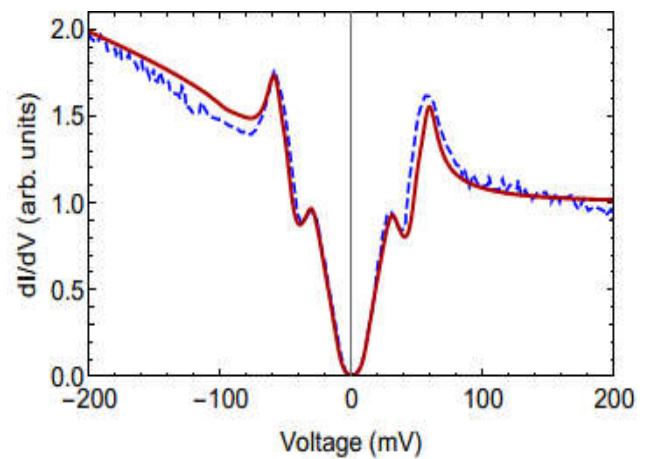


Рис. 20. Сравнение экспериментального туннельного спектра неоднородного Bi-2212 на рис. 1 (кривая с) из работы (A.C. Fang *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96, 017007 (2006)) с туннельной проводимостью, рассчитанной при 30 K с использованием многощелевой модели

Например, для шести (БКШ и поляронных) щелей, взятых с разумным распределением их размеров, многощелевая модель адекватно воспроизводит один из репрезентативных туннельных спектров неоднородного Bi-2212, взяв шесть членов в уравнениях (17) и (18), как показано на рис. 19. Как видно на рис. 20, рассчитанный туннельный спектр с учетом только шести членов в уравнениях (17) и (18) для неоднородного Bi-2212 показывает хорошее согласие, особенно в сопоставлении провал-горб характеристиками, V-образной и пиковой (или плечо)-подобной подщелевой особенности при низком смещении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных результатов исследования, проведенного по теме диссертации доктора философии (PhD) «Поляронные и многощелевые особенности туннельных спектров и двумерной электрической проводимости купратов», представлены следующие выводы:

1. Обнаружено, что в купратах значение подвижности носителей заряда варьируются в интервале 1-10 $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{сек})$ и что, она в основном определяется поляронными эффектами, в частности, за счет поляронов и некогерентных поляронных куперовских пар, образование которых проявляется как псевдощелевое состояние.
2. Установлено, что металлическая и неметаллическая проводимость слоистых купратов выше и ниже температуры псевдощелевого (т.е.

- БКШ-подобного) перехода T^* обуславливается поляронами (при $T > T^*$) и взаимным вкладом поляронов и куперовских пар поляронов (при $T < T^*$), соответственно;
3. Продemonстрировано, что БКШ-подобные парные корреляции в нормальном состоянии купратов ответственны за выраженную нелинейную зависимость $\rho_{ab}(T)$ и различные отклонения вниз и вверх от T -линейного поведения ρ_{ab} ниже T^* , которые увеличиваются с уменьшением легирования;
 4. Обнаружено, что различные резистивные переходы при $T^* > T_c$, наблюдающиеся в некоторых экспериментах, и множество различных аномальных поведений $\rho_{ab}(T)$ в псевдощелевом состоянии купратов естественным образом объясняются предложенной моделью переноса заряда в ab -плоскости решетки купратов, если допустить, что поляронные носители и поляронные куперовские пары рассеиваются различными оптическими фононами, имеющими характерные частоты ω_{01} и $\omega_{02} > \omega_{01}$;
 5. Показано, что специфические и обобщенные многощелевые (с учетом неоднородности щели) модели, учитывающие различные механизмы квазичастичного туннелирования через S–I–N контакт, обеспечивают адекватное описание туннельных спектров неоднородных купратных сверхпроводников;
 6. Установлено, что провал-горб особенность (систематически появляющаяся при $V < 0$ и $V > 0$) и асимметричные пики наблюдаемых туннельных спектров S–I–N контактов возникают из-за эффектов псевдощели и суперпозиции туннельных проводимостей, связанных с БКШ ПС и плотности квазисвободных состояний (появляется при диссоциации полярона);
 7. Показано, что поляронные и многощелевые эффекты оказывают существенное влияние на механизмы туннелирования квазичастиц через контакты ВТСП-диэлектрик-нормальный металл и являются ответственными за многие особенности туннельных спектров S–I–N контактов, таких как, например, U- и V-образные туннельные характеристики, пик-провал-горб структуры вне пиков проводимости, подщелевые особенности, асимметрия пиков проводимости и их эволюция с температурой и легированием, наблюдаемые в различных купратных сверхпроводниках.

**SCIENTIFIC COUNCIL DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 ON AWARD OF
SCIENTIFIC DEGREES AT THE INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS**

INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS

GANIEV ORIFJON KURBANOVICH

**POLARONIC AND MULTI-GAP PECULIARITIES OF TUNNELING
SPECTRA AND TWO-DIMENSIONAL ELECTRICAL CONDUCTIVITY
OF CUPRATES**

01.04.07 – Condensed matter physics

**DISSERTATION ABSTRACT
of the doctor of philosophy (PhD) on physical and mathematical sciences**

Tashkent – 2020

The theme of the dissertation of the doctor of philosophy (PhD) on physical and mathematical sciences was registered by the Supreme Attestation Commission of the Cabinet of Ministers of the Republic of Uzbekistan under No. B2019.2.PhD/FM362.

The doctoral (PhD) dissertation was carried out at the Institute of Nuclear Physics of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan.

The abstract of the dissertation was posted in three (Uzbek, Russian, English (resume)) languages on the website of the Scientific Council at www.inp.uz and on the website of “Ziyonet” Information and Educational portal at www.ziyonet.uz.

Scientific supervisor:

Yavidov Bakhram Yangibaevich

Doctor of Physical and Mathematical Sciences

Official opponents:

Khidirov Irisali

Doctor of Physical and Mathematical Sciences,
professor

Rasulov Rustam Yavkachovich

Doctor of Physical and Mathematical Sciences,
professor

Leading organization:

Andijan State University

The defense of the dissertation will be held on “___” _____ 2020, at ___ at the meeting of the Scientific Council No.DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 at the Institute of Nuclear Physics (Address: INP, Ulugbek settlement, 100124 Tashkent city. tel. (+99871) 289-31-41; fax (+99871) 289-36-65; e-mail: info@inp.uz).

The doctoral (PhD) dissertation can be looked through at the Information Resource Centre of the Institute of Nuclear Physics (registered under No. _____) Address: INP, Ulugbek settlement, 100124 Tashkent city. tel. (+99871) 289-31-19.

The abstract of dissertation was distributed on “___” _____ 2020.
(Registry record No. ___ dated “___” _____ 2020.)

M.Yu. Tashmetov

Chairman of the Scientific Council for Awarding
Doctor of physical and mathematical sciences, Professor

S.B.Igamov

Scientific Secretary of the Scientific Council for Awarding
Doctor of physical and mathematical sciences

I. Nuritdinov

Chairman of the Scientific Seminar of the Scientific
Council on Award of Scientific Degrees,
Doctor of physical and mathematical sciences, Professor

INTRODUCTION (annotation of PhD dissertation)

Topicality and relevance of the theme of the dissertation. Currently in the world, much attention paid to the study of the transport properties of high temperature superconducting (HTSC)-cuprates in underdoped¹ and optimally-doped² regimes, at which various anomalies of their electrical properties are manifested, very different from such properties of ordinary superconductors. Studying the transport properties of cuprates above the temperature of the superconducting (SC) transition T_c can make it possible to clarify the nature of their high-temperature superconductivity. In this regard, the study of carrier transport phenomena, namely, the electrical conductivities of cuprate superconductors in the normal state, is one of the central directions of the physics of HTSC systems. While, the unusual and unexplained transport properties of cuprates in underdoped regimes are the temperature dependences of the resistivities in the ρ_{ab} plane (in the Cu-O or ab plane) and the characteristic dependences of ρ_{ab} on the doping level of the samples. The most unusual behavior of these HTSC materials is their pseudogap feature, which manifests itself in many experimentally observed effects, in particular, tunnel effects in both normal and SC states.

In recent years, in world practice, the most key issues in the physics of HTSC systems are problems of pseudogap features (i.e., pseudogap phenomena associated with a decrease in the density of states near the Fermi level) in undegraded cuprates and unusual tunnel junctions through HTSC–insulator–normal metal (S–I–N) contacts. In addition, experiments on angle-resolved photoemission spectroscopy (ARPES), scanning tunneling microscopy (STM) and spectroscopy (STS) clearly showed the existence of strong electron-phonon interactions, as well as polarons and bipolarons. These experiments also showed that HTSC is an inhomogeneous system and inhomogeneous gap structures strongly influence tunneling spectra. The overall shape of tunneling spectra is also very reproducible, and for this reason, knowledge of some cuprates allows us to understand the mechanism of superconductivity in the cuprates.

In our Republic, great attention is paid to basic research, which is of great importance for the development of materials science and its wide applied character to explain specific experiments on cuprate superconductors, which are reflected in the Strategy³ of Action for the Further Development of the Republic of Uzbekistan for 2017-2021. A theoretical study of the mechanisms of two-dimensional conductivity, doped cuprates in the normal state is extremely necessary to solve not only fundamental, but also applied problems of HTSC materials. The study of polaron and multi-gap features in HTSC materials and unusual tunnel junctions through S–I–N contacts is extremely necessary to solve the fundamental problems

¹The underdoped cuprate regime is the cuprate doping regime, in which the concentration of hole carriers is $p \sim 0.05 - 0.15$.

²The optimally doped cuprate regime is the cuprate doping regime, in which the concentration of hole carriers is $p \sim 0.15 - 0.17$.

³Decree of the President of the Republic of Uzbekistan “On the Strategy for the Further Development of the Republic of Uzbekistan” No. 4947 of 07 February 2017

of the physics of strongly correlated electronic systems.

The studies conducted in this dissertation correspond to the tasks stipulated in the Decree of the President of the Republic of Uzbekistan UP-4947 “On Strategy of Actions for Further Development of the Republic of Uzbekistan for 2017-2021” dated of 2 February 2017, UP-4958 “On further improvement of postgraduate education” dated of 16 February 2017, in the Resolutions of the President of the Republic of Uzbekistan PP-2789 “On measures for further improvement of activities of the Academy of Sciences, organization, management and financing of research” dated of 17 February 2017, as well as in other legal documents adopted in this area.

Relevance of the research to the priority areas of science and technology development of the Republic of Uzbekistan. The dissertation has been performed in accordance with the priority direction of the development of science and technology in the Republic of Uzbekistan: II. “Energy, energy saving and alternative energy sources”.

Degree of study the problem. Research, with the aim of experimental and theoretical study of electronic structure, transport properties, microscopic pairing mechanism, pseudogap physics, gap inhomogeneities, and tunneling characteristics in cuprate superconductors and other related compounds were carried out by leading scientists of the world, for example, Swiss (Ø. Fischer, Ch. Renner, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, C. Berthod), American (P.W. Anderson, D. Emin, T.P. Devereaux, A. Chubukov, A. Bansil, J. Hoffman, A. Yazdani, A.C. Fang, J.C.S. Davis, K. McElroy, I. Vishik, E. Hudson), English (A.S. Alexandrov, A. Carrington, J.R. Cooper, A.P. Mackenzie, N.E. Hussey, J.W. Loram, J.L. Tallon), Canadian (A. Damascelli, A. Kapitulnik), Belgian (J.T. Devreese), French (J. Ranninger, W. Sacks, T. Cren, D. Roditchev), Japanese (H. Eisaki, S. Uchida, Y. Koike, S. Ono, Y. Ando, M. Ido, A. Matsuda, T. Kato, R. Sobota) and others. Uzbek scientists (for example, S. Dzhumanov, B.Ya. Yavidov, P.J. Baimatov, B. Abdullaev) have also carried out a number of studies of various electronic properties and the mechanism of high-temperature superconductivity of cuprates. Currently, there are several theoretical models of HTSCs: the Ginzburg’s exciton model, the Laughlin’s anion model, the Hubbard model, the Holstein-Hubbard model, Mott-Hubbard model, Anderson’s resonant valence bond model, Landau’s Fermi-fluid model, Varma’s marginal Fermi-fluid model, nearly antiferromagnetic Fermi-liquid model of Pines, models of a precursive BCS-like pairing of carriers, taking into account the SC fluctuations above T_c and the model of small bipolaron superconductivity, etc.

Most of the models proposed for the theoretical study of cuprates are based on the dominant role of a certain type of interaction. Many experimental data indicate that the electron – phonon interaction is strong in HTSC cuprates and an order of magnitude larger than other types of interactions, and charge carriers in cuprate superconductors are polarons, polaron Cooper pairs (or bipolarons). In this regard, there is an urgent need to interpret and theoretically explain the already collected experimental data based on the polaron approach.

At present, there is still no satisfactory quantitative theory explaining unusual metallic and insulating behaviors of $\rho_{ab}(T)$ in these cuprates at different doping levels. In addition, the reasons for the origin of the peak-dip-hump features, shoulder-like features, and asymmetry of conductance peaks, gap inhomogeneity, and other characteristics in the tunneling spectra of HTSC cuprates were also the subject of controversy. Taking into account the current state of the problem, we tried to investigate various possible mechanisms of current carrier transport and tunneling of quasiparticles through S–I–N contacts to describe of many effects on tunnel spectra and explain the anomalous behavior of the in-plane resistivity in the normal state of doped cuprate superconductors in the framework of polaron approach.

Connection of dissertational research with the plans of scientific research works of the scientific research institution, where the dissertation was conducted. The dissertation work was carried out within the framework of research projects at the Institute of Nuclear Physics of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan on the following topics: F2- FA-F070. “Unusual transport, thermal and elastic properties of cuprate high-temperature $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductors in their normal state” (2007-2011); F.2-12 “The mechanism of the formation of a pseudogap in the electronic structure of lightly doped cuprates and their manifestation in the tunneling characteristics of cuprate-metal contacts above the temperature of the superconducting transition” (2012-2013), F2-FA-F120 “Electronic properties and radiation modification of low-dimensional high-temperature superconductors, semiconductor heterostructures, metals and their oxides” (2012-2016) and OT-F2-14 “Investigation of collective and microscopic properties of strongly interacting many-particle quantum systems” (2017-2020).

The aim of the research is to establish the laws of the charge transfer processes in cuprate superconductors and S–I–N tunnel contacts.

The tasks of the research:

to obtain modified Boltzmann kinetic equations to describe the transport phenomenon of large polarons and polaron Cooper pairs in the normal state of cuprate superconductors;

to calculate the mobility of charge carriers above and below the temperature of the pseudogap transition of superconducting cuprates;

to calculate the electrical conductivity, as well as the resistivity and Hall coefficient in the relaxation time approximation using the modified Boltzmann kinetic equations and the extended BCS-like model;

to determine possible anomalies in the temperature and at all doping levels dependences of the resistivity and the Hall coefficient in the ab-plane of cuprates above T_c ;

to obtain analytical expressions for the total tunneling current and differential conductance, consisting of two components corresponding to different tunneling processes, and to determine the tunneling characteristics of S–I–N contacts;

to show the most features of tunneling spectra in HTSC, such as nearly U- and V-shaped subgap features, peak-dip-hump structure, asymmetry of the conductance peaks and shoulder-like features inside the main conductance peaks;

to determine the role of polaron effects in the formation of the pseudogap and in the tunneling spectra of cuprates, as well as the influence of multi-gap (i.e., gap inhomogeneity) effects on the tunneling spectra of cuprate superconductors at various temperatures and doping levels.

The objects of the research are the polarons and bipolarons, high-temperature superconducting cuprates, S–I–N contacts.

The subjects of the research are the scattering of charge carriers on acoustic and optical phonons, Cooper pairing of larger polarons in CuO_2 planes, metallic and non-metallic conductivity in the normal state of cuprates, processes of quasiparticle tunneling through S–I–N contacts and characteristics of tunneling spectra.

The methods of research. Second quantization method, variational method, tight-binding methods, mean field theory methods of fermions and bosons, extended BCS-like model and numerical methods for solving mean field equations with a high accuracy.

The scientific novelty of the research is as follows:

it was revealed that the nonmonotonic temperature dependence of the charge carriers mobility in cuprates due to the transition to the BCS-like pseudogap regime and the formation of incoherent polaronic Cooper pairs in the normal state of cuprates;

for the first time, based on the polaron approach of the metallic conductivities of layered cuprate superconductors above and below the pseudogap temperature and the nonmetallic conductivities of these HTSC materials below T^* ;

a theoretical model of quasiparticle tunneling through S–I–N contact was proposed that describes tunneling of electrons from metal to HTSC at positive voltage and tunneling of large hole polarons, both free and arising as a result of the dissociation of polaron Cooper pairs from HTSC to normal metal at negative voltage;

for the first time, it was shown that polaronic and multi-gap effects have a significant effect on the mechanisms of tunneling of quasiparticles through S–I–N contacts and are responsible for the anomalous features of tunneling spectra in various HTSC cuprates.

Practical results of the research consist of the following:

a theoretical approach was developed within the framework of the polaron model to explain the tunneling mechanisms of quasiparticles and the nonmonotonic behavior of resistivity in the ab-plane of cuprates at various temperatures and doping levels;

analytical expressions are obtained for the resulting tunneling currents and differential conductance, as well as for explaining the various tunneling characteristics;

were established that the role of polarons and the pseudogap state in the determination of resistance, as well as the multi-gap effects of the tunneling spectra of cuprates.

The reliability of the research results are justified by using modern methods of condensed matter and theoretical physics, as well as highly efficient numerical

methods and algorithms, matching conclusions to the main principles of quasiparticle tunneling processes and two-dimensional electrical conductivity of cuprate superconductors.

Scientific and practical significance of the research results.

The scientific significance of the research results lies in the development of both fundamental concepts of the pseudogap state of matter and of new tunnel junctions through S–I–N contacts above the temperature of the superconducting transition, and the applied science of materials science. In addition, the research results contribute to a deeper understanding of the phenomena in the normal state of cuprate superconductors, allow to look at the nature of the superconductivity of cuprates, at the pseudogap phenomena, and to interpret the tunnel characteristics of S–I–N contacts from a different point of view.

The practical significance of the research results lies in the fact that the obtained results on doped cuprate HTSCs can be used to develop the theory of high-temperature superconductivity, to calculate the electronic structure of the pseudogap state of cuprates, to calculate the tunneling characteristics of S–I–N contacts and to create cuprate HTSC materials with improved electronic properties.

Implementation of the research results. Based on the results of the study of the polaron and multi-gap features of the tunneling spectra and the two-dimensional electrical conductivity of cuprates:

a consistent quantitative theory of pairing of polaron carriers in real space was developed, and a BCS-like model of pairing of polaron carriers in momentum space was proposed, as well as the revealed role of polaron effects for the nonmonotonic temperature dependence of the mobility of these carriers in cuprate superconductors was used by foreign researchers (citations in international scientific journals *Journal of the Physical Society of Japan* **88**, 064711, 2019; *Journal of the Physical Society of Japan* **88**, 064711, 2019; *Physica B: Condensed Matter* **548**, 58-70, 2018; *Pramana – Journal of Physics* **91**, 84, 2018) for study of the electronic structure and phase state of Bi-2212 single crystals at different hole levels alloying. The use of scientific results allowed explaining the nature of charge transfer in inhomogeneous cuprates;

the results obtained in the framework of the polaron representation in the study of metallic conductivity above and below and non-metallic conductivity below and also the Hall coefficient in the normal state of doped cuprates were used by foreign researchers (citations in international scientific journals *International Journal of Modern Physics B* **29**, 1550180, 2015; *Physica B* **457**, 113–116, 2015; *Applied Physics Research* **7**, No. 4, 2015; *Physica C* **524**, 18–23, 2016; *Current Applied Physics* **16**, 931-938, 2016; *Low Temperature Physics* **44**, 81 (2018); *Physica Scripta* **94**, 055803, 2019; *Journal of the Physical Society of Japan* **88**, 064711, 2019; *Applied Sciences* **10**, 2286, 2020) as a promising stage in studying the transport properties of doped cuprate compounds based on polaron model. The use of scientific results made it possible to determine the origin of the pseudogap appearing in the normal state at $T^* > T_c$ in underdoped cuprates;

the proposed model explaining the tunneling of quasiparticles through S–I–N contacts, as well as providing an adequate description of the tunneling spectra of

inhomogeneous cuprate superconductors, has been used by foreign researchers (citations in international scientific journals International Journal of Modern Physics B **29**, 1550180, 2015; Physics Letters A **381**, 2731-2735, 2017; Physica Scripta **94**, 055803, 2019; Journal of the Physical Society of Japan **88**, 064711, 2019) in the study of the supercurrent flow with large superconducting gaps resulting from the pairing of polarons (bipolarons) in real space in inhomogeneous cuprate superconductors. The use of scientific results made it possible to elucidate the nature of the multi-gap picture, as well as the main features of the tunneling characteristics in inhomogeneous cuprates.

Testing of the research results. The main results of the dissertation were reported and discussed at 9 International and Republican scientific and practical conferences.

Publication of the research results. On the topic of the dissertation, 17 scientific works, 8 scientific articles (6 of them in international scientific journals) are in the issues recommended by the Supreme Attestation Commission of the Republic of Uzbekistan for publishing the main scientific results of doctoral dissertations.

Structure and volume of the dissertation. The dissertation consists of an introduction, four chapters, conclusion and a list of references and two appendices. The volume of the dissertation is 141 pages.

ЭЪЛОН ҚИЛИНГАН ИШЛАР РЎЙХАТИ
СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ
LIST OF PUBLISHED WORKS

I бўлим (I часть; Part I)

1. Dzhumanov S., Ganiev O.K., Djumanov Sh.S., Kurbanov U.T. Effect of polaronic pseudogap on tunneling spectra of high- T_c cuprate superconductors // Uzbek Journal of Physics - Tashkent (Uzbekistan), 2012. – No 3(14). -pp. 149-157 (01.00.00. №5).
2. Dzhumanov S., Ganiev O.K., Djumanov Sh.S. Pseudogap formation and unusual quasiparticle tunneling in cuprate superconductors: Polaronic and multiple-gap effects on the tunneling spectra // Physica B: Condensed Matter. – Elsevier (Netherlands), 2013. – Vol. 427. - pp. 22-30. (№4. Journal Citation Reports; IF=1.902).
3. Dzhumanov S., Ganiev O.K., Djumanov Sh.S. Normal-state conductivity of underdoped to overdoped cuprate superconductors: Pseudogap effects on the in-plane and c-axis charge transports // Physica B: Condensed Matter. – Elsevier (Netherlands), 2014. – Vol. 440. - pp. 17-32. (№4. Journal Citation Reports; IF=1.902).
4. Ganiev O.K. Modeling study of peak-dip-hump structure in tunneling spectra of high-temperature superconducting cuprates // The European Physical Journal B. – Springer Berlin Heidelberg (Germany), 2016.– Vol. 89, id.274. – 7p. (№4. Journal Citation Reports; IF=1.347).
5. Yavidov B., Djumanov Sh., Saparbaev T., Ganiyev O., Zholdassova S., Tulepbergenov S., Kurbanov U. The combined effect of lattice's uniaxial strains and electron-phonon interaction's screening on TBEC of the intersite bipolarons // International Journal of Modern Physics B. – World Scientific(Singapore), 2016.– Vol. 30, id.1650186. – 11p. (№4. Journal Citation Reports; IF=0.833).
6. Ganiev O.K. Polaron effects and the charge carrier mobility in high- T_c cuprate superconductors // Uzbek Journal of Physics - Tashkent (Uzbekistan), 2016. – No 3(18). -pp. 173-179 (01.00.00. №5).
7. Ganiev O.K. Importance of polaron effects for charge carrier mobility above and below pseudogap temperature in superconducting cuprates // Pramana – Journal of Physics. – Springer (India), 2017.– Vol. 88, id.80. – 8p. (№4. Journal Citation Reports; IF=1.110).
8. Ganiev O., Elmurodov A. Explanation of non-linear in-plane resistivity and Hall coefficient in the normal state of cuprates: Polaronic approach // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – Springer (USA), 2018. - Vol. 31, N 6. – pp. 1715–1726. (№4. Journal Citation Reports; IF=1.244).

II бўлим (II часть; Part II)

9. Dzhumanov S., Ganiev O.K., Djumanov Sh.S. Modeling of quasiparticle tunneling spectra of high- T_c cuprate superconductors // International

- Conference “Nuclear Science and its Application” 25-28 September 2012, Samarkand. – Tashkent, 2012. - pp. 290-291.
10. Джуманов С., Ганиев О.К., Джуманов Ш.С., Курбанов У.Т. Влияние поляронных псевдощелей на туннельные спектры высокотемпературных сверхпроводников // Международная конференция молодых ученых и специалистов «Актуальные вопросы мирного использования атомной энергии», посвященная 20-летию образования НЯЦ РК и 55-летию образования ИЯФ НЯЦ РК, 6-8 июня 2012 г. - Алматы (Казахстан), 2012. - С. 17.
 11. Ganiev O.K. Carrier localization and temperature dependence of c-axis conductivity of cuprates at different doping levels // Regional Conference of Young Scientists “Recent Trends in Physical & Biological Sciences”, 7-8 March 2014. - Bangalore (India), 2014. - p. 27.
 12. Ganiev O.K. Temperature dependence of the polaron hopping drift mobility in layered cuprate superconductors // VII Eurasian Conference “Nuclear science and its application”, 21-24 October 2014. - Baku (Azerbaijan), 2014. -pp. 240-241.
 13. Ganiev O.K. Doping dependence of the in-plane resistivity of high temperature cuprate superconductors // Сборник тезисов докладов Республиканской конференции, посвященной 100-летию академика С.А. Азимова, «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», 6 - 7 ноября 2014 г. - Ташкент (Узбекистан), 2014. – С. 54-55.
 14. Ганиев О.К. Роли многощелевых эффектов в необычных туннельных спектрах ВТСП купратов при различных температурах и уровнях легирования // IV Республиканская Конференция Молодых Физиков Узбекистана «Ядерная физика и ядерные технологии», ИЯФ АН РУ, 2-3 декабря, 2014 г. - Ташкент (Узбекистан), 2014. -С. 173-176.
 15. Ganiev O.K. Defect- and phonon-assisted self-trapping of carriers in lightly doped cuprate superconductors // The International Conference Proceedings “Fundamental and Applied Problems of Physics”, 5-6 November 2015. - Tashkent, 2015. - pp.198-203.
 16. Ganiev O.K. Modeling study of peak-dip-hump structure in tunneling spectra of high-temperature superconducting cuprates // The International Symposium Proceedings “New Tendencies of Developing Fundamental and Applied Physics: Problems, Achievements, Prospectives”, 10-11 November 2016.- Tashkent, 2015. - pp. 46-47.
 17. Ganiev O.K., Yavidov B.Ya. Influence of electron-phonon interaction’s screening and lattice’s uniaxial strains on BEC temperature of the intersite bipolarons // The Ninth International Conference “Modern Problems of Nuclear Physics and Nuclear Technologies”, 24-27 September 2019. - Tashkent (Uzbekistan), 2019. - pp. 225-226.

Илмий рахбар

Б.Я.Явидов

Талабгор

О.К. Ганиев