

**YADRO FIZIKASI INSTITUTI HUZURIDAGI ILMIY DARAJALAR
BERUVCHI DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 RAQAMLI ILMIY KENGASH**

YADRO FIZIKASI INSTITUTI

DJUMANOV SHERZOD SAFARALIYEVICH

**KOVAKLI LEGIRLANGAN O‘TA O‘TKAZUVCHAN KUPRATLARDA
PSEVDOTIRQISH VA O‘TA O‘TKAZUVCHAN HOLAT NAZARIYASINI
RIVOJLANTIRISH**

01.04.07-Kondensirlangan holat fizikasi

**Fizika-matematika fanlari doktori (DSc) dissertatsiyasi
AVTOREFERATI**

Тошкент – 2024

**Fizika-matematika fanlari doktori (DSc) dissertatsiyasi avtoreferati
mundarijasi**

**Оглавление автореферата
диссертации доктора физико-математических наук (DSc)**

**Content of the dissertation abstract
of the doctor of science (DSc) on physical and mathematical sciences**

Djumanov Sherzod Safaraliyevich

Kovakli legirlangan o‘ta o‘tkazuvchan kupratlarda psevdotirqish va o‘ta o‘tkazuvchan holat nazariyasini rivojlantirish 3

Джуманов Шерзод Сафаралиевич

Развитие теории псевдощелевых и сверхпроводящих состояний дырочно легированных купратных высокотемпературных сверхпроводников 32

Djumanov Sherzod

Development of the theory of pseudogap and superconducting states of hole-doped cuprate high-temperature superconduct..... 64

E‘lon qilingan ishlar ro‘uxati

Список опубликованных работ
List of published works 73

**YADRO FIZIKASI INSTITUTI HUZURIDAGI ILMIY DARAJALAR
BERUVCHI DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 RAQAMLI ILMIY KENGASH**

YADRO FIZIKASI INSTITUTI

DJUMANOV SHERZOD SAFARALIYEVICH

**KOVAKLI LEGIRLANGAN O‘TA O‘TKAZUVCHAN KUPRATLARDAN
PSEVDOTIRQISH VA O‘TA O‘TKAZUVCHAN HOLAT NAZARIYASINI
RIVOJLANTIRISH**

01.04.07-Kondensirlangan holat fizikasi

**Fizika-matematika fanlari doktori (DSc) dissertatsiyasi
AVTOREFERATI**

Toшкент – 2024

Fan doktori (DSc) dissertatsiyasi mavzusi O‘zbekiston Respublikasi Oliy ta’lim, fan va innovatsiyalar vazirligi huzuridagi Oliy attestatsiya komissiyasida B2024.4.DSc/FM60 raqam bilan ro‘yxatga olingan олинган.

Doktorlik dissertatsiyasi O‘zbekiston Respublikasi Fanlar akademiyasi Yadro fizikasi institutida bajarilgan.

Dissertatsiya avtoreferati uch tilda (o‘zbek, rus, ingliz (резюме)) Ilmiy kengashning veb-saxifasida (www.inp.uz) va «Ziyonet» Axborot ta’lim portalida (www.ziyonet.uz) joylashtirilgan.

Ilmiy maslaxatchi: **Tashmetov Mannab Yusupovich**
fizika-matematika fanlari doktori, professor

Rasmiy opponenlar: **Nuriddinov Izzatillo**
fizika-matematika fanlari doktori, professor

Jumayev Mustaqim Rofiyevich
fizika-matematika fanlari doktori, professor

Gulyamov Gafur
fizika-matematika fanlari doktori, professor

Yetakchi tashkilot: **Farg‘ona davlat universiteti**

Dissertatsiya himoyasi O‘zbekiston Respublikasi Fanlar akademiyasi Yadro fizikasi instituti huzuridagi DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 raqamli Ilmiy kengashning 2024-yil _____ soat _____ dagi majlisida bo‘lib o‘tadi (Manzil: 100214, Toshkent shahri, Ulug‘bek qo‘rg‘oni, Yadro fizikasi instituti. tel. (+99871) 289-31-41; faks (+99871) 289-36-65; e-mail: info@inp.uz).

Dissertatsiya bilan Yadro fizikasi institutining Axborot-resurs markazida tanishish mumkin (____ raqami bilan ro‘yxatga olingan). Manzil: 100214, Toshkent shahri, Ulug‘bek qo‘rg‘oni, Yadro fizikasi instituti. tel. (+99871) 289-31-19.

Dissertatsiya avtoreferati 2024-yil “____” _____ da tarqatildi.
(2024-yil “____” _____dagi _____ raqamli reystr bayonnomasi).

I.I. Sadikov
Ilmiy darajalar beruvchi Ilmiy kengash
raisi o‘rinbosari, t.f.d., akademik

O.R.Tojiboyev
Ilmiy darajalar beruvchi Ilmiy kengash
ilmiy kotibi, f.-m.f. PhD, katta ilmiy xodim

E.M.Tursunov
Ilmiy darajalar beruvchi Ilmiy kengash qoshidagi
ilmiy seminar raisi, f.-m.f.d., professor

KIRISH (falsafa doktori (PhD) dissertatsiyasi annotatsiyasi)

Dissertasiya mavzusining dolzarbligi va zaruriyati. Hozirgi kunda legirlangan mis-oksidli (kupratli) birikmalarda o'ta o'tkazuvchanlikka o'tishning kritik harorati T_c dan yuqorida psevdotirqish holatining tabiyati va kelib chiqishini hamda o'ta o'tkazuvchan holatini o'rganish zamonaviy kondensirlangan holat fizikasining juda muhim masalalaridan biri hisoblanadi. 1986 yilda kashf etilgan kupratli yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlar (YXO'O') fizikasini normal va o'ta o'tkazuvchanlik holatida o'rganishga bo'lgan katta qiziqish, birinchi navbatda, eng yuqori kritik haroratga ega bo'lgan istiqbolli YXO'O' - materiallarini ishlab chiqish bilan bog'liq. Supero'tkazuvchi o'tishning T_c (xona harorati) samarali va muqobil energiya manbalarini yaratishni kafolatlaydi va fan, texnika va energiyaning turli sohalari uchun jiddiy istiqbollarni ochadi. Shu sababli YXO'O' kupratlarining yangi normal va o'ta o'tkazuvchanlik xossalari jadal nazariy va eksperimental tadqiqotlari butun dunyoda olib borilmoqda. Legirlangan YXO'O' kupratlar bo'yicha olib borilayotgan tadqiqotlar qariyb qirq yil davomida davom etayotganiga qaramay, kam, optimal va yuqori legirlangan YXO'O' materiallarida g'ayrioddiy yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik mexanizmini tushunish bo'yicha hali aniqlik yo'q.

Shu bilan birga, ushbu YXO'O' - tizimlarining fizikasini tushunishdagi asosiy qiyinchiliklar ularning normal (psevdotirqish) va o'ta o'tkazuvchanlik holatlaridagi juda g'ayrioddiy xossalari bilan bog'liq bo'lib, ularning tabiatini aniq tushunmasdan, yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlikning mikroskopik mexanizmlarni aniqlash qiyin. Kam legirlangan, optimal legirlangan va o'ta legirlangan YXO'O' kupratlarda ularning elektron xossalarining koplak anomalialari T_c dan yuqoridagi uyg'onishish spektrlarida psevdotirqishlarning xosil bo'lishi va T_c dan past haroratlarda g'ayrioddiy o'ta o'tkazuvchanlik holati bilan bog'liq bo'lib, normal va o'ta o'tkazuvchanlik holatlarida kuzatiladi. Shu munosabat bilan, YXO'O' kupratlarining psevdotirqish va yangi o'ta o'tkazuvchanlik holatining tabiyati va xossalarini tushunish ularning g'ayrioddiy yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanligini tavsiflashning har qanday yondashuvida asosiy muammo hisoblanadi. YXO'O' kupratlarda o'ta o'tkazuvchan holatiga o'tish haroratidan yuqoridagi psevdotirqish holatini va g'ayrioddiy o'ta o'tkazuvchanlik holatini tavsiflash uchun ko'plab nazariy yondashuvlar mavjud. Taklif etilayotgan nazariy modellarning aksariyati kuchli elektron korrelyatsiyasi (ya'ni legirlanmagan kupratlarda mavjud bo'lgan o'zgartirilgan Hubbard modeli bilan tavsiflanadi), Bardin-Kuper-Schriffer (BKS) modelining turli versiyalari g'oyalariga asoslangan bo'lib, u qutbli kuprat materiallariga va bipolyaronlar va boshqa Bozega o'xshash kvazizarralarning ideal Boze gazining Bose-Eynshteyn kondensatsiyasi (BEC) modeliga xos kuchli elektron-fonon o'zaro ta'sirini e'tiborsiz qoldiradi. Biroq, bunday nazariy modellar legirlangan YXO'O' kupratlardagi psevdotirqish va o'ta o'tkazuvchanlik holatini tavsiflashda jiddiy qiyinchiliklarga duch keladi. Shu sababli, kam, optimal va o'ta legirlangan YXO'O' kupratlarda o'ta o'tkazuvchanlikka o'tish harorati (T_c) dan yuqorida hamda pastda hosil bo'ladigan psevdotirqish holati va g'ayrioddiy o'ta o'tkazuvchanlik holatini adekvat

tavsiflovchi qoniqarli miqdoriy nazariyani ishlab chiqish juda muhim va dolzarb vazifadir.

Mamlakatimizda kondensirlangan xolatlar fizikasini rivojlantirishga, xususan, YXO‘O‘ tizimlari fizikasi sohasidagi nazariy va eksperimental ishlarga katta e‘tibor berilmoqda. Shu bilan bir qatorda, 2022-2026-yillarda yangi O‘zbekistonni rivojlantirish strategiyasida¹ o‘z ifodasini topgan mamlakatimiz ilm-fan, texnika va energetika sohalarini rivojlantirishda muhim ahamiyatga ega bo‘lgan fundamental tadqiqotlarni amalga oshirishga alohida e‘tibor qaratilmoqda.

O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining 2022-yil 22-yanvardagi PF-60-sonli “2022-2026-yillarda Yangi O‘zbekistonni rivojlantirish strategiyasi to‘g‘risida”, 2017-yil 13-fevraldagi PQ-2772-sonli “2017-2021-yillarda elektrotexnika sanoatini rivojlantirishning ustuvor yo‘nalishlari to‘g‘risida” farmonlari, 2017-yil 17-fevraldagi PQ-2789-sonli “Fanlar Akademiyasi faoliyati, ilmiy-tadqiqot ishlarini tashkil etish, boshqarish va moliyalashtirishni yanada takomillashtirish bo‘yicha chora-tadbirlar to‘g‘risida” qarorlari hamda ushbu sohadagi boshqa me‘yoriy-huquqiy hujjatlarda belgilangan vazifalarni amalga oshirishda ushbu dissertatsiya tadqiqoti muayyan darajada xizmat qiladi.

Tadqiqotning respublika fan va texnologiyalari rivojlanishining ustuvor yo‘nalishlariga mosligi. Mazkur tadqiqot respublika fan va texnologiyalari rivojlanishining II. “Energetika, energiya tejamkorligi va muqobil energiya manbalari” ustuvor yo‘nalishiga muvofiq bajarilgan.

Dissertatsiya mavzusi bo‘yicha xorijiy ilmiy tadqiqotlar sharhi. Legirlangan kupratli materiallarda psevdotirqish hodisalari va yuqori haroratli o‘ta o‘tkazuvchanlikning turli jihatlari bo‘yicha ilmiy tadqiqotlar, yetakchi mamlakatlarning tadqiqot markazlari, institutlari va universitetlarida, shu jumladan Prinston universitetida (AQSh), Kembrij universiteti (Angliya), Kolumbiya universiteti (AQSh), Xokkaydo universiteti (Yaponiya), Tokio universiteti (Yaponiya), Stenford universiteti (AQSh), Rim universiteti (Italiya), Bruksaven milliy laboratoriyasi (AQSh), Massachusetts texnologiya instituti (AQSh), Lebedev nomidagi fizika instituti (Rossiya), Tam nomidagi Fundamental tadqiqotlar instituti (Hindiston), Xalqaro nazariy fizika markazi (Italiya), Makmaster universiteti (Kanada), Argonna milliy laboratoriyasi (AQSh), Maks Plank nomidagi qattiq jismlar fizikasi instituti (Germaniya), Jeneva universiteti (Shveysariya), Valter Meysner nomidagi institut (Germaniya), Illinoys universiteti (AQSh), Yangi Zelandiya sanoat tadqiqot instituti (Yangi Zelandiya), O‘ta o‘tkazuvchan xalqaro texnologiya markazi (Yaponiya), Nazariy fizika instituti (Xitoy), Tsyurix universiteti (Shveysariya), Jozef Stefan nomidagi institut (Sloveniya), Landau nomidagi nazariy fizika instituti (Rossiya), Qattiq jismlar fizikasi instituti (Xitoy), Nazariy fizika instituti (Shveysariya), Leyden universiteti (Niderlandiya), Kaliforniya universiteti (AQSh), Jozef Furje universiteti (Frantsiya), qattiq jismlar fizikasi laboratoriyasi (Frantsiya), Norvegiya texnologiya instituti (Norvegiya), Birmingem universiteti (Angliya) da olib borilmoqda.

¹ O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining 2022-yil 28-yanvardagi PF-60-sonli “2022-2026-yillarda Yangi O‘zbekistonni rivojlantirish strategiyasi to‘g‘risida”gi Farmoni

Legirlangan YXO'O' kupratlarning normal va o'ta o'tkazuvchanlik xususiyatlarini butun dunyo bo'ylab o'tkazilgan tadqiqotlar natijasida bir qator qiziqarli ilmiy natijalarga erishildi, xususan: O'ta o'tkazuvchanlikka o'tishdagi YXO'O' kupratlarining elektron issiqlik sig'imida λ –ga o'xshash anomaliya aniqlandi (Norvegiya texnologiya instituti, Birmingem universiteti, Xokkaydo universiteti); kam legirlangan va optimal legirlangan YXO'O' kupratlarining uyg'onish spektrlarida energiya tirqishi (psevdotirqish) aniqlandi va ularning legirlash darajasiga qarab T_c dan yuqori psevdotirqish hosil bo'lish harorati aniqlandi (Kembrij universiteti, Illinoys universiteti, Stenford universiteti), Makmaster universiteti); ushbu YXO'O' materiallarining normal holatidagi ikki turdagi psevdotirqishlarning mavjudligi ehtimoli aniqlandi (Xokkaydo universiteti, Tokio universiteti, Toxoku universiteti); Eksperimental ma'lumotlar asosida YXO'O' kupratlarining turli elektron fazali diagrammalari taklif qilingan (Kembrij universiteti, Illinoys universiteti, Stenford universiteti, Tokio universiteti, Xokkaydo universiteti, Nagoya universiteti, Prinston universiteti); Har xil nazariy yondashuvlar asosida YXO'O' kupratlarining turli sxematik fazali diagrammalari taklif qilingan (Kaliforniya universiteti, Brukhaven milliy laboratoriyasi, Rim universiteti, Prinston universiteti, Illinoys universiteti); Mutlaq nol haroratda va ma'lum bir kritik legirlash darajasida YXO'O' kupratlarining o'ta o'tkazuvchanlik holatidagi yashirin kvant kritik nuqta mavjudligi bashorat qilingan va aniqlangan (Kembrij universiteti, Kaliforniya universiteti, Rim universiteti); kritik to'kning, pastki va yuqori kritik magnit maydonlarining haroratga g'ayrioddiy bog'liqliklari va YXO'O' kupratlarida magnit maydonning kirib borish chuqurligi aniqlangan (Argon milliy laboratoriyasi, Eyndxoven texnika universiteti, Kaliforniya universiteti, Lebedev fizika instituti).

Hozirgi vaqtda butun dunyo bo'ylab bir qator ustuvor yo'nalishlar bo'yicha tadqiqotlar olib borilmoqda, jumladan, YXO'O' kupratlarda psevdotirqish va yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik o'rtasidagi bog'liqlikni aniqlash, xususan, psevdotirqish va o'ta o'tkazuvchanlik holatining asl tabiati va kelib chiqishini o'rganish va asosiy psevdotirqish hosil bo'lish mexanizmlari va YXO'O' materiallarida yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik mexanizmlari o'rtasidagi farqlar, normal va o'ta o'tkazuvchanlik holatlarining to'liq va haqiqiy faza diagrammasini aniqlash.

Muammoning o'rganilganlik darajasi. O'ttiz yildan ko'proq vaqt davomida eksperimental va nazariy jihatdan kam legirlangan, optimal legirlangan va o'ta legirlangan YXO'O' kupratlardagi yangi psevdotirqish hodisalari va yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik dunyoning yetakchi ilmiy markazlarining olimlari tomonidan ko'plab zamonaviy eksperimental usullar va turli nazariy yondashuvlar qo'llangan holda o'rganilgan, masalan amerikalik (J.V. Loram, S.M. Varma, L.N. Kuper, F.V. Anderson, S.A. Kivelson, D. Pines), yapon (S. Uchida, A. Fujitori), yangi zelandiyalik (J. L. Tallon), ingliz (V. J. Emeri), frantsuz (J. Runniger), italyan (C. Castellani, C. Di. Kastro) va boshqa mutaxassislar.

J.U. Loram, J.L. Tallon, J.U. Loram, L.N. Kuper, S. Uchida, A. Fujitori va boshqa mualliflarning eksperimental ishlarida, ushbu YXO'O' materiallarining normal va o'ta o'tkazuvchanlik holatida, ularning elektron xossalari ko'plab

anomaliyalari kuzatilishi ularning Fermi darajasiga yaqin bir zarracha qo'zg'alishida psevdotirqish hosil bo'lishi va zichlikning pasayishi bilan bog'liqligi ko'rsatildi. Bundan tashqari, ba'zi mualliflar (Tallon, Lorem, Cooper, Campuzano, Shen, Timask, Myuller, Mixaylovich, Oda va boshqalar) faqat bitta psevdotirqish mavjudligi haqida xabar berishgan, boshqa mualliflar (Fuzhitori, Sato, Raffi, Konstantipovik va boshqalar) T_c dan yuqorida ikki hil psevdotirqish mavjudligi haqida xabar berishgan.

V.J. Emeri, S.A. Kivelson, S.M. Varma, F.U. Anderson, J. Runninger, F.V. Anderson, D. Pines, C. Castellani, K.D. Kastro va boshqalarning nazariy ishlarida turli xil kelib chiqishga ega bo'lgan YXO'O' kupratlarining uyg'onish spektrida psevdotirqishlar mavjudligini taklif qildilar. Varma, Aleksandrov, Anderson va boshqalarning ishlarida ushbu YXO'O' materiallarida spin yoriq yoki juftlashgan oqim tashuvchilarining bog'lanish energiyasiga bog'liq bo'lgan faqat bitta psevdotirqish mavjud deb ishonilgan. Bundan tashqari, ba'zi mualliflarning (C. Castellani, W.J. Emery, D. Pines, J. Runninger va boshqalar) nazariy ishlarida YXO'O' kupratlarining uyg'onish spektrlarida ikki turdagi psevdotirqishlarning mavjudligi, ko'pincha antiferromagnit tartiblash yoki zaryad zichligi to'lqinlari va singlet spinon juftlari (ya'ni, juft spinlar) yoki turli xil kelib chiqishi bilan bog'liq bo'lmagan Kuper juftlari mavjudligi aytib o'tilgan. Ushbu ishlarda o'ta oquvchanlik Fermi suyuqligining BKS kabi modeli doirasida YXO'O' kupratlarining o'ta o'tkazuvchanligini tasvirlashga urinishlar qilingan. Bundan tashqari V.J. Emery, S.A. Kivelson va boshqalar tomonidan, YXO'O' kupratlardagi psevdotirqish T_c yuqoridagi o'ta o'tkazuvchan fluktuasiyalari va T_c dan yuqoridagi o'ta o'tkazuvchan tok tashuvchilarning Kuper juftlarining hosil bo'lishi bilan bog'liq ekanligi taklif etilgan. Shu bilan birga, bunday oldindan shakllangan Kuper juftlarida o'ta o'tkazuvchanlikni tasvirlash uchun odatdagidek BKSga o'xshash Fermi-suyuq o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi hech qanday asossiz ishlatiladi. Shu bilan birga, Strinati, Pistolesi, Huemir, Tolmachev, Alekhsandrov va boshqalarning ishlarida Fermi-suyuq o'ta o'tkazuvchanlikning BKS senariyasidan kuchli bog'langan Kuper juftliklarining ideal gazining BEK-ga o'tishini tavsiflovchi interpolatsiya sxemasi ishlab chiqildi.

Biroq, o'zaro ta'sir qilmaydigan bozonlarning odatiy BEK (Bose kabi xolonlar va bipolaronlarning kichik Kuper juftlari) o'ta o'tkazuvchanlik bilan bog'liq emas. Katta miqdordagi eksperimental ma'lumotlarga va turli nazariy yondashuvlarga qaramay, psevdotirqish holatining tabiati va kelib chiqishi kam legirlangan, optimal legirlangan va o'ta legirlangan YXO'O' kupratlarida g'ayrioddiy va o'ta o'tkazuvchan holatlari to'liq tushuntirilmagan. Taklif etilgan nazariy modellarning YXO'O' materiallarida psevdotirqish hosil bo'lish mexanizmlari va g'ayrioddiy yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik mexanizmlarini tavsiflashda qo'llanilishi to'g'risida jiddiy dalillar yo'q. Bundan tashqari, taklif qilingan nazariy modellarning hech biri eksperimental ravishda aniqlangan barcha psevdotirqish va g'ayrioddiy o'ta o'tkazuvchan xususiyatlarini miqdoriy tushuntirishni va legirlangan YXO'O' kupratlarining haqiqiy va to'liq elektron faza diagrammalarini bashorat qila olmaydi.

Dissertasiya tadqiqotining dissertasiya bajarilgan ilmiy-tadqiqot muassasasi ilmiy-tadqiqot ishlari rejalarini bilan bog'liqligi. Dissertatsiya ishi

O‘zbekiston Respublikasi Fanlar akademiyasi Yadro fizikasi institutining ilmiy-tadqiqot ishlari rejasining FA-F2-FO70 “Legirlangan YXO‘O‘ birikma $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ning o‘ta o‘tkazuvchan holatiga o‘tish haroratidan yuqorida g‘ayrioddiy transport, issiqlik va elastik hossalarni o‘rganish” (2007-2011); F2-FA-F120 “Kichik o‘lchamli yuqori haroratli o‘ta o‘tkazuvchanlik, yarimo‘tkazgichli geterostrukturalar, metallar va ularning oksidlarining elektron xossalari va radiatsiya modifikatsiyasi” (2012-2016); OT-F2-15 “Yuqori haroratli o‘ta o‘tkazgichlar va ularga o‘xshash kondensatsiyalangan tizimlarning yangi o‘ta o‘tkazuvchan va o‘ta oquvchan xossalarni nazariy tadqiqotlar” (2017-2020) mavzulardagi fundamental loyihalari doirasida bajarilgan.

Tadqiqotning maqsadi kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlarning psevdotirqish va o‘ta o‘tkazuvchan holatlarining adekvat miqdoriy nazariyasini rivojlantirish va turli xil psevdotirqish va g‘ayrioddiy boze-suyuqlik o‘ta o‘tkazuvchanligining hosil bo‘lish mexanizmlarini aniqlashdan iborat.

Tadqiqotning vazifalari:

kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlarida psevdotirqish holatlarining miqdoriy nazariyasini rivojlantirish;

kam legirlangan, optimal legirlangan va o‘ta legirlangan YXO‘O‘ kupratlarida juft bo‘lmagan (polaron) psevdotirqish va juftlashadigan BKS-simon psevdotirqish hosil bo‘lish imkoniyatlarini aniqlash;

kovakli legirlangan *LSCO* va *YBCO* YXO‘O‘ kupratlarining normal holatlarining to‘liq va empirik adekvat miqdoriy fazaviy diagrammalarini qurish va ushbu fazaviy diagrammalarda kvant kritik nuqtasining (KKN) aniq joylashuvini aniqlash;

kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlarining normal holatida (T_c dan yuqori) ularning transport xususiyatlariga psevdotirqishlarning ta’sirini o‘rganish;

kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlarda boze-suyuqlikli yuqori haroratli o‘ta o‘tkazuvchanlikning miqdoriy nazariyasini rivojlantirish;

kam, optimal va o‘ta legirlangan YXO‘O‘ kupratlarda polaronli Kuper juftlarini bozonlashtirish imkoniyatlarini aniqlash;

YXO‘O‘ kupratlarida polyaronli Kuper juftlarining o‘zaro tortishuvchi boze gazining o‘ta o‘tkazuvchanlik holatlaridagi bir zarrachali va juft kondensatsiyalanish qonuniyatlarini tadqiq qilish;

sonli nazariy hisoblash asosida YXO‘O‘ kupratlarining asosiy o‘ta o‘tkazuvchan parametrlarining (ya’ni, o‘ta o‘tkazuvchan parametri, kritik tok va quyi kritik magnit maydoni) xarakterli va g‘ayrioddiy haroratga bog‘liqligini aniqlash va ularni eksperimental ma’lumotlar bilan solishtirish;

o‘ta o‘tkazuvchanlikga o‘tish T_c kritik haroratida g‘ayrioddiy bozonli YXO‘O‘ kupratlarda yangi izotopik ta’sirlarini o‘rganish;

kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlarning o‘ta o‘tkazuvchan va normal holatlarining adekvat fazaviy diagrammasini olish;

qatlamli bloklar va donalarning kvazi-ikki o‘lchamli chegaralari va fazalar chegaralarini o‘z ichiga olgan ma’lum YXO‘O‘ kupratlarida xona haroratining o‘ta o‘tkazuvchanligini amalga oshirish imkoniyatini aniqlash.

Tadqiqotning ob’ekti sifatida kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlari olingan.

Tadqiqotning predmeti sifatida YXO‘O‘ kupratlarining turli legirlash darajalarida psevdotirqish va o‘ta o‘tkazuvchanlik holatlari hisoblanadi.

Tadqiqotning usullari: kvant va statik mexanikaning matematik apparati, fermionlarning o‘rtacha maydonining BKS-simon usuli, bozonlarning o‘rtacha maydon usuli, sonli usullar.

Tadqiqotning ilmiy yangiligi quyidagilardan iborat:

kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlarda psevdotirqish holatlarning hosil bo‘lish imkoniyatlarini yetarli darajada tavsiflovchi katta polyaronlar modeli va polyaronlarning BKS-simon Kuper juftlashishi modeli asosida to‘liq miqdoriy nazariya rivojlantirilgan;

kam, optimal va o‘ta legirlangan YXO‘O‘ kupratlarda g‘ayrioddiy elektron-fonon o‘zaro ta’sirlarda polyaron psevdotirqishlarning va YXO‘O‘ materiallarining metal holatida BKS-simon energetik tirqishlar (psevdotirqish) ning hosil bo‘lish imkoniyatlari ko‘rsatilgan;

kristall panjara tebranishlarida polyaron tashuvchilarning sochilishi va Fermi yuzasida BKS-simon psevdotirqishning paydo bo‘lishi kam va optimal legirlangan YXO‘O‘ kupratlaridagi g‘ayrioddiy metall o‘tkazuvchanlik uchun javobgar ekanligi ko‘rsatilgan;

YXO‘O‘ kupratlarida polyaron Kuper juftlarining bozonlanish imkoniyatini aniqlash mezonlari olingan va bu materiallarda yangi va g‘ayrioddiy o‘ta o‘tkazuvchanlik holatlari va xossalarni yetarli darajada tavsiflovchi boze-suyuq o‘ta o‘tkazuvchanligining to‘liq miqdoriy mikroskopik nazariyasi rivojlantirilgan;

YXO‘O‘ kupratlardagi o‘ta oquvchan (o‘ta o‘tkazuvchan) boze suyuqliklarda polyaronli Kuper juftlarining o‘zaro tortishuvchi 3D va 2D boze gazlarining bir zarrachali va juft kondensatsiyalanishi hamda ularda yangi va g‘ayrioddiy o‘ta o‘tkazuvchan holatlar hosil bo‘lish qonuniyatlari aniqlangan;

kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlarda o‘ta o‘tkazuvchanlik parametri, kritik tok va quyi kritik magnit maydonining xarakterli va g‘ayrioddiy haroratga bog‘liqliklari miqdoriy hisoblashlar va ularning eksperimental ma’lumotlari bilan eng yaxshi muvofiqligi asosida aniqlangan;

birinchi marta kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlarning normal va o‘ta o‘tkazuvchan holatlarining to‘liq miqdoriy fazaviy diagrammasi taklif qilingan bo‘lib, ular harorat va legirlash darajasiga qarab turli psevdotirqish va o‘ta o‘tkazuvchan rejimlarining mavjudligi ko‘rsatilgan;

ilk bor 2D o‘ta oquvchan boze-suyuqlik nazariyasi asosida xona haroratida o‘ta o‘tkazuvchanlikni kvazi 2D o‘lchamli plastinkali bloklarda va keramik kupratli YXO‘O‘ materiallar ichida fazalar bo‘linish chegaralarida amalga oshirish imkoniyatlari bashorat qilingan va aniqlangan.

Tadqiqotning amaliy natijalari quyidagilardan iborat:

YXO‘O‘ kupratlarning psevdotirqish holatining asosiy xususiyatlarini hamda kam legirlangan, optimal legirlangan YXO‘O‘ kupratlarining transport xususiyatlariga yangi psevdotirqish effektlarining ta’sirini tavsiflovchi yangi mikroskopik yondashuv ishlab chiqilgan;

YXO‘O‘ kupratlarda plastinkali bloklarda, kvazi ikki o‘lchovli donalar chegaralarida va faza chegaralarida o‘ta o‘tkazuvchanlikni xona haroratida mavjud

bo'lish, shuningdek, YXO'O' materiallaridagi o'ta o'tkazuvchan xolatga o'tishning kritik haroratini oshirishning imkoniyatlari aniqlangan.

Tadqiqot natijalarining ishonchliligi kvant mexanikasi va statistik fizikaning yaxshi tekshirilgan usullari, fermionlarning BCSga o'xshash o'rtacha maydon usuli, bozonlarning o'rtacha maydon usuli va olingan nazariy natijalarning tajriba ma'lumotlari bilan mos kelishi bilan tasdiqlanadi.

Tadqiqot natijalarining ilmiy va amaliy ahamiyati. Tadqiqot natijalarining ilmiy ahamiyati psevdotirqish hodisalari va noodatiy (Bose-suyuqlik) yuqori haroratli supero'tkazuvchanliklarni qo'shilgan kuprat o'tkazgichlari va boshqa tegishli materiallarning fizik tushunchasini kengaytirishdan iborat.

Tadqiqot natijalarining amaliy ahamiyati psevdotirqish hodisalari va yuqori haroratli supero'tkazuvchanlikning to'liq va empirik adekvat nazariyasini ishlab chiqishda va uni YXO'O' materiallarida psevdotirqish va o'ta o'tkazuvchanlikning kritik haroratini xona haroratigacha oshirishning mumkin bo'lgan yo'llari topilgan.

Tadqiqot natijalarining joriy qilinishi. Kovakli legirlangan kuprat yuqori haroratli o'ta o'tkazgichlarning psevdotirqish va o'ta o'tkazuvchanlik holatlari nazariyasini ishlab chiqish bo'yicha ilmiy natijalarga asoslanib:

kam legirlangan va optimal legirlangan YXO'O' kupratlarda katta (bi)polyaronlar hosil bo'lishining rivojlangan nazariyasi xorijiy tadqiqotchilar tomonidan foydalanilgan (xalqaro ilmiy jurnallardagi havolalar: Semiconductor Physics Quantum Electronics and Optoelectronics 2020, 23, 282; Molekular Crystals and liquid crystals, Vol. 751, 2023, pp. 56; Molekular Crystals and liquid crystals, Vol. 766, 2023, pp. 111). Ilmiy natijalarning qo'llanilishi kichik o'lchamli sistemalarda psevdotirqishlarning hosil bo'lishi va ularda psevdotirqish holatlarida g'ayrioddiy metall o'tkazuvchanlik uchun javobgar bo'lgan polyaronlar va bipolyaronlarning hosil bo'lish mexanizmlarini aniqlash imkonini bergan;

kam legirlangan, optimal laegirlan va o'ta legirlangan YXO'O' kupratlarda BKS-simon psevdotirqish hosil bo'lishining ishlab chiqilgan nazariyasi va ushbu materiallarning taklif etilgan faza diagrammalari, shuningdek, ulardagi polyaron Kuper juftlarining bozonlanish kriteriyalari xorijiy tadqiqotchilar tomonidan foydalanilgan (xalqaro ilmiy jurnallardagi havolalar: Physica Scripta 94 (2019) 055803; Annalen der Physik (2018) 1700235; International Journal of Modern Physics B32 (2018) 1850130). Ilmiy natijalarning qo'llanilishi YXO'O' kupratlar va boshqa materiallarda g'ayrioddiy (bozon yoki fermion) Kuper juftliklari va ular bilan bog'liq bo'lgan BKS-simon psevdotirqishlarning kelib chiqishini aniqlash imkonini bergan;

YXO'O' kupratlarda boze-suyuqlik o'ta o'tkazuvchanligining rivojlangan miqdoriy mikroskopik nazariyasi, o'ta oquvchan boze-suyuqliklarda o'zaro tortishuvchi Kuper juft boze gazlarning kondensatsiyalanish qonuniyatlari, YXO'O' kupratlarning noodatiy o'ta o'tkazuvchanlik holatlarining aniqlangan tabiati, ulardagi o'ta o'tkazuvchanlik parametrlarining noodatiy haroratga bog'liqligi va keramik YXO'O' kupratlarning xona haroratida o'ta o'tkazuvchanlikni amalga oshirishning bashorat qilingan imkoniyatlari xorijiy tadqiqotchilar tomonidan foydalanilgan (xalqaro ilmiy jurnallardagi havolalar: Physica C562 (2019) 56; Physics Letters A384 (2020) 126701; New Journal of Physics 24 (2022) 093026)

YXO‘O‘). Ilmiy natijalardan foydalanish ushbu materiallarda noodatij o‘ta o‘tkazuvchanlik mexanizmlarini aniqlash va ularning o‘ta o‘tkazuvchanlik parametrlarini aniqlash imkonini bergan.

Tadqiqot natijalarining aprobatsiyasi. Tadqiqot natijalari 8 ta xalqaro va respublika miqyosidagi ilmiy anjumanlarda muhokama qilingan.

Tadqiqot natijalarining e‘lon qilinganligi. Dissertatsiya mavzusi bo‘yicha 20 ta ilmiy maqola, shu jumladan, 10 ta maqola doktorlik dissertatsiyalarining asosiy ilmiy natijalarini chop etish uchun Oliy attestatsiya komissiyasi tomonidan tavsiya etilgan ilmiy nashrlarda, shundan 6 tasi xorijiy ilmiy jurnallarda chop etilgan.

Dissertatsiyaning tuzilishi va hajmi. Dissertatsiya kirish, besh bob, xulosa va foydalanilgan adabiyotlar ro‘yxatidan iborat. Dissertatsiya hajmi 192 betni tashkil qiladi.

DISSERTASIYANING ASOSIY MAZMUNI

Kirish qismida o‘tkazilgan tadqiqotlarning dolzarbligi va zarurati asoslangan, ilmiy ishning maqsadi va vazifalari, ob‘ekt va predmetlari tavsiflangan, respublika fan va texnologiyalari rivojlanishining ustuvor yo‘nalishlariga mosligi ko‘rsatilgan, ilmiy yangiligi va amaliy natijalari bayon qilingan, natijalarning ilmiy va amaliy ahamiyati ochib berilgan va ularni amaliyotga joriy qilish, nashr etilgan ishlar va dissertatsiya tuzilishi bo‘yicha ma‘lumotlar keltirilgan.

Dissertatsiyaning **“Kovakli legirlangan kupratlarning elektron tuzilishi va ularning psevdotirqishlari va o‘ta o‘tkazuvchanlik holatlariga turli nazariy yondashuvlar”** deb nomlangan birinchi bobida kovakli legirlangan kupratlarning elektron tuzilishi va ularning psevdotirqish va o‘ta o‘tkazuvchan holatlariga turli hil nazariy tadqiqotlar taxlili keltirilgan. Adabiyot ma‘lumotlarini tahlil qilish shuni ko‘rsatdiki, so‘nggi o‘ttiz yil ichida YXO‘O‘ kupratlardagi psevdotirqish va g‘ayrioddiy o‘ta o‘tkazuvchi holatlarni tushunishda ma‘lum yutuqlarga erishilganiga qaramay, ulardagi yangi psevdotirqish va o‘ta o‘tkazuvchanlik holatlarining qoniqarli va batafsil miqdoriy nazariyasi tuzilmagan. Adabiyot ma‘lumotlarini tahlil qilish asosida ushbu bob dissertatsiya ishining maqsadi va vazifalarini belgilaydi.

Dissertatsiyaning **“Kam legirlangan, optimal legirlangan va o‘ta legirlangan YXO‘O‘ kupratlarida psevdotirqish holat nazariyasi”** deb atalgan ikkinchi bobida kam legirlangan, optimal legirlangan va o‘ta legirlangan YXO‘O‘ kupratlardagi yangi psevdotirqish holat nazariyasi katta polaron modeli va ushbu materiallarning normal holatida katta polaron tok tashuvchilarning BCS-simon prekursiv juftlashish modeli doirasida ishlab chiqilgan. Har xil YXO‘O‘ kupratlarining normal holatidagi kam legirlangandan o‘ta legirlangan rejimigacha bo‘lgan holatlarining yanada aniq fazaviy diagrammalari olindi va T_c dan yuqorida $T_c < T^* < T_p$ harorat oralig‘ida bo‘lgan ikki xil turdagi psevdotirqish holatlarning mavjudligi aniqlandi.

Kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlar qutbli materiallar bo‘lib, ulardagi katta polaronlar paydo bo‘lishi, shuningdek, katta polaronlarning juftlashishi haqiqiy va impuls fazolarda, mos ravishda kuchli va oraliq elektron-fonon o‘zaro ta’sirida

vujudga keladi. Qutbli kuprat materiallarida, kovakli tok tashuvchilar, panjaraning akustik va optik tebranishlari bilan o‘zaro ta’siri natijasida kupratlarning zaryad uzatuvchi energetik tirqish Δ_{CT} ichida polaron holat hosil qilgan holda deformatsiyalangan panjarada osongina o‘z-o‘zidan joylashadi. Shu tariqa, bog‘lanish energiyasi E_p bo‘lgan katta panjara polaronlarni hosil bo‘ladi.

Katta polaronlarning Fermi sathi ε_F zaryad uzatish oralig‘ida ichida yotadi hamda kovakli tok tashuvchilarning foto uyg‘onish energiyasi natijasida polaron holatidan erkin holatga o‘tishi quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta\varepsilon_F = \varepsilon_F^f - \varepsilon_F, \quad (1)$$

bu erda $\varepsilon_F^f = \hbar^2(3\pi^2n_h)^{2/3}/2m_h^*$ – kupratlarni legirlash natijasida kislorod valent zonasida paydo bo‘ladigan kvazi erkin teshiklarning Fermi energiyasi, $\varepsilon_F = \hbar^2(3\pi^2n_p)^{2/3}/2m_p$ – katta polaronlarning Fermi energiyasi, m_h^* – kislorod valent zonasidagi kvazi erkin kovaklarning effektiv massasi, n_h – erkin kovaklar konsentratsiyasi, n_p – kovakli polaronlarning konsentratsiyasi.

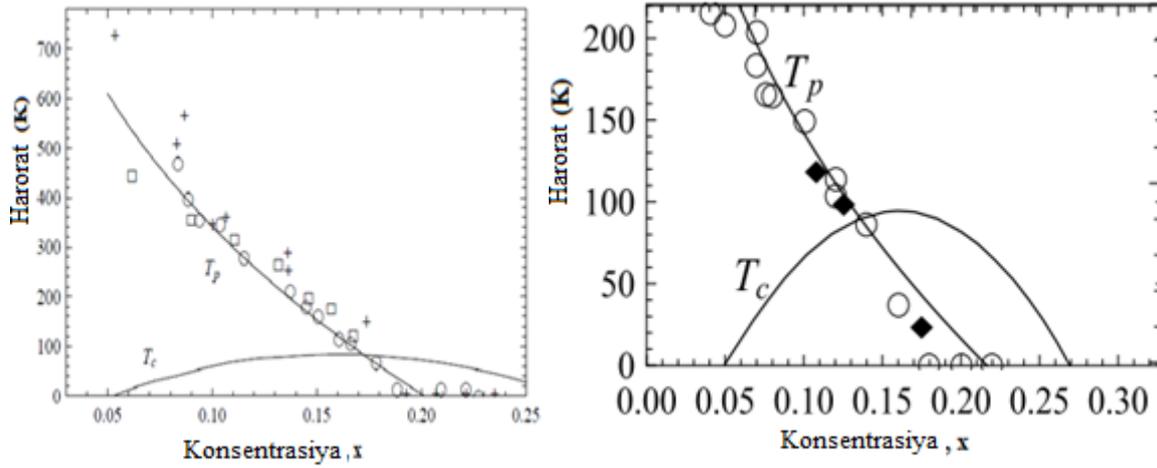
Kovakli tok tashuvchilarning issiqlik qo‘zg‘alishi natijasida polaron holatidan ularning tok tashuvchi erkin holatiga o‘tishi yoki katta polaronlarning issiqlikdan bo‘inishi natijasida polaron psevdotirqish sifatida namoën bo‘lib, qiymati boshqa ifoda bilan aniqlash mumkin:

$$\Delta_p = E_p - E_c, \quad (2)$$

bu erda $E_c = e^2/\varepsilon_0 a_p$ – ikkita katta polaronlar orasidagi kulon o‘zaro itarilish energiyasi, $a_p = (3/4\pi n_p)^{1/3}$ – ushbu polaronlar orasidagi o‘rtacha masofa. Shunday qilib, YXO‘O‘ - kupratlarni uyg‘ontirish usullariga qarab, polaron psevdotirqish kattaligi (1) tenglamadan yoki (2) tenglamadan aniqlanishi mumkin. Polaron psevdotirqishni (2) tenglamadan aniqlash va uning turli xil legirlash darajalarida hatti harakatlarini o‘rganish va bunday psevdotirqishni turli xil YXO‘O‘ - materiallarida kuzatiladigan shunga o‘xshash psevdotirqish bilan taqqoslash uchun oqilona yondashuvdir. Shu sababli, oddiy metall xolatidan psevdotirqish metall xolatiga o‘tish haroratini quyidagi munosabatdan aniqlash mumkin:

$$T_p(x) = \Delta_p(x)/k_B. \quad (3)$$

Psevdotirqish xolatiga o‘tish harorati T_p legirlash darajasi x oshishi bilan pasayadi. Kvant kritikligi (ya’ni $T = 0$ dagi kvant fazaviy o‘tish) ma’lum bir kritik legirlash darajasida $x = x_p$ sodir bo‘ladi, bu kvant kritik nuqta (KKN) deb ataladi, bu erda T_p nolga teng bo‘ladi.



1-rasm. YBCO va LSCO birikmalari uchun polaron psevdotirqish xolati hosil bo'lish haroratining $T_p(x)$ legirlash darajasiga x bog'liqligi, (2) va (3) ifodalari orqali hisoblab chiqilgan va mos parametrlar YBCO va LSCO birikmalari uchun $E_p = 0.142$ eB, $\epsilon_0 = 22$, $n_a = 1.2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ va $E_p = 0.054$ eB, $\epsilon_0 = 45$, $n_a = 5.3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Taqqoslash uchun LSCO va Bi-2212 birikmalarda psevdotirqishning paydo bo'lishiga mos keluvchi tajriba natijalari ko'rsatilgan

Endi biz, legirlangan YXO'O' - kupratlardagi polaron tok tashuvchilarning kuper juftlashish mexanizmlarini oraliq elektron-fonon o'zaro ta'sirlarida ko'rib chiqamiz, bunda kogerent bo'lmagan polaron kuper juftlarining kam legirlangan, optimal legirlangan va o'ta legirlangan YXO'O' - kupratlarning normal xolatida ma'lum bir xarakterli haroratda $T^* > T_c$ paydo bo'lishi mumkin bo'ladi.

Takomillashtirilgan BKS formalizimini o'zaro ta'sirlashuvchi polaronlar Fermi gaziga qo'llagan holda, biz ushbu sistemadagi juft polaronlarning o'zaro ta'sir gamiltonianini quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin:

$$H_F = \sum_{k\sigma} \xi(\vec{k}) a_{\vec{k}\sigma}^+ a_{\vec{k}\sigma} + \sum_{\vec{k}\vec{k}'} V_p(\vec{k}, \vec{k}') a_{\vec{k}\uparrow}^+ a_{-\vec{k}\downarrow}^+ a_{-\vec{k}'\downarrow} a_{\vec{k}'\uparrow}, \quad (4)$$

bu erda $\xi(\vec{k}) = \varepsilon(\vec{k}) - \varepsilon_F$ Fermi satxidan o'lchangan polaronlar energiyasi, $\varepsilon(\vec{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m_p$ - polaronlarning kinetik energiyasi, \vec{k} va m_p - mos ravishda polaronlar to'lqin vektori va massasi, $a_{\vec{k}\sigma}^+$ ($a_{\vec{k}\sigma}$) - spin proyeksiyasiga σ ($=\uparrow$ yoki \downarrow) ega bo'lgan polaronlarning yaratilish (yo'q qilish) operatori, $V_p(\vec{k}, \vec{k}')$ - katta polaronlar orasidagi o'zaro ta'sir potentsiali. Gamiltonian (4) Fermi operatorlarining standart $u - v$ Bogolyubov almashtirishlari yordamida diagonalizatsiyasidan so'ng Gamiltonian (4) orqali biz polaron kuper juftlarining asosiy xolat energiyasini va ushbu asosiy xolat bilan ajratilgan bu juftliklarning uyg'ongan xolatini BKS-simon energiya oralig'ini (ya'ni psevdotirqish) $T \neq 0$ uchun quyidagi tenglama bilan aniqlanadi:

$$\Delta_F(\vec{k}, T) = - \sum_{\vec{k}'} V_p(\vec{k}, \vec{k}') \frac{\Delta_F(\vec{k}', T)}{E(\vec{k}', T)} \tanh \frac{E(\vec{k}', T)}{2k_B T} \quad (5)$$

bu erda $E(k, T) = \sqrt{\varepsilon^2(k) + \Delta_F^2(k, T)}$ – polaron kuper juftlarining uyg‘onish spektri.

Endi BKS-simon psevdotirqishning hosil bo‘lish haroratini T^* va ushbu psevdotirqish kattaligini aniqlash uchun biz Bogolyubovnikiga o‘xshash model potentsialini quyidagicha tanlab olamiz:

$$V_p(\vec{k}, \vec{k}') = \begin{cases} V_c - V_{ph} & \text{для } |\varepsilon(\vec{k})|, |\varepsilon(\vec{k}')| \leq \varepsilon_A = E_p + \hbar\omega_{LO} \\ V_c & \text{для } \varepsilon_A \leq |\varepsilon(\vec{k}')|, |\varepsilon(\vec{k}')| < \varepsilon_c, \\ 0 & \text{для остальных случаях} \end{cases} \quad (6)$$

bu yerda V_c – polaronlar orasidagi kulon itarilish o‘zaro ta’sir potentsiali, V_{ph} – ushbu tok tashuvchilar orasidagi effektiv tortishuv o‘zaro ta’sir potentsiali.

Model potentsial (6) foydalanib va (5) tenglamadagi \vec{k} bo‘yicha summani ε bo‘yicha integralga almashtirsak, BKS-simon energetik tirqish Δ_F va polaron kuper juftlari xosil bo‘lish xarorati T^* uchun navbatdagi BKSh-simon tenglamani olamiz:

$$\frac{1}{\lambda^*} = \int_0^{\varepsilon_A} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_F^2(T)}} \tanh \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_F^2(T)}}{2k_B T^*}, \quad (7)$$

keyinchalik $T = T^*$ va $\Delta_F(T^*) = 0$ xolda (7) tenglamani quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$k_B T^* \simeq 1.134 \varepsilon_A \exp \left[-\frac{1}{\lambda_F^*} \right] \quad (8)$$

bu erda $\lambda_F^* = D_p(\varepsilon_F) \tilde{V}_p$ – BKS-simon bog‘lanish doimiysi, $D_p(\varepsilon_F)$ – Fermi satxidagi xolat zichligi, $\tilde{V}_p = V_{ph} - V_c / (1 + D_p(\varepsilon_F) V_c \ln(\varepsilon_c / \varepsilon_A))$ – polaronlar orasidagi effektiv o‘zaro ta’sir potentsiali, $\varepsilon_c \gg \varepsilon_A$.

$T = 0$ da (7) tenglama $\Delta_F(0)$ uchun quyidagi ko‘rinishda olamiz:

$$\Delta_F(0) = \frac{\varepsilon_A}{sh(1/\lambda_F^*)}. \quad (9)$$

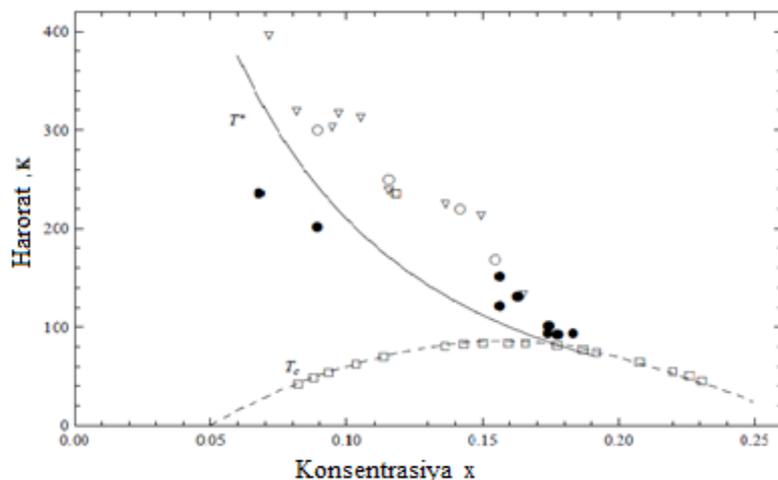
Fermi satxidagi BKS-simon psevdotirqish xosil bo‘lish xarakterli T^* xaroratini legirlash darajasiga bog‘liqligini aniqlash uchun, polaronlarning xolat zichligini sodda ko‘rinishda quyidagicha taxmin qilish mumkin $D_p(\varepsilon_F) = 1/\varepsilon_F$, где $\varepsilon_F = \hbar^2(3\pi^2 n_p)^{2/3} / 2m_p = \hbar^2(3\pi^2 n_a x)^{2/3} / 2m_p$. U holda (9) va (8) ifodalar quyidagicha yozish mumkin:

$$\Delta_F(x) = \frac{\varepsilon_A}{\sinh[\hbar^2(3\pi n_a x)^{2/3} / 2m_p \tilde{V}_p]} \quad (10)$$

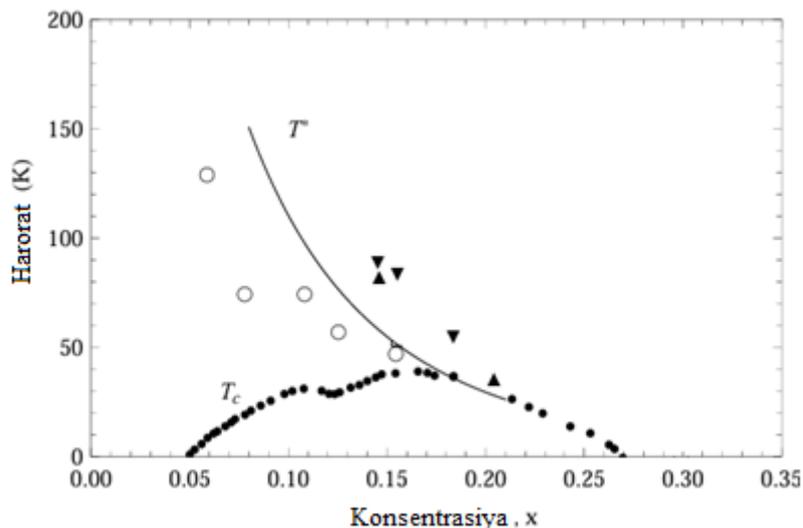
va

$$k_B T^* \simeq 1.134 \varepsilon_A \exp \left[-\frac{\hbar^2(3\pi n_a x)^{2/3}}{2m_p \tilde{V}_p} \right]. \quad (11)$$

Yuqoridagi *LSCO* va *YBCO* birikmalari uchun $T^*(x)$ ni xatti xarakatini tasvirlash uchun, berilgan $\varepsilon_A \approx 0.09$ eB, $n_a = 5.3 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-3}$, $m_p = 2.1m_e$, $\tilde{V}_p = 0.05$ eB va $\varepsilon_A = 0.12$ eB, $n_a = 1.2 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-3}$, $m_p = 2.2m_e$ va $\tilde{V}_p = 0.05$ eB qiymatlari uchun $T^*(x)$ ning bog‘liqligini hisoblab topdik. Hisoblangan $T^*(x)$ egri chiziqlari *LSCO* (2-rasmga qarang) va *YBCO* (3-rasmga qarang) uchun eksperimental ma’lumotlar bilan taqqoslandi.

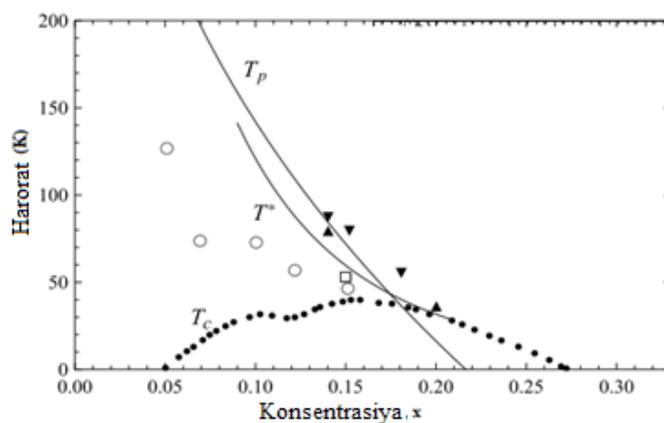


2-rasm. *LSCO* birikmadagi T^* haroratini legirlash darajasi x bog‘liqligi

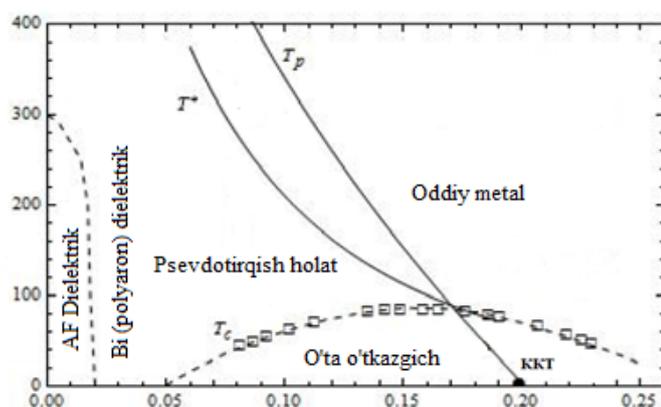


3-rasm. *YBCO* birikmadagi T^* haroratini legirlash darajasi x bog‘liqligi

Polaron va BKS-ga o‘xshash psevdotirgish bo‘yicha yuqoridagi miqdoriy natijalar bizga 4 va 5-raslarda ko‘rsatilgan YXO‘O‘ kupratlari *LSCO* va *YBCO* ning normal holatlarining to‘liq va haqiqiy faza diagrammasini yaratishga imkon beradi.



4-rasm. *LSCO* materialining $YXO'O'$ normal holatlarining to'liq va real fazaviy diagrammasi



5-rasm. *YBCO* materialining $YXO'O'$ normal holatlarining to'liq va real fazaviy diagrammasi

Dissertatsiyaning “Psevdotirqishning kovakli legirlangan $YXO'O'$ kupratlarning normal holatidagi transport hususiyatlariga ta'siri” deb nomlangan uchinchi bobida psevdotirqishning kovakli legirlangan $YXO'O'$ kupratlarning normal holatdagi (T_c dan yuqori) transport hossalriga ta'siri ko'rib chiqilgan. $YXO'O'$ kupratlarning normal holatdagi muhim g'ayrioddiy transport hususiyatlaridan biri bu ularning metall o'tkazuvchanligi yoki CuO_2 qatlamlari bo'ylab (ya'ni ab – tekislik deb ataladi) solishtirma qarshilikning haroratga anomal bog'liqligidir.

Shu bilan birga, biz kam legirlangan, optimal legirlangan $YXO'O'$ kupratlarning T^* dan yuqorida katta polaronlarning akustik va optik fononlarda tarqalishi va ularning metall o'tkazuvchanligining haroratga bog'liqligini aniqlab berishini ko'rsatdik. Polaron tashuvchilarning akustik va optik fononlarda sochilishining umumiy tarqalish ehtimolligi, ikkita mumkin bo'lgan sochilish ehtimolliklarining yig'indisi bilan aniqlanadi. Jumladan, T^* dan yuqorida polaron tashuvchilarining umumiy relaksatsiya vaqti quyidagicha aniqlanadi:

$$\frac{1}{\tau_p(\varepsilon)} = \frac{1}{\tau_a(\varepsilon)} + \frac{1}{\tau_o} \quad (12)$$

bu erda $\tau_a = A_p/t\sqrt{\varepsilon}$ – akustik fononlarda sochilgan katta polaronlarning relaksatsiya vaqti; $A_p = \frac{\pi\hbar^2\rho_M v_s^2}{\sqrt{2}E_d^2 m_p^{3/2} k_B T^*}$; ρ_M – YXO‘O‘ kupratlardagi atom massa zichligi; $\tau_o = B_p \exp[\hbar\omega_{01}/k_B T^*]$ – optik fononlarda sochilgan katta polaronlarning relaksatsiya vaqti; $B_p = \frac{4\sqrt{2}\pi\tilde{\varepsilon}(\hbar\omega_{01})^{3/2}}{m_p^{1/2}\omega_{01}^2 e^2}$; $t = T/T^*$; v_s – tovush tezligi; E_d – deformatsiyon potensial; $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_\infty/(1-\eta)$; $\eta = \varepsilon_\infty/\varepsilon_0$; ε_∞ va ε_0 mos ravishda yuqori chastotali va statik dielektrik konstantalar; $\hbar\omega_o$ – optik fononlar chastotasi.

Relaksatsiya vaqti yaqinlashishida Boltsmanning kinetik tenglamalaridan T^* dan yuqori CuO_2 qatlamlaridagi katta polaronlarning o‘tkazuvchanligi uchun quyidagi ifoda yordamida aniqlanadi:

$$\sigma_{ab}(T > T^*) = \sigma_p(t > 1) = \frac{ne^2 B_p \exp(\alpha_p/t)}{m_{ab}[1+c_p(t)\sqrt{\varepsilon_F}]} \quad (13)$$

bu erda n – polaronlar konsentrasiyasi, m_{ab} – CuO_2 qatlamlaridagi polaron massasi.

Endi T^* dan pastdagi metal o‘tkazuvchanlikni qaraymiz. T^* pastda kupratli kvazi-2D o‘tao‘tkazgichlardagi kuper juftlarining g‘alayonlangan polaron komponentlari o‘tkazuvchanlikga qo‘shgan hissasi relaksatsiya vaqti yaqinlashishida quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\sigma_p^*(t < 1) = \frac{ne^2}{3m_{ab}} \frac{\int_{-\varepsilon_A}^{\varepsilon_A} \tau_p(\xi+\mu)(\xi+\varepsilon_F)^{3/2} \frac{\xi}{|\xi|} \left(1+\frac{\xi}{E}\right) \left(-\frac{\partial f_c}{\partial E}\right) d\xi}{\int_0^\infty f_p(\varepsilon)\varepsilon^{1/2} d\varepsilon} \quad (14)$$

bu erda $\tau_p(\xi + \mu)$ – Kuper juftlarining Fermi komponent relaksatsiya vaqti, $f_c = [\exp(E(k)/k_B T) + 1]^{-1}$, $E(k) = \sqrt{\xi^2(k) + \Delta_F^2}$.

Bundan keyin normal holatdagi kupratlar o‘tkazuvchanligiga polaron kuper juftlarining qo‘shadigan hissasini hisoblashimiz uchun bunday kuper juftlarini boze-zarralari sifatida ko‘rib chiqamiz. U holda anizotropik YXO‘O‘ kupratlaridagi bozon kuper juftlarining o‘tkazuvchanligi $\sigma_B(T < T^*)$, ularning akustik va optik fononlarda sochilishida quyidagi ifoda ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\sigma_B(T < T^*) = 0.19 \frac{m_B^{3/2} e^2}{M_{ab} \hbar^3} \int_0^\infty \tau_B(\varepsilon) \varepsilon^{\frac{3}{2}} \left(-\frac{\partial f_B}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon = 0.19 \frac{m_B^{3/2} e^2}{M_{ab} \hbar^3} \frac{B_c e^{\alpha_c/t}}{k_B T^* t} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2} e^{\varepsilon/k_B T^* t}}{(e^{\varepsilon/k_B T^* t} - 1)^2 (1 + \beta_c(t)\sqrt{\varepsilon})} d\varepsilon \quad (15)$$

bu erda $\beta_c(t) = B_c t \exp(\alpha_c/t)/A_c$, $\alpha_c = \hbar\omega_{o2}/k_B T^*$.

T^* dan pastda CuO_2 qatlamlaridagi kuper juftlarining g‘alayonlangan polaron komponentlari hamda bozon kuper juftlarining natijaviy o‘tkazuvchanligi quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$\sigma_{ab}(T < T^*) = \sigma_p^*(T < T^*) + \sigma_B(T < T^*) \quad (16)$$

Kam legirlangan va optimal legirlangan YXO‘O‘ kupratlarning CuO_2 qatlami bo‘ylab T^* dan yuqori va pastda solishtirma qarshilikning haroratga bog‘liqligi quyidagi ifodalar bilan aniqlanadi:

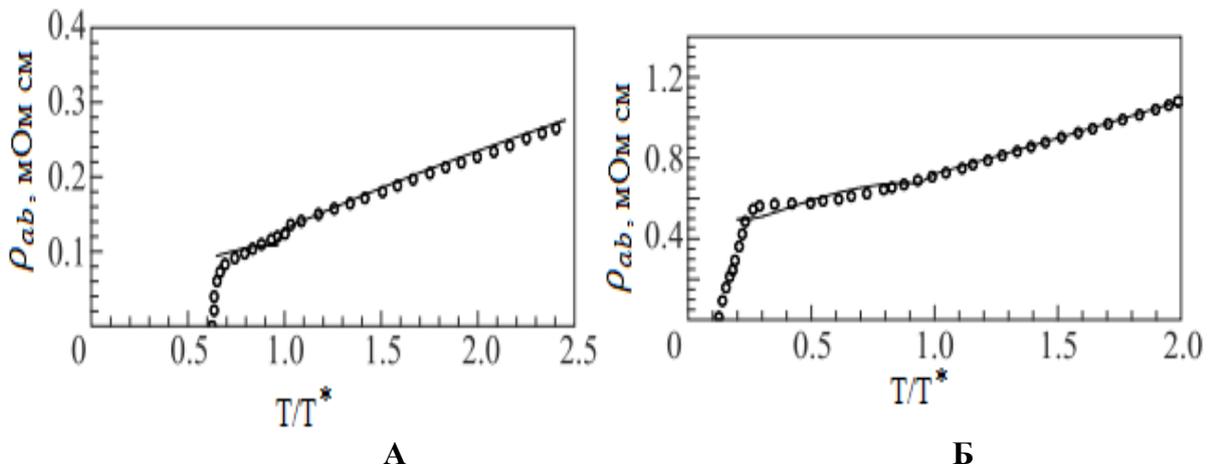
$$\rho_{ab}(T > T^*) = \rho_0 + \frac{1}{\sigma_{ab}(T > T^*)} \quad (17)$$

va

$$\rho_{ab}(T < T^*) = \rho_0 + \frac{1}{\sigma_{ab}(T < T^*)}, \quad (18)$$

bu erda ρ_0 – qoldiq qarshilik.

$\rho_{ab}(T)$ uchun olingan ifodalar $\rho_{ab}(T)$ bog‘liqlarining nazariy egri chiziqlarini, turli hil YXO‘O‘ kupratlarning yuqori va pastki harakterli harorat T^* dagi $\rho_{ab}(T)$ experimental egri chiziqlari bilan mos keladigan ifodalarni olish imkonini beradi. $\rho_{ab}(T)$ (qattiq egri chiziq) bo‘yicha nazariy natijalarimizni $\rho_{ab}(T)$ (oq doiralar) uchun eksperimental ma’lumotlar bilan taqqoslash $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ va $YBa_2(Cu_{1-x}Zn_x)_3O_{7-\delta}$ namunalari uchun 6-rasmga ko‘rsatilgan. Nazariy va eksperiment o‘rtasidagi yaxshi kelishuvga erishish uchun (6-rasmga qarang), kam legirlangan YXO‘O‘ materiali $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($z = 0.23$; $\delta > 0.5$) ning quyidagi ichki parametrlari to‘plami ishlatilgan: $v_s = 5.9 \cdot 10^5$ cm/cek , $\rho_M = 6$ z/cm^3 , $m_{ab} = 3.003 \cdot 10^{-27}$ z , $\tilde{\epsilon} = 5.1$, $m_p = 3.512 \cdot 10^{-27}$ z , $n = 1.31 \cdot 10^{21}$ cm^{-3} , $\hbar\omega_{o1} = 0.057$ eB , $\hbar\omega_{o2} = 0.07$ eB va $\rho_0 = 0,08$ $MOM \cdot cm$. Boshqa kam legirlangan YXO‘O‘ materiali kristali $YBa_2(Cu_{1-x}Zn_x)_3O_{7-\delta}$ ($x = 0.02$, $\delta = 0.28$ va $T_c = 30$ K) yupqa plyonkasida $\rho_{ab}(T)$ ni raqamli hisoblashning boshqa natijalari ushbu o‘ta o‘tkazgich uchun $\rho_{ab}(T)$ bo‘yicha tajriba ma’lumotlari bilan ham solishtiriladi (6-rasmga qarang).



6-rasm. T^* dan yuqori va pastdagi qarshilikning $r(T)$ (qattiq egri chiziq) haroratga bog‘liqliklarining raqamli hisob-kitoblari natijalarini A va B HTSC materiallarida tajribada kuzatilgan $r(T)$ harorat bog‘liqliklari bilan solishtirish

Dissertatsiyaning “Kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlarda Kuper juftlarining fermion va boson tabiati” deb atalgan to‘rtinchi bobida kam legirlangan, optimal legirlangan va o‘ta legirlangan YXO‘O‘ kupratlarda polyaron Kuper juftlarining bozonlash imkoniyatlari va bozonizasiya kriteriyalari olingan. Har qanday o‘ta o‘tkazuvchanlik nazariyasining g‘ayrioddiy o‘ta o‘tkazgichlarga, xususan, YXO‘O‘ kupratlarga tatbiq qilish uchun birinchi navbatda ulardagi Kuper juftlarining fermion yoki boson tabiatini aniqlab olish kerak va shundan keyingina, fermion yoki boson Kuper juftlarining o‘ta o‘tkazuvchanligining tegishli nazariyasi qurish kerak.

O‘ta o‘tkazgichlardagi Kuper juftlarining fermion yoki boson tabiatini Kuper juftlarining o‘lchamlarini a_c ular orasidagi o‘rtacha masofa R_c bilan solishtirish orqali aniqlash mumkin. Kuper juftlarining fermion yoki boson tabiatini aniqlash uchun biz Geysenberg noaniqlik printsipidan foydalanishimiz mumkin:

$$\Delta x \Delta k \simeq 1/2, \quad (19)$$

bu erda $\Delta x \sim a_c$ va $\Delta k = \Delta \varepsilon / \hbar v_F$ mos ravishda, hosil bo‘lgan Kuper juftlarining zaryad tashuvchilari koordinatasi va to‘lqin vektoridagi noaniqlik, a_c – Kuper juftining o‘lchami, $\Delta \varepsilon$ – tashuvchining energiyasidagi noaniqlik, v_F – Fermi tezligi.

Elektron (yoki kovak) tashuvchilarning Kuper juftligidagi energiyasidagi noaniqlik Kuper juftlarining bog‘lanish energiyasi $2\Delta_F(T)$ tartibida bo‘ladi. Keyin noaniqlik munosabati (19) quyidagicha yozilishi mumkin

$$a_c(T) \simeq \frac{\hbar}{2\Delta_F(T)} \sqrt{\frac{\varepsilon_F}{2m^*}}, \quad (20)$$

bu erda m^* – tok tashuvchi zaryadlarning effektiv zaryadi.

Kuper juftlari orasidagi o‘rtacha masofani taxminan quyidagi ifodadan aniqlash mumkin:

$$R_c \simeq \left[\frac{3}{4\pi n_c} \right]^{1/3}, \quad (21)$$

bu erda n_c – Kuper juftlarining konsentratsiyasi.

Tok tashuvchi Kuper juftlarining BKS simon nazariyasiga ko‘ra, n_c quyidagi tenglamadan aniqlanadi:

$$n_c = \frac{\sqrt{2m^*{}^3}}{4\pi^2 \hbar^3} \int_{-\varepsilon_A}^{+\varepsilon_A} \left[1 - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + \Delta_F^2}} \right] (\xi + \varepsilon_F)^{1/2} d\xi = \frac{\sqrt{2(m^* \varepsilon_F)^3}}{4\pi^2 \hbar^3} \cdot I_A, \quad (22)$$

bu erda

$$I_A = \int_{-x_A}^{+x_A} \left[1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + \Delta_F^{*2}}} \right] \sqrt{x+1} dx$$

$$\Delta_F^* = \Delta_F / \varepsilon_F, \quad x_A = \varepsilon_A / \varepsilon_F$$

Kuper juftlari fermion hisoblanadi, agar quyidagi shart bajarilsa:

$$a_c > R_c \quad (23)$$

(20) va (21) ifodalardan foydalanib, bu shartni quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{R_c}{a_c} = \frac{2\Delta_F}{\varepsilon_F} \left[\frac{3}{4\pi n_c} \right]^{1/3} \sqrt{\frac{2m^*\varepsilon_F}{\hbar^2}} < 1 \quad (24)$$

Endi (21) tenglamadan foydalanib, (23) shartni quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\frac{\Delta_F}{\varepsilon_F} < \frac{1}{2} \left(\frac{I_A}{6\pi} \right)^{1/3} \quad (25)$$

U holda g'ayrioddiy o'ta o'tkazgichlarda Kuper juftlarining bozon xarakterini aniqlaydigan shartni quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{\Delta_F}{\varepsilon_F} > \frac{1}{2} \left(\frac{I_A}{6\pi} \right)^{1/3} \quad (26)$$

Yuqorida keltirilgan I_A integral taxminan analitik tarzda baholanishi mumkin. Ushbu integralga faqat $x \ll 1$ ning kichik qiymatlari katta hissa qo'shadi. Shuning uchun I_A integralini quyidagicha yozish mumkin:

$$I_A \simeq \int_{-x_A}^{+x_A} \left[1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + \Delta_F^{*2}}} \right] dx = 2x_A = 2 \frac{\varepsilon_A}{\varepsilon_F} \quad (27)$$

Endi o'ta o'tkazgichlarda Kuper juftlarining fermion va bozon tabiatini aniqlaydigan umumiy va universal kriteriyalar, I_A integralining ushbu qiymatini mos ravishda (25) va (26) ifodalarga qo'yilgandan so'ng, quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$\frac{\Delta_F}{\varepsilon_F} < 0.5 \left(\frac{x_A}{3\pi} \right)^{1/3} = 0.5 \left(\frac{\varepsilon_A}{3\pi\varepsilon_F} \right)^{1/3} \quad (28)$$

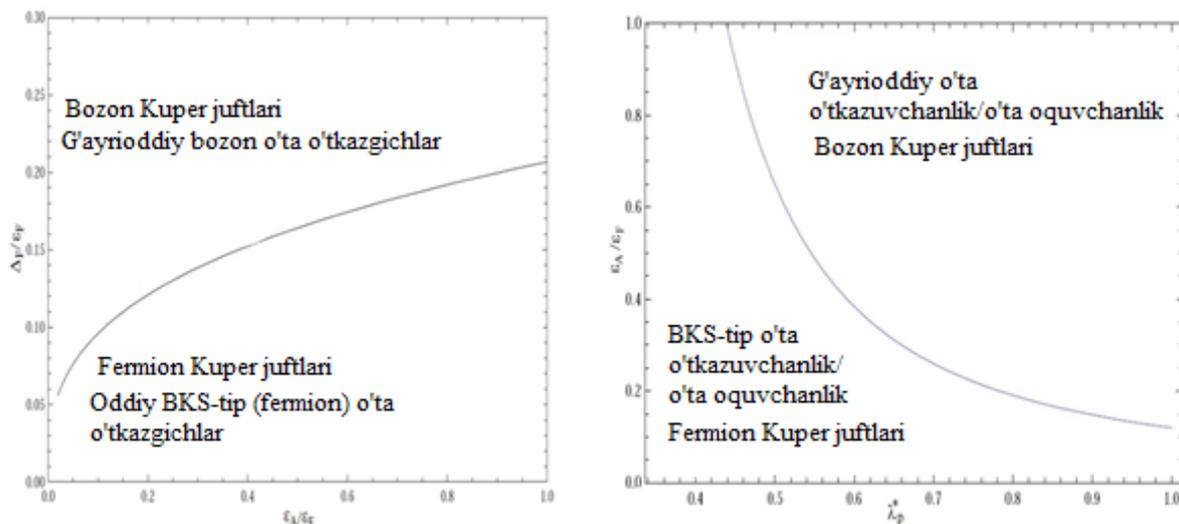
va

$$\frac{\Delta_F}{\varepsilon_F} > 0.5 \left(\frac{x_A}{3\pi} \right)^{1/3} = 0.5 \left(\frac{\varepsilon_A}{3\pi\varepsilon_F} \right)^{1/3} \quad (29)$$

Keyinchalik, (8) tenglamadan foydalanib, biz legirlangan YXO'O' kupratlarda Kuper juftlarini bozonizatsiya qilishning yana bir kriteriyasini olamiz:

$$\frac{\varepsilon_A}{\varepsilon_F} > \frac{sh^{3/2}(1/\lambda_F^*)}{2\sqrt{6\pi}} \quad (30)$$

BKS va Bose tipdagi o'ta o'tkazgichlarda mos ravishda ikki xil turdagi fermion va bozon Kuper juftlarining mavjudligini ko'rsatadigan faza diagrammalari ε_F , ε_A , Δ_F va λ_F^* xarakterli parametrlari yordamida olingan va 7-rasmda keltirilgan.



7-rasm. Legirlangan YXO'O' kupratlarda oddiy (BCS tipidagi) va g'ayrioddiy (Bose tipidagi) hosil bo'lgan fermion va bozon Kuper juftlari holatining faza diagrammasi

Dissertatsiyaning “**Kam legirlangan, optimal legirlangan va o'ta legirlangan YXO'O' kupratlarda yangi o'ta o'tkazuvchan holat nazariyasi**” deb nomlangan beshinchi bobida kovakli legirlangan YXO'O' kupratlarning yangi va g'ayrioddiy o'ta o'tkazuvchan holatlari va xususiyatlarini kam legirlangandan o'ta legirlangan rejimigacha yaxshi tavsiflovchi miqdoriy mikroskopik nazariya ishlab chiqilgan. Past Fermi energiyasiga $\varepsilon_F \ll 1$ ega bo'lgan kam legirlangan va optimal legirlangan YXO'O' kupratlari o'ta suyuqlik Bose tizimlari bo'lishi mumkin. Ushbu materiallarning o'ta o'tkazuvchan holatlari va xususiyatlarini turli xil BKS simon o'ta oquvchan Fermi suyuqlik nazariyalari yoki oddiy Bose-Eynshteyn (BEC) nazariyasi nuqtai nazaridan tushuntirib bo'lmaydi. Kam legirlangan, optimal legirlangan va o'ta legirlangan YXO'O' kupratlarining yangi o'ta o'tkazuvchan holatlari va xususiyatlarining tabiati va kelib chiqishini tushunish uchun, boson Kuper juftlarini ulardagi o'ta oquvchanlik (o'ta o'tkazuvchan) Bose suyuqliklariga kondensatsiya qilishning yangi mexanizmlarini tavsiflashni tavsiflovchi yanada mosroq va empirik jihatdan adekvat nazariya talab qilinadi.

Ikkilamchi kvantlashni o'rtacha maydon yaqinlashuvida tasvirlashda, bozonlar orasidagi juft o'zaro ta'sirga ega bo'lgan ideal bo'lmagan Bose gazining Gamiltoniani quyidagi shaklga ega bo'ladi:

$$H_B = \sum_{\vec{k}} [\tilde{\varepsilon}(\vec{k}) c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}} - \Delta_B(\vec{k}) (c_{\vec{k}}^+ c_{-\vec{k}}^+ + c_{-\vec{k}} c_{\vec{k}} - B_{\vec{k}}^*)], \quad (31)$$

bu erda $\tilde{\varepsilon}_B(\vec{k}) = \varepsilon(k) - \mu_B + V_B(0)\rho_B + \chi_B(\vec{k})$ – Bozon kvazizarralarning Xartri-Fok energiyasi, $\varepsilon(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_B$ – bozonlarning kinetik energiyasi, $\chi_B(\vec{k}) = (1/\Omega) \sum_{\vec{k}'} V_B(\vec{k} - \vec{k}') n_B(\vec{k})$, $n_B(\vec{k}) = \langle c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}} \rangle$ – zarrachalar soni operatori,

$\Delta_B(\vec{k}) = -(1/\Omega) \sum_{\vec{k}'} V_B(\vec{k} - \vec{k}') \langle c_{-\vec{k}'}^+ c_{\vec{k}'} \rangle$ – bozonlarning kogerentlik parametri, $\rho_B = \left(\frac{1}{\Omega}\right) \sum_{\vec{k}'} n_B(\vec{k}')$ – bozonlar zichligi, μ_B – erkin bozonlarning kimyoviy potentsiali, $c_{\vec{k}}^+$ ($c_{\vec{k}}$) – \vec{k} to‘lqin vektorga ega bo‘lgan yaralish (yo‘q bo‘lish) operatori, $V_B(\vec{k} - \vec{k}')$ – bozonlar orasidagi o‘zaro ta’sir potentsiali, $B_{\vec{k}}^* = \langle c_{\vec{k}}^+ c_{-\vec{k}} \rangle$.

Bogolyubovning $u - v$ almashtirishi yordamida ushbu Gamiltonianni diagonallashtirishning standart protsedurasidan so‘ng biz quyidagilarni olishimiz mumkin:

$$H_B = W_0 + \sum_{\vec{k}} E_B(\vec{k}) (\alpha_{\vec{k}}^+ \alpha_{\vec{k}} + \alpha_{-\vec{k}}^+ \alpha_{-\vec{k}}), \quad (32)$$

bu erda W_0 – Bose suyuqligining asosiy holat energiyasi

$$W_0 = \sum_{\vec{k}} [E_B(\vec{k}) - \tilde{\epsilon}_B(\vec{k}) \Delta_B(\vec{k}) B_{\vec{k}}^*] \quad (33)$$

$E_B(\vec{k})$ – Fermi suyuqligining uyg‘onish spektri quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$E_B(\vec{k}) = \sqrt{\tilde{\epsilon}_B^2(\vec{k}) - \Delta_B^2(\vec{k})}, \quad (34)$$

O‘ta oquvchanlik Bose suyuqligining parametrlari $\Delta_B(\vec{k})$, ρ_B va $\chi_B(\vec{k})$ quyidagi integral tenglamalardan aniqlanadi:

$$\Delta_B(\vec{k}) = -\frac{1}{\Omega} \sum_{\vec{k}'} V_B(\vec{k} - \vec{k}') \frac{\Delta_B(\vec{k}')}{2E_B(\vec{k}')} \coth \frac{E_B(\vec{k}')}{2k_B T}, \quad (35)$$

$$N_B = \sum_{\vec{k}} n_B(\vec{k}) = \sum_{\vec{k}'} \left[\frac{\tilde{\epsilon}_B(\vec{k}')}{2E_B(\vec{k}')} \coth \frac{E_B(\vec{k}')}{2k_B T} - \frac{1}{2} \right], \quad (36)$$

$$\chi_B(\vec{k}) = \frac{1}{\Omega} \sum_{\vec{k}'} V_B(\vec{k} - \vec{k}') \left[\frac{\tilde{\epsilon}_B(\vec{k}')}{2E_B(\vec{k}')} \coth \frac{E_B(\vec{k}')}{2k_B T} - \frac{1}{2} \right]. \quad (37)$$

(34) tenglamadan ko‘rinib turibdiki, agar $\tilde{\mu}_B = -\mu_B + V_B(0)\rho_B + \chi_B(0) = |\Delta_B(0)|$ bo‘lsa, u holda o‘ta oquvchan Bose suyuqligining uyg‘onish spektri $k = 0$ va $k' = 0$ da bo‘shliqsiz bo‘ladi. Bu holat o‘zaro tortishuvchi bozonlarning bir zarrachali kondensasiyasiga va bitta zarrachali bozonlarning o‘ta oquvchan kondensatining paydo bo‘lishiga to‘g‘ri keladi. (35), (36) va (37) tenglamalar yechimlarini olish uchun yig‘indidagi $k = 0$ va $k' = 0$ hadlarini alohida ko‘rib chiqish kerak. (35), (36) va (37) integral tenglamalar tizimining yechimini soddalashtirish uchun V_{BA} uzoq masofali tortishuvchi qismiga va V_{BR} qisqa masofali itaruvchi qismiga ega bo‘lgan bozonlararo o‘zaro ta’sir potentsiali $V_B(\vec{k} - \vec{k}')$ ni quyidagicha oddiy shaklda tanlab olish mumkin:

$$V_B(\vec{k} - \vec{k}') = \begin{cases} V_{BR} - V_{BA} & \text{for } 0 \leq \varepsilon(k), \varepsilon(\vec{k}') < \xi_{BA}, \\ V_{BR} & \text{for } \xi_{BA} \leq \varepsilon(k) \text{ or } \varepsilon(\vec{k}') < \xi_{BR}, \\ 0 & \text{for } \varepsilon(k), \varepsilon(\vec{k}') > \xi_{BR}, \end{cases} \quad (38)$$

bu erda ξ_{BA} va ξ_{BR} – bozonlararo o‘zaro ta’sir potentsiali $V_B(\vec{k} - \vec{k}')$ ning tortishuvchi va itaruvchi qismlar parametrlari.

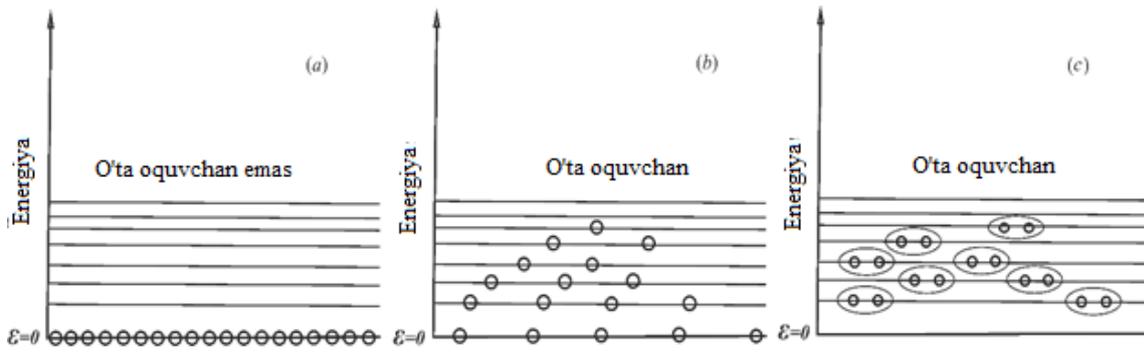
Bundan tashqari, (35), (36) va (37) tenglamalar echimiga asoslanib, biz T_c dan pastda YXO‘O‘ kupratlarning tortishuvchi bozon Kuper juftlarining bitta va juft zarrachali kondensatsiyasini, 3D Bose suyuqligining ikkita yangi va g‘ayrioddiy o‘ta oquvchanlik holatini hosil qilish imkoniyatini aniqladik. Modellashgan potentsial (38) foydalanib hamda (35), (36) va (37) tenglamalardagi \vec{k} va \vec{k}' bo‘yicha yig‘indini ε bo‘yicha integrallash bilan almashtirsak, quyidagi $\Delta_{SC} = \Delta_B$ o‘ta o‘tkazuvchanlik parametri va o‘ta o‘tkazuvchanlikga o‘tish kritik haroratini T_c aniqlaydigan quyidagi 3D integral tenglamalarni olish mumkin:

$$\frac{2}{D_B \tilde{V}_B} = \int_0^{\xi_{BA}} \sqrt{\varepsilon} \frac{\coth \left[\frac{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}}{2k_B T} \right]}{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}} d\varepsilon, \quad (39)$$

$$\frac{2\rho_B}{D_B} = \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} \left\{ \frac{\varepsilon + \tilde{\mu}_B}{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}} \coth \left[\frac{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}}{2k_B T} \right] - 1 \right\} d\varepsilon. \quad (40)$$

bu erda $D_B = m_B^{3/2} / \sqrt{2\pi^2 \hbar^3}$ – bozonlarning holat zichligi, $\tilde{V}_B = V_{BA} - V_{BR} [1 + V_{BR} I_R]^{-1}$ – bozonlar o‘rtasidagi effektiv tortishuvchi o‘zaro ta’sir potentsiali, $I_R \simeq D_B [\sqrt{\xi_{BR}} - \sqrt{\xi_{BA}}]$. Raqamli va (39) va (40) integral tenglamalarning ba’zi hollar uchun analitik yechimlari $E_B(\varepsilon)$ Boze suyuqligining uyg‘onish spektridagi o‘ta o‘tkazuvchanlik holatiga o‘tish kritik harorati T_c ni va o‘ta o‘tkazuvchanlik parametrining $\Delta_B(T)$ haroratga bog‘liqligini, kimyoviy potensial $\tilde{\mu}_B(T)$ va energetik tirqish $\Delta_g(T)$ ni aniqlashga imkon beradi.

6 (a) - rasmdan ko‘rinib turibdiki, ideal Bose gazining BEK holatida $T=0$ da barcha bozonlar eng past energiya darajasida $\varepsilon = 0$ bo‘ladi. O‘zaro tortishuvchi Boze gazning bir zarrachali kondensatsiyali holatida, kondensatsiyalangan bozonlarning bir qismi hattoki $T = 0$ da ham eng past energiya sathida joylashadi, qolgan qismi esa $\varepsilon > 0$ bo‘lgan energiya sathida joylashadi (6 (b) rasmga qarang). O‘zaro tortishuvchi Bose gazining juft kondensatsiyasi holatida barcha bozonlar $\varepsilon > 0$ bo‘lgan energiya holatida bo‘ladi (6 (c) rasmga qarang). Chunki $\gamma_B > \gamma_B^*$ va $\Delta_g(T = 0) > 0$ da juft kondensatsiyada ishtirok etuvchi barcha o‘zaro tortishuvchi bozonlar faqat $\varepsilon > 0$ energiya sathlarini to‘ldiradi, ya’ni bu holda $\varepsilon = 0$ bo‘lgan eng past energiya sathida bozonlar bo‘lmaydi.



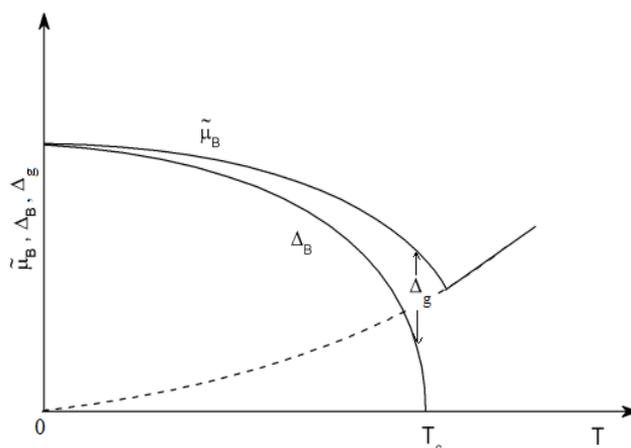
8-rasm. Ideal va o‘zaro ta’sirlashuvchi boze-gazlarda energetik sathlarning zichligi (sxema). a – $T = 0$ da o‘zaro ta’sirlashmaydigan bozonlarning oddiy BEK; b – $T = 0$ da bozoning o‘ta oquvchan suyuqlikdagi o‘zaro tortishuvchi bozonlarning bir zarrali kondensatsiyasi; c – $T = 0$ da bozoning o‘ta oquvchan suyuqlikdagi o‘zaro tortishuvchi bozonlarning juftli kondensatsiyasi

Biz, shuningdek, YXO‘O‘ kupratlarda o‘zaro ta’sir qiluvchi 2D Bose tizimining holatini va o‘zaro tortishuvchi bozonlarning juft va bir zarrachali o‘ta oquvchanlik kondensatini hosil bo‘lishini, bu ikkita yangi va o‘ziga xos o‘ta oquvchanlik (o‘ta o‘tkazuvchan) holatning paydo bo‘lishiga olib kelishini ko‘rib chiqdik. 2D Bose suyuqligidagi o‘ta o‘tkazuvchanlik parametri Δ_B va o‘ta o‘tkazuvchanlikka o‘tish T_c kritik haroratini aniqlaydigan integral tenglamalar quyidagi shaklga ega:

$$\frac{1}{\gamma_B} = \int_0^{\xi_{BA}} \frac{\coth \left[\frac{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}}{2k_B T} \right]}{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}} d\varepsilon, \quad (41)$$

$$\frac{2\rho_B}{D_B} = \int_0^{\infty} \left\{ \frac{\varepsilon + \tilde{\mu}_B}{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}} \coth \left[\frac{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}}{2k_B T} \right] - 1 \right\} d\varepsilon, \quad (42)$$

bu erda $\gamma_B = D_B \tilde{V}_B$ – 2D o‘ta oquvchan Boze suyuqligidagi bozonlararo bog‘lanish doimiysi, ρ_B – 2D o‘zaro tortishuvchi bozonlarning zichligi, $D_B = m_B / 2\pi \hbar^2$ – 2D bozonlar holat zichligi. YXO‘O‘ kupratlaridagi o‘ta oquvchan 2D Bose suyuqligidagi o‘zaro tortishuvchi 2D bozonlarning juft kondensatsiyasi (masalan, boson Kuper juftlari) 9-rasmda ko‘rsatilganidek, har qanday $\gamma_B > 0$ qiymatlari uchun $T > 0$ da sodir bo‘ladi.



9-rasm. O‘ta oquvchan 2D Bose suyuqligining kimyoviy potentsiali $\tilde{\mu}_B$, kogerentlik parametri Δ_B va energiya tirqishi Δ_g ning haroratga bog‘liqliklari energiya va haroratning ixtiyoriy birliklarida. Nuqtali egri chiziq ideal Bose gazining kimyoviy potentsialining haroratga bog‘liqligidir

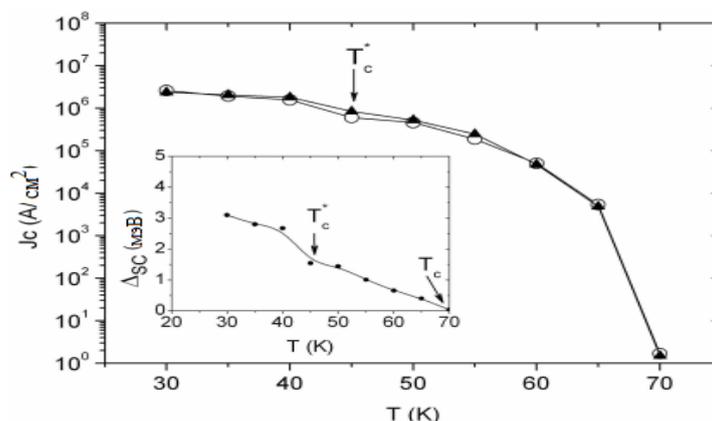
O‘zaro tortishuvchi 2D Bose gazining juft kondensatsiyasi fermionlarning Kuper juftligiga o‘xshash, impuls fazosida bozon juftligiga olib keladi.

Yuqoridagi 3D o‘ta oquvchan Bose suyuqligi nazariyasidan foydalanib, biz YXO‘O‘ materiallarida o‘ta o‘tkazuvchan parametri va kritik tokning xarakterli va g‘ayrioddiy haroratga bog‘liqligini aniqladik. 3D bosonli kuprat o‘ta o‘tkazgichlarda kritik tok zichligi quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$J_c(T) = 2e\rho_s(T)v_c(T), \quad (43)$$

bu erda $\rho_s(T) = \rho_B - \rho_n(T)$ – 3D Boze suyuqligining o‘ta oquvchanlik qismining zichligi yoki o‘ta oquvchan (ya’ni uyg‘onmagan) tok tashuvchilarning zichligi, $\rho_n(T)$ – Bose suyuqligining normal qismining zichligi yoki normal tok tashuvchilarning zichligi.

Kritik tokning (43) tenglama yordamida olingan raqamli hisob-kitoblari natijalari va $\rho_s(T)$ va $\rho_n(T)$ YBCO YXO‘O‘ kuprat plyonkasi uchun olingan eksperimental ma’lumotlar bilan taqqoslanadi va 10-rasmda ko‘rsatilgan.



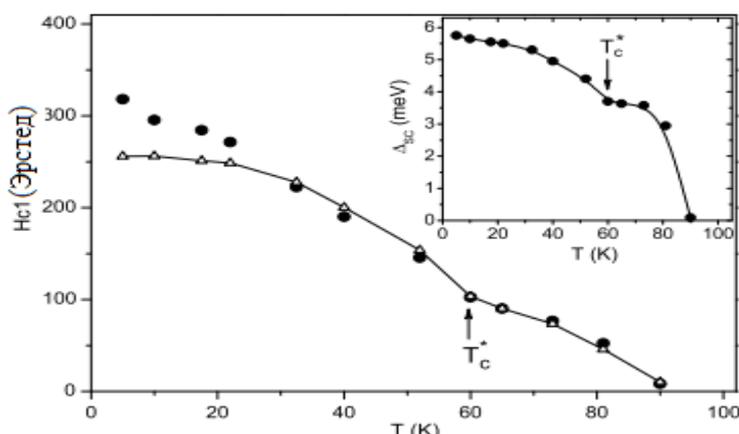
10-rasm. YXO‘O‘ materiali plyonkasidagi YBCO birikmasining kritik tok zichligining haroratga bog‘liqligi

YXO‘O‘ kupratlarining an’anaviy metall supero‘tkazgichlarning xususiyatlaridan sezilarli darajada farq qiladigan va ilgari kuzatilmagan yana bir g‘ayrioddiy o‘ta o‘tkazuvchanlik xususiyati ularning pastki kritik magnit maydoni $H_{C1}(T)$ ning anomal haroratga bog‘liqligidir va bu quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$H_{C1}(T) = \frac{\ln\chi(T)}{\sqrt{2}\chi(T)} H_c(T) \quad (44)$$

bu erda $\chi(T) = \lambda_L(T)/\xi_C(T)$ – haroratga bog‘liq bo‘lgan Ginzburg-Landau parametri, $\lambda_L(T) = (m_B c^2 / 16\pi e^2 \rho_s(T))^{1/2}$ – London magnit maydonning o‘ta o‘tkazgichga kirib borishi, $\xi_C(T) = \hbar / \sqrt{2m_B \Delta_B(T)}$ – bozon Kuper juftlarining kogerent uzunligi, $H_c(T) = 4\pi R_w J_c(T) / c$ – termodinamik kritik magnit maydon, c – yorug‘lik tezligi, R_w – o‘ta ro‘tkazuvchi simning radiusi.

Kritik magnit maydonning $H_{C1}(T)$ haroratga bog‘liqligi raqamli hisob-kitoblarimiz natijalari YXO‘O‘ materiali bo‘lgan YBCO birikmasi uchun $H_{C1}(T)$ bo‘yicha eksperimental ma’lumotlar bilan taqqoslanadi va 11-rasmda ko‘rsatilgan.



11-rasm. YXO‘O‘ materiali plyonkasidagi o‘lchangan YBCO birikmasining pastki kritik magnit maydonining haroratga bog‘liqligi

3D boson (kuprat) o‘ta o‘tkazgichlarda T_c ning taxminiy ifodasini olish uchun (39) va (40) integral tenglamalarning analitik yechimlaridan foydalanish maqsadga muvofiqdir. 3D YXO‘O‘ kupratlarda oraliq bozonlararo bog‘lanishda ($0.3 \lesssim \gamma_B \lesssim 0.8$) o‘ta o‘tkazuvchanlikga o‘tish harorati T_c taxminan quyidagi ifodadan aniqlanishi mumkin:

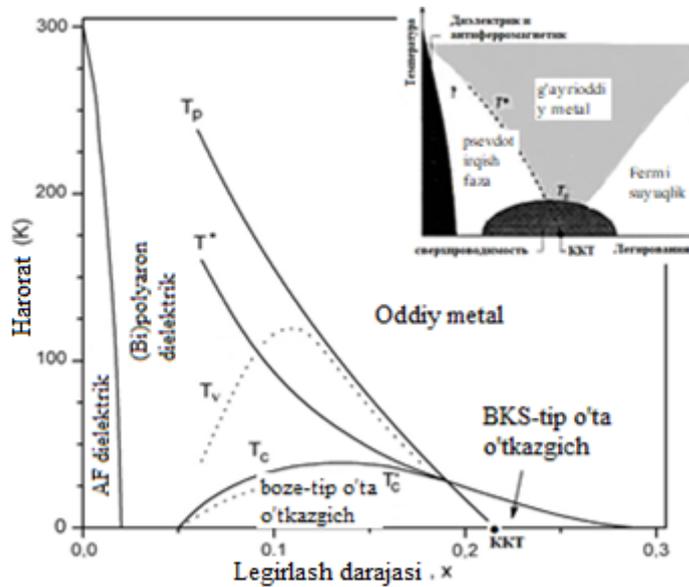
$$T_c = T_c^{3D} \simeq T_{\text{БЭК}}^* \left[1 + c_0 \gamma_B \sqrt{\sqrt{2} k_B T_{\text{БЭК}}^* / \hbar \omega_0} \right] \quad (45)$$

2D bozonli o‘ta o‘tkazgichlarda o‘ta o‘tkazuvchan holatiga o‘tish harorati T_c^{2D} ni (41) va (42) tenglamalarni analitik echish orqali aniqlash mumkin. T_c^{2D} ning ifodasi quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$T_c^{2D} = -\frac{T_0^*}{\ln[1-\exp(-2\gamma_B/(2+\gamma_B))]}, \quad (46)$$

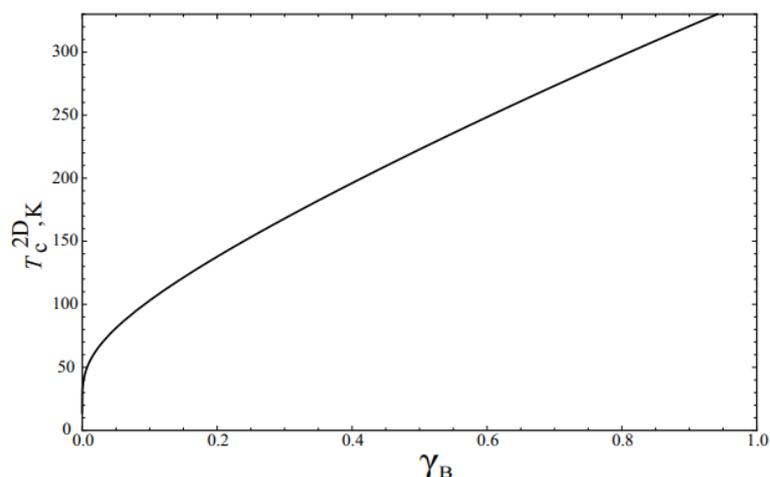
bu erda $T_0^* = 2\pi\hbar^2\rho_B/k_B m_B^*$.

Kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlarning yuqorida keltirilgan psevdotirqish va yangi o‘ta o‘tkazuvchan holatlarning to‘liq va miqdoriy nazariyasi bizga 12 rasmda ko‘rsatilgan ushbu murakkab materiallarning haqiqiy va batafsil fazali diagrammalarini tuzishga imkon beradi.



12-rasm. Kam legirlangan rejimdan o‘ta legirlangan rejimgacha YXO‘O‘ LSCO materialining to‘liq va haqiqiy fazaviy diagrammasi

Biz 3D va 2D o‘ta o‘tkazuvchanlik nazariyasi tomonidan bashorat qilingan turli harorat intervallarida keramik kuprat o‘ta o‘tkazgichlarda 3D va 2D o‘ta o‘tkazuvchanlik fazalarining mavjudligini o‘rganib chiqdik. Don chegaralari va interfeyslarida, shuningdek, YXO‘O‘ keramika materiallari ichidagi ko‘p qatlamli bloklarda saqlanib qoladigan qoldiq 2D o‘ta o‘tkazuvchanlikning mavjudligi atmosfera bosimida xona haroratida o‘ta o‘tkazuvchanlikka erishishni osonlashtirishi taxmin qilinmoqda. Bunday YXO‘O‘ materiallarida o‘ta o‘tkazuvchanlik o‘tish T_c^{2D} ning kritik haroratini bozonlararo bog‘lanish doimiysi γ_B ga bog‘liq bo‘lgan sonli hisob-kitoblarimiz natijalari 13-rasmda ko‘rsatilgan.



13-rasm. Keramik YXO‘O‘ materiallarining 2D hududlarida o‘ta o‘tkazuvchan o‘tish T_c^{2D} kritik haroratining quyidagi parametr qiymatlari uchun: $m_p = 3m_e$, $m_B = 2m_p$, $m_B^* = 1.05m_B$ va $\rho_B = 2.8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bozonlararo bog‘lanish doimiysi γ_B funksiyasi

13-rasmdan ko‘rinib turibdiki, ρ_B va m_B^* ning ma‘lum qiymatlarida γ_B ga kuchli bog‘liq bo‘lgan holda, T_c^{2D} kritik harorat xona haroratiga $\gamma_B \gtrsim 0.8$ qiymatlarida erishadi. Shu bilan birga, o‘zgaruvchan 3D/2D sendvich qatlamlarida hajmiy (3D) yuqori haroratli o‘ta o‘tkazuvchanlik rejimidan yuqori darajada yaxshilangan sirt (2D) yuqori haroratli o‘ta o‘tkazuvchanlik rejimiga o‘tishni tavsiflovchi model taklif etiladi. Ushbu model mohirlik bilan sintez qilingan yangi keramik kuprat materiallarida xona haroratining o‘ta o‘tkazuvchanligini amalga oshirishning mumkin bo‘lgan usulini bashorat qiladi, ularning belgilari allaqachon bunday YXO‘O‘ kupratlarida eksperimental ravishda topilgan.

XULOSA

“Kovakli legirlangan o‘ta o‘tkazuvchan kupratlarda psevdotirqish va o‘ta o‘tkazuvchan holatlari nazariyasini rivojlantirish” mavzusidagi fizika-matematika fanlari bo‘yicha fan doktori (DSc) dissertatsiyasi doirasida bajarilgan tadqiqotlar asosida quyidagilarni xulosa qilish mumkin.

1. Polaron va polaron Kuper juftlari bilan bog‘liq bo‘lgan kovakli legirlangan YXO‘O‘ kupratlarda yangi psevdotirqish holatining to‘liq va adekvat miqdoriy nazariyasi ishlab chiqildi.
2. Yangi polaron psevdotirqishning Δ_p YXO‘O‘ kupratlarining metall holatida kam legirlangan rejimdan o‘ta legirlangan rejimigacha mavjudligi va faqat legirlashning ma‘lum bir kritik darajasida yo‘qolishi ko‘rsatilgan $x = x_p$ (ya‘ni, KKN deb ataladi).
3. G‘ayrioddiy BKS simon energetik tirqish Δ_F YXO‘O‘ kupratlarning metall holatida kam legirlangan rejimdan o‘ta legirlangan rejimigacha psevdotirqish sifatida mavjudligi isbotlangan va u faqat o‘ta legirlangan kupratlarda oddiy BKS tirqishiga (ya‘ni o‘ta o‘tkazuvchanlik parametri) aylanadi.

4. Kovakli legirlangan YXO'O' kupratlarning T_c dan yuqorida polyaron va BKS simon psevdotirqishning anomal metall o'tkazuvchanligiga bog'liqligi ko'rsatilgan.
5. Birinchi marta polyaron Kuper juftlarining bozonlanish imkoniyatlari ko'rsatildi va ularni kam, optimal va o'ta legirlangan YXO'O' kupratlarida bozonlash mezonlari olindi.
6. Kam legirlangan rejimdan o'ta legirlangan rejimgacha kovakli legirlangan YXO'O' kupratlaridagi yangi va g'ayrioddiy o'ta o'tkazuvchanlik holatini va kovakli legirlangan YXO'O' kupratlarining xususiyatlarini yaxshi tasvirlaydigan miqdoriy mikroskopik nazariyasi ishlab chiqildi.
7. O'ta oquvchan (o'ta o'tkazuvchan) YXO'O' kuprat Bose suyuqliklaring polyaron Kuper juftlarining o'zaro tortishuvchi 3D va 2D Bose gazlarining bir zarrali va juft kondensatsiyalanishining qonuniyatlari aniqlandi, bunda noodatiy o'ta o'tkazuvchanlik o'zaro tortishuvchi bozonlarning juftlik va bir zarrachali kondensatlarining o'ta suyuqligi bilan bog'liq
8. YXO'O' kupratlarining yangi va g'ayrioddiy o'ta o'tkazuvchan holatlari va xususiyatlarining asl mohiyati aniqlandi.
9. YXO'O' kupratlarida o'ta o'tkazuvchan parametri, kritik tok va pastki kritik magnit maydonning xarakterli va g'ayrioddiy haroratga bog'liqligi miqdoriy (raqamli) hisoblar va olingan nazariy natijalarni eksperimental ma'lumotlar bilan taqqoslash asosida aniqlanadi.
10. Birinchi marta harorat va ularning legirlash darajasiga bog'liq bo'lgan turli xil psevdotirqish va o'ta o'tkazuvchan rejimlarining mavjudligini ko'rsatadigan YXO'O' kupratlarning normal va o'ta o'tkazuvchanlik holatining to'liq miqdoriy fazaviy diagrammasi taklif qilindi.
11. Birinchi marta keramik kuprat materiallari ichidagi xona haroratining o'ta o'tkazuvchanligini kvazi-2D plastinka bloklarida va don chegaralarida hamda interfeyslarda amalga oshirish imkoniyatlari prognoz qilindi va aniqlandi.

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

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ДЖУМАНОВ ШЕРЗОД САФРАЛИЕВИЧ

**РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ ПСЕВДОЩЕЛЕВЫХ И СВЕРХПРОВОДЯЩИХ
СОСТОЯНИЙ ДЫРОЧНО ЛЕГИРОВАННЫХ КУПРАТНЫХ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации доктора (DSc) физико-математических наук

Ташкент–2024

Тема диссертации доктора (DSc) физико-математических наук зарегистрирована в Высшей аттестационной комиссии при Министерстве высшего образования, науки и инноваций Республики Узбекистан за B2024.4.DSc/FM60.

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 консультант: **Ташметов Маннаб Юсупович**
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты: **Нуриддинов Иззатилло**
доктор физико-математических наук, профессор

Жумаев Мустахим Рофиевич
доктор физико-математических наук, профессор

Гулямов Гафур
доктор физико-математических наук, профессор

Ведущая организация: **Ферганский государственный университет**

Защита диссертации состоится “___” _____ 2024 г. в _____ часов на заседании Научного совета DSc.02/30.12.2019.FM/Т.33.01 при Институте ядерной физики (Адрес: 100124, г. Ташкент, пос. Улугбек, Институт ядерной физики; 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 (регистрирована за № _____). (Адрес: 100124, г. Ташкент, пос.Улугбек, Институт ядерной физики; тел.: (+99871) 289-31-19).

Автореферат диссертации разослан “___” _____ 2024г.
(Реестр протокола рассылки № ___ от “___” _____ 2024 г.)

И.И. Садиков
Заместитель председателя Научного совета по присуждению
ученых степеней, д.т.н., академик

О.Р.Тожибоев
ученый секретарь Научного совета
при присуждении ученых степеней, PhD.ф.-м.н.,
старший научный сотрудник

Э.М. Турсунов
председатель научного семинара при Научном совете
по присуждению ученых степеней, д.ф.-м.н., профессор

ВВЕДЕНИЕ (аннотация докторской диссертации (DSc))

Актуальность и востребованность темы диссертации. В настоящее время исследование природы и происхождения псевдощелевого состояния выше критической температуры сверхпроводящего перехода T_c и сверхпроводящего состояния в легированных медно-оксидных (купратных) соединениях является одним из важнейших направлений современной физики конденсированного состояния. Возникший большой интерес к изучению физики купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в их нормальном и сверхпроводящем состояниях, открытых в 1986 году, прежде всего, связан с тем, что разработка перспективных ВТСП-материалов с наивысшей критической температурой T_c сверхпроводящего перехода (комнатная температура) гарантирует создание эффективных и альтернативных источников энергии и открывает перед различными отраслями науки, техники и энергетики серьёзные перспективы. Поэтому, интенсивные теоретические и экспериментальные исследования новых нормальных и сверхпроводящих свойств ВТСП-купратов ведутся во всем мире. Несмотря на то, что исследования легированных ВТСП-купратов продолжаются почти четыре десятилетия, нет еще достаточной ясности в отношении понимания механизма необычной высокотемпературной сверхпроводимости в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-материалах.

При этом основные трудности понимания физики этих ВТСП-систем связаны с их очень необычными свойствами в нормальном (псевдощелевом) и сверхпроводящем состояниях, без ясного понимания природы которых трудно выяснить микроскопические механизмы высокотемпературных сверхпроводимостей. В недолегированных, оптимально легированных и даже в некоторых сверхлегированных ВТСП-купратах многочисленны аномалии их электронных свойств, связанные с образованием псевдощелей в их спектрах возбуждения выше T_c и необычного сверхпроводящего состояния ниже T_c , наблюдаются как в нормальном, так и сверхпроводящем состоянии. В этой связи понимание природы и свойств псевдощелевого и нового сверхпроводящего состояния ВТСП-купратов является ключевой проблемой в любом подходе к описанию их необычной высокотемпературной сверхпроводимости. Существуют многочисленные теоретические подходы к описанию псевдощелевого состояния выше T_c и необычного сверхпроводящего состояния в ВТСП-купратах. Большинство предложенных теоретических моделей основаны на идеях сильной электронной корреляции (которые могут существовать только в нелегированных купратах и, описываются модифицированной моделью Хаббарда), различных вариантах модели Бардеена-Купера-Шриффера (БКШ), пренебрегающих сильными электрон-фононными взаимодействиями, присущими полярным купратным материалам и на модели бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) идеального бозе газа биполярнов и других бозе-подобных квазичастиц. Однако, такие теоретические модели наталкиваются на серьёзные трудности при описании

псевдощелевого и сверхпроводящего состояния в легированных ВТСП-купратах. Поэтому, разработка удовлетворительной количественной теории, адекватно описывающей образование псевдощелевого состояния выше T_c и необычного сверхпроводящего состояния ниже T_c в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах является весьма важной и актуальной задачей.

В нашей Республике уделяется большое внимание развитию физики конденсированного состояния, в частности, теоретических и экспериментальных работ в области физики ВТСП-систем. При этом особый акцент делается на проведение фундаментальных исследований, имеющих огромное значение для развития науки, техники и энергетики нашей страны, которые отражены в Стратегии² развития нового Узбекистана на 2022-2026 годы.

Исследования, проведенные в данной диссертационной работе, в определенной мере соответствуют также задачам, обозначенным в Указах и Постановлениях Президента Республики Узбекистан № УП-60 от 22 января 2022 года «О Стратегии развития нового Узбекистана на 2022–2026 гг.», № ПП-2772 от 13 февраля 2017 года «О приоритетных направлениях развития электротехнической промышленности в 2017-2021 годах», № ПП-2789 от 17 февраля 2017 года «О мерах по дальнейшему совершенствованию деятельности Академии наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности», а также в 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 республики II. «Энергетика, энергосбережение и альтернативные источники энергии».

Обзор зарубежных научных исследований по теме диссертации. Научные исследования по различным аспектам псевдощелевых явлений и высокотемпературной сверхпроводимости в легированных купратных материалах проводятся в научных центрах, институтах и университетах ведущих стран мира, в том числе, в Принстонском университете (США), Кембриджском университете (Англия), Колумбийском университете (США), университете Хоккайдо (Япония), Токийском университете (Япония), Стендфордском университете (США), Римском университете (Италия), Брукхевенской национальной лаборатории (США), Массачусетском технологическом институте (США), Институте физики им. Лебедева (Россия), Институте фундаментальных исследований им. Тама (Индия), Международном центре теоретической физики (Италия), Макмастерском университете (Канада), Аргонской национальной лаборатории (США), Институте физики твердого тела им. Макса Планка (Германия), Женевском

² Указ Президента Республики Узбекистан УП-60 «О Стратегии развития нового Узбекистана на 2022-2026 гг.» от 28 января 2022 года.

университете (Швейцария), Институте им. Валтера Мейсснера (Германия), Иллинойском университете (США), Новозеландском индустриальном научно-исследовательском институте (Новая Зеландия), Международном технологическом центре по сверхпроводимости (Япония), Институте теоретической физики (Китай), Цюрихском университете (Швейцария), Институте им. Жозефа Стефана (Словения), Институте теоретической физики им. Ландау (Россия), Институте физики твердого тела (Китай), Институте теоретической физики (Швейцария), Лейденском университете (Нидерландия), Калифорнийском университете (США), Жозеф Фурье университете (Франция), Лаборатории физики твердого тела (Франция), Норвежском технологическом институте (Норвегия), Бирмингемском университете (Англия).

В результате проводимых в мире исследований нормальных и сверхпроводящих свойств легированных ВТСП-купратов получен ряд интересных научных результатов, в частности: обнаружена λ -подобная аномалия в электронной теплоемкости ВТСП-купратов при сверхпроводящем переходе (Норвежский технологический институт, Бирмингемский университет, университет Хоккайдо); обнаружена энергетическая щель (псевдощель) в спектрах возбуждения недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратов и определена температура образования псевдощели выше T_c , зависящая от уровня их легирования (Кембриджский университет, Иллинойский университет, Стенфордский университет, Мкмастерский университет); определены возможности существования двух типов псевдощелей в нормальном состоянии этих ВТСП-материалов (университет Хоккайдо, Токийский университет, университет Тохоку); предложены различные электронные фазовые диаграммы ВТСП-купратов на основе экспериментальных данных (Кембриджский университет, Иллинойский университет, Стэнфордский университет, Токийский университет, университет Хоккайдо, университет Нагоя, Принстонский университет); предложены различные схематические фазовые диаграммы ВТСП-купратов на основе различных теоретических подходов (Калифорнийский университет, Брукхейвенская национальная лаборатория, Римский университет, Принстонский университет, Иллинойский университет); предсказано и обнаружено существование скрытой квантовой критической точки в сверхпроводящем состоянии ВТСП-купратов при абсолютном нуле температуры и при некотором критическом уровне легирования (Кембриджский университет, Калифорнийский университет, Римский университет); определены необычные температурные зависимости критического тока, нижнего и верхнего критических магнитных полей и глубины проникновения магнитного поля в ВТСП-купратах (Аргонская Национальная лаборатория, технический университет Эйндховена, Калифорнийский университет, Физический институт им. Лебедева).

В настоящее время в мире проводятся исследования по ряду приоритетных направлений, в том числе по определению взаимосвязи псевдощели и высокотемпературной сверхпроводимости в ВТСП-купратах, в

частности, по изучению истинной природы и происхождения псевдощелевого и сверхпроводящего состояния и фундаментальных отличий механизмов образования псевдощелей от механизмов возникновения высокотемпературной сверхпроводимости в ВТСП-материалах, по определению полной и реальной фазовой диаграммы нормального и сверхпроводящего состояний.

Степень изученности проблемы. Новые псевдощелевые явления и высокотемпературная сверхпроводимость в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах исследованы как экспериментально, так и теоретически в течение более трёх десятилетий, с использованием многочисленных современных экспериментальных методов и различных теоретических подходов многими учеными ведущих научных центров мира, например, американскими (Дж.У. Лорам, С.М. Вармы, Л.Н. Купер, Ф.У. Андерсон, С.А. Кивелсон, Д. Пайнс), японскими (С. Учида, А. Фужитори), новозеландскими (Дж.Л. Таллон), английскими (В.Дж. Эмери), французскими (Дж. Раннингер), итальянскими (К. Кастеллани, К.Ди. Кастро).

В экспериментальных работах Дж.У. Лорам, Дж.Л. Таллон, Дж.У. Лорам, Л.Н. Купер, С. Учида, А. Фужитори и других авторов показано, что в этих ВТСП-материалах как в нормальном, так и сверхпроводящем состоянии наблюдаются многочисленные аномалии их электронных свойств, связанные с образованием псевдощели и падением плотности при одночастичном возбуждении вблизи уровня Ферми. При этом некоторые авторы (Таллон, Лорем, Купер, Кампузано, Шен, Тимаск, Мюллер, Михайлович, Ода и другие) сообщили о существовании только одной псевдощели, тогда как другие авторы (Фужитори, Сато, Раффи, Константинович и другие) сообщили о существовании двух разных псевдощелей выше T_c .

В теоретических работах В.Дж. Эмери, С.А. Кивелсон, С.М. Вармы, Ф.У. Андерсон, Дж. Раннингер, Ф.У. Андерсон, Д. Пайнс, К. Кастеллани, К.Ди. Кастро и других выдвинуты предположения о существовании псевдощелей в спектрах возбуждения недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратов различного происхождения. В работах Вармы, Алехсандрова, Андерсона и других считалось, что в этих ВТСП-материалах существует только одна псевдощель, приписываемая спиновой щели или энергии связи спаренных носителей тока. Кроме того, в теоретических работах некоторых авторов (К. Кастеллани, В.Дж. Эмери, Д. Пайнс, Дж. Раннингер и другие) предполагали существование двух типов псевдощелей в спектрах возбуждения ВТСП-купратов, часто называемых как слабая и сильная псевдощели, которые часто приписываются к антиферромагнитному упорядочению или волнам зарядовой плотности и существованию синглетных пар спинов (т.е. спаренных спинов) или некогерентных куперовских пар различного происхождения. В этих работах были предприняты попытки описать сверхпроводимость ВТСП-купратов в рамках БКШ-подобной модели сверхтекучей ферми-жидкости. Далее в работах В.Дж. Эмери, С.А. Кивелсон, и других авторов предполагалось, что псевдощель в ВТСП-купратах является результатом сверхпроводящих флуктуаций выше T_c и связана с образованием

куперовских пар, которые рассматриваются как сверхпроводящие носители тока выше T_c . При этом для описания сверхпроводимости в таких заранее образующихся куперовских парах используется обычная БКШ-подобная теория ферми-жидкостной сверхпроводимости без каких-либо оправданий. Тогда как в работах Стринати, Пистолеси, Уемира, Толмачева, Александра и других была разработана интерполяционная схема, описывающая переход от БКШ сценария ферми-жидкостной сверхпроводимости к БЭК идеального бозе газа сильно связанных куперовских пар. Однако, обычная БЭК невзаимодействующих бозонов (малых куперовских пар бозе-подобных холонов и биполярнов) не имеет отношения к сверхпроводимости.

Несмотря на огромное количество экспериментальных данных и различных теоретических подходов, до сих пор природа и происхождение псевдощелевого состояния и необычных сверхпроводящих состояний в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах остаются не вполне выясненными. Серьезные доказательства применимости предложенных теоретических моделей к описанию механизмов образования псевдощелей и необычной высокотемпературной сверхпроводимости в ВТСП-материалах отсутствуют. Кроме того, ни одна из предложенных теоретических моделей не в состоянии дать количественное объяснение всех экспериментально установленных псевдощелевых особенностей и необычных сверхпроводящих свойств и предсказать реальные и полные электронные фазовые диаграммы легированных ВТСП-купратов.

Связь темы диссертационного исследования с планами научно-исследовательских работ научно-исследовательского учреждения, где выполнена диссертация. Диссертационная работа выполнена в рамках плана научно-исследовательских работ Института ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан по темам: ФА-Ф2-ФО70 «Исследование необычных транспортных, тепловых и упругих свойств легированных купратных высокотемпературных сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ выше температуры сверхпроводящего перехода» (2007-2011); Ф2-ФА-Ф120 «Электронные свойства и радиационная модификация низкоразмерных высокотемпературной сверхпроводимости, полупроводниковых гетероструктур, металлов и их оксидов» (2012-2016); ОТ-Ф2-15 «Теоретические исследования новых сверхпроводящих и сверхтекучих свойств высокотемпературных сверхпроводников и родственных конденсированных систем» (2017-2020).

Целью исследования является развитие количественной теории псевдощелевых и сверхпроводящих состояний дырочно легированных ВТСП-купратов и выяснение механизмов образования разных типов псевдощелей и необычных бозе-жидкостных сверхпроводимостей.

Задачи исследования:

развить количественную теорию псевдощелевых состояний в дырочно легированных ВТСП-купратах;

определить возможности образования неспаривательной (поляронной) псевдощели и спаривательной БКШ-подобной псевдощели в

недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах;

построить полные и эмпирически адекватные количественные фазовые диаграммы нормальных состояний дырочно легированных ВТСП-купратов *LSCO* и *YBCO* и определить точные местоположения квантовой критической точке (ККТ) на этих фазовых диаграммах;

изучить влияние псевдощелей на транспортные свойства дырочно легированных ВТСП-купратов в их нормальном состоянии (выше T_c);

развить количественную теорию бозе-жидкостной высокотемпературной сверхпроводимости в дырочно легированных ВТСП-купратах;

определить возможности бозонизации поляронных куперовских пар в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах;

исследовать закономерности одночастичной и парной конденсации притягивающегося бозе-газа поляронных куперовских пар в сверхпроводящие состояния в ВТСП-купратах;

определить характерные и температурные зависимости основных сверхпроводящих параметров (т.е. сверхпроводящего параметра порядка, критического тока и нижнего критического магнитного поля) ВТСП-купратов на основе количественных теоретических расчетов и сравнить их с экспериментальными данными;

изучить новые изотопические эффекты на критических температурах T_c сверхпроводящего перехода в необычных бозонных ВТСП-купратах;

получить полную и адекватную фазовую диаграмму сверхпроводящих и нормальных состояний дырочно легированных ВТСП-купратов;

определить возможности реализации комнатно-температурной сверхпроводимости в определенных ВТСП-купратах, содержащих пластинчатые блоки и квазидвумерные границы зерен и границы разделов фаз.

Объектом исследования являются дырочно легированные ВТСП-купраты.

Предметом исследования являются новые псевдощелевые и сверхпроводящие состояния в ВТСП-купратах при различных уровнях их легирования.

Методы исследования: математический аппарат квантовой и статической механики, БКШ-подобный метод среднего поля фермионов, метод среднего поля бозонов, численные методы.

Научная новизна исследования заключается в следующем:

развита полная количественная теория на основе учета модели больших поляронов и модели БКШ-подобного куперовского спаривания поляронов, адекватно описывающая возможности образования псевдощелевых состояний в дырочно легированных ВТСП-купратах;

показаны возможности образования в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах поляронной псевдощели, исчезающей в квантовой критической точке, и существования необычной БКШ-подобной энергетической щели в металлическом состоянии;

показано, что рассеяние поляронных носителей на колебаниях кристаллической решетки и появление БКШ-подобной псевдощели на поверхности Ферми являются ответственными за необычные металлические проводимости в недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратах;

получены критерии (возможности) бозонизации поляронных куперовских пар в ВТСП-купратах и развита полная количественная микроскопическая теория бозе-жидкостной сверхпроводимости в этих материалах, адекватно описывающая их новые и необычные сверхпроводящие состояния и свойства;

установлены закономерности одночастичной и парной конденсации притягивающихся $3D$ и $2D$ бозе газов поляронных куперовских пар в сверхтекучие (сверхпроводящие) бозе-жидкости в ВТСП-купратах и истинная природа их новых и необычных сверхпроводящих состояний и свойств;

определены характерные и необычные температурные зависимости сверхпроводящего параметра порядка, критического тока и нижнего критического магнитного поля в дырочно легированных ВТСП-купратах на основе количественных расчетов и их наилучшего согласия с экспериментальными данными;

впервые предложена полная количественная фазовая диаграмма нормальных и сверхпроводящих состояний дырочно легированных ВТСП-купратов, показывающая существование различных псевдощелевых и сверхпроводящих режимов в зависимости от температуры и уровня их легирования;

впервые предсказаны и определены возможности реализации сверхпроводимости при комнатной температуре в квазидвумерных пластинчатых блоках, а также на границах зерен и границах разделов фаз внутри керамических купратных ВТСП-материалов.

Практические результаты исследования заключаются в следующем:

разработан новый микроскопический подход, хорошо описывающий основные свойства псевдощелевого состояния ВТСП-купратов и новые псевдощелевые эффекты на транспортные свойства недолегированных, оптимально легированных ВТСП-купратов;

предсказаны возможности реализации сверхпроводимости при комнатной температуре в пластинчатых блоках и на квазидвумерных границах зерен и границах разделов фаз в определенных ВТСП-купратах, а также найдены возможные пути повышения критической температуры сверхпроводящего перехода в таких ВТСП-материалах до комнатной температуры.

Достоверность результатов исследования подтверждается применением хорошо апробированных методов квантовой механики и статистической физики, БКШ-подобного метода среднего поля фермионов, метода среднего поля бозонов, совпадением полученных теоретических результатов с экспериментальными данными.

Научная и практическая значимость результатов исследования.

Научная значимость результатов исследования заключается в расширении физических представлений о псевдощелевых явлениях и необычных (бозе-жидкостных) высокотемпературных сверхпроводимостях в легированных купратных сверхпроводниках и других родственных материалах.

Практическая значимость результатов исследования заключается в разработке полной и эмпирически адекватной теории псевдощелевых явлений и высокотемпературной сверхпроводимости в легированных купратах и её применении для расчета псевдощелей и сверхпроводящих параметров в ВТСП-материалах.

Внедрение результатов исследования. На основе научных результатов по развитию теории псевдощелевых и сверхпроводящих состояний дырочно легированных купратных высокотемпературных сверхпроводников:

развитая теория образования больших (би)поляронов в недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратах была использована зарубежными исследователями (ссылки в международных научных журналах *Semiconductor Physics Quantum Electronics and Optoelectronics*, 23 (2020) 282; *Molecular Crystals and liquid crystals* 751 (2023) 56; *Molecular crystals and liquid crystals* 766 (2023) 111). Использование научных результатов позволило раскрыть механизмы формирования поляронов и биполяронов в низкоразмерных системах, ответственных за образование псевдощелей и необычное металлическое поведение в псевдощелевых состояниях;

разработанная теория образования БКШ-подобной псевдощели в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах и предложенные фазовые диаграммы этих материалов, а также критерии бозонизации поляронных куперовских пар в них были использованы зарубежными исследователями (ссылки в международных научных журналах *Physica Scripta* 94 (2019) 055803; *Annalen der Physik* (2018) 1700235; *International Journal of Modern Physics B* 32 (2018) 1850130). Использование научных результатов позволило определить происхождения необычных (бозонных или фермионных) куперовских пар и связанной с ними БКШ-подобной псевдощели в ВТСП-купратах и других материалах;

развитая количественная микроскопическая теория бозе-жидкостной сверхпроводимости в ВТСП-купратах, установленные закономерности конденсации притягивающихся бозе газов куперовских пар в сверхтекучие бозе-жидкости, определенные природа необычных сверхпроводящих состояний ВТСП-купратов, необычные температурные зависимости сверхпроводящих параметров в них и предсказанные возможности реализации сверхпроводимости при комнатной температуре керамических ВТСП-купратов были использованы зарубежными исследователями (ссылки в международных научных журналах *Physica C* 562 (2019) 56; *Physics Letters A* 384 (2020) 126701; *New Journal of Physics* 24 (2022) 093026). Использование научных результатов позволило выяснить механизмы необычной

сверхпроводимости в этих материалах и определить их сверхпроводящие параметры.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на 8 международных и республиканских научно-практических конференциях.

Публикация результатов исследований. По теме диссертации опубликовано 20 научных работ, в том числе 10 статей в научных изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией для публикации основных научных результатов докторских диссертаций, из них 6 в зарубежных научных журналах.

Структура и объем диссертационной работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка использованной литературы. Объем диссертации составляет 191 страниц.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснованы актуальность и востребованность темы диссертации, сформулированы цель и задачи, выявлены объект, предмет и методы исследования, определено соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки и технологий в Республике Узбекистан, изложена научная новизна исследования, обоснована достоверность полученных результатов, раскрыта их теоретическая и практическая значимость, приведены краткие сведения о внедрении результатов, апробации работы и структуре диссертации.

В первой главе диссертации «**Электронная структура дырочно легированных купратов и различные теоретические подходы к их псевдощелям и сверхпроводящим состояниям**» приведен анализ теоретических исследований, посвященных электронной структуре дырочно-легированных купратов и различным теоретическим подходам к их псевдощелевым и сверхпроводящим состояниям. Анализ литературных данных показал, что несмотря на определенный прогресс, достигнутый в течение последних трех десятилетий в понимании псевдощелевых и необычных сверхпроводящих состояний в ВТСП-купратах, удовлетворительная и детальная количественная теория новых псевдощелевых и сверхпроводящих состояний в них не была построена. На основе сделанного анализа литературных данных в этой главе сформулированы цель и задачи данной диссертационной работы.

Во второй главе «**Теория псевдощелевых состояний в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах**» изложена теория новых псевдощелевых состояний в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах, развитая в рамках модели больших поляронов и модифицированной БКШ-подобной модели прекурсивного куперовского спаривания поляронных носителей в нормальном состоянии этих материалов. Получены более реалистические

фазовые диаграммы нормальных состояний различных ВТСП-купратов от слабо легированного до сильно сверхлегированного режима и описаны возможности существования двух различных типов псевдощелевых состояний выше T_c в температурном интервале $T_c < T^* < T_p$.

Дырочно-легированные ВТСП-купраты являются полярными материалами и образование в них больших поляронов, а также их спаривание в реальном и импульсном пространствах становятся возможными соответственно при сильных и промежуточных электрон-фононных взаимодействиях. В полярных купратных материалах дырочные носители тока, взаимодействующие как с акустическими, так и оптическими колебаниями решетки могут легко автолокализоваться в деформируемой решетке с образованием поляронных состояний, которые появляются внутри энергетической щели переноса заряда Δ_{CT} купратов. При этом образуются большие решеточные поляроны с энергией связи E_p .

Уровень Ферми ε_F больших поляронов лежит внутри щели переноса заряда и пороговая энергия для фотовозбуждения дырочного носителя из поляронного состояния в свободное состояние дырки определяется из выражения:

$$\Delta\varepsilon_F = \varepsilon_F^f - \varepsilon_F, \quad (1)$$

где $\varepsilon_F^f = \hbar^2(3\pi^2n_h)^{2/3}/2m_h^*$ – энергия Ферми квазисвободных дырок, появляющихся при легировании купратов в валентной зоне кислорода, $\varepsilon_F = \hbar^2(3\pi^2n_p)^{2/3}/2m_p$ – энергия Ферми больших поляронов, m_h^* – эффективная масса квазисвободных дырок в валентной зоне кислорода, n_h – концентрация таких свободных дырок, n_p – концентрация дырочных поляронов.

Пороговая энергия для термического возбуждения дырочного носителя из поляронного состояния в свободное состояние этого носителя или для термической диссоциации большого полярона будет также проявляться как поляронная псевдощель, величину которой можно приближенно определить из другого выражения:

$$\Delta_p = E_p - E_c, \quad (2)$$

где $E_c = e^2/\varepsilon_0 a_p$ – энергия кулоновского отталкивания между двумя большими поляронами, $a_p = (3/4\pi n_p)^{1/3}$ – среднее расстояние между этими поляронами, $n_p = n_a x$, n_a – концентрация атомов в ВТСП-купратах, x – уровень их легирования.

Таким образом, в зависимости от способов возбуждения ВТСП-купратов, величины поляронной псевдощели могут быть определены либо из уравнения (1), либо из уравнения (2). Определение поляронной псевдощели из уравнения (2) является более разумным приближением для изучения ее поведения при различных уровнях легирования и для сравнения такой псевдощели с аналогичной псевдощелью, наблюдаемой в различных ВТСП-материалах. Поэтому температуру перехода из обычного металлического

состояния в псевдощелевое металлическое состояние можно определить из соотношения:

$$T_p(x) = \Delta_p(x)/k_B. \quad (3)$$

Температура перехода в псевдощелевое состояние T_p уменьшается с увеличением уровня легирования x . Квантовая критичность (т.е. квантовый фазовый переход при температуре $T = 0$) происходит при некотором критическом уровне легирования $x = x_p$, которая называется квантовой критической точкой (ККТ), где T_p становится равной нулю.

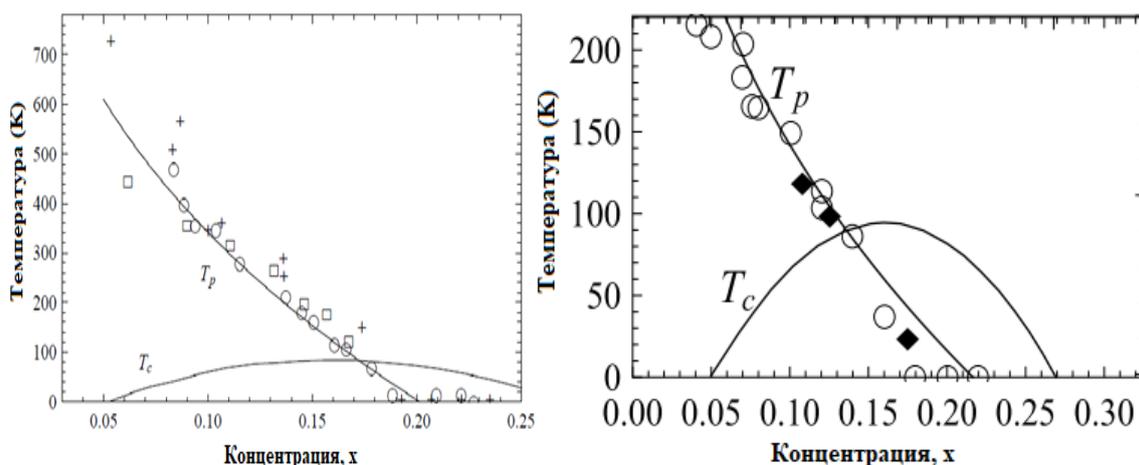


Рис.1. Зависимость температуры образования поляронной псевдощели $T_p(x)$ от уровня легирования x для $YBCO$ и $LSCO$, вычисленная с использованием выражений (2) и (3) и подгоночных параметров $E_p = 0.142$ эВ, $\epsilon_0 = 22$, $n_a = 1.2 \cdot 10^{22} \text{см}^{-3}$ и $E_p = 0.054$ эВ, $\epsilon_0 = 45$, $n_a = 5.3 \cdot 10^{21} \text{см}^{-3}$ соответственно для $YBCO$ и $LSCO$. Для сравнения показаны также экспериментальные результаты, соответствующие появлению псевдощели в $YBCO$ и $LSCO$

Далее нами рассмотрены механизмы куперовского спаривания поляронных носителей в легированных ВТСП-купратах при промежуточных электрон-фононных связях, при некоторой характеристической температуре $T^* > T_c$ в нормальном состоянии недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратов.

Применяя модифицированный БКШ формализм к взаимодействующему Ферми газу поляронов, гамильтониан этой системы с парным взаимодействием между поляронами можно написать в виде:

$$H_F = \sum_{k\sigma} \xi(\vec{k}) a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} + \sum_{\vec{k}\vec{k}'} V_p(\vec{k}, \vec{k}') a_{\vec{k}\uparrow}^+ a_{-\vec{k}\downarrow}^+ a_{-\vec{k}'\downarrow} a_{\vec{k}'\uparrow}, \quad (4)$$

где $\xi(\vec{k}) = \varepsilon(\vec{k}) - \varepsilon_F$ энергия поляронов, отсчитываемая от энергии Ферми ε_F , $\varepsilon(\vec{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m_p$ – кинетическая энергия полярона, \vec{k} и m_p – соответственно волновой вектор и масса полярона, $a_{k\sigma}^+$ ($a_{k\sigma}$) – оператор рождения

(уничтожения) полярона с проекцией спина σ ($=\uparrow$ или \downarrow), $V_p(\vec{k}, \vec{k}')$ – парный потенциал взаимодействия между большими поляронами. Гамильтониан (4) диагонализуется с помощью стандартного боголюбовского $u - v$ преобразования Ферми операторов. После такой диагонализации гамильтониана (4) нами определены энергии основного состояния поляронных куперовских пар и возбужденное состояние этих пар, разделенные при температуре $T = 0$ БКШ-подобной энергетической щелью (т.е. псевдощелью) $\Delta_F(\vec{k})$. При $T \neq 0$ БКШ-подобная псевдощель определяется из уравнения:

$$\Delta_F(\vec{k}, T) = - \sum_{\vec{k}'} V_p(\vec{k}, \vec{k}') \frac{\Delta_F(\vec{k}', T)}{E(\vec{k}', T)} \tanh \frac{E(\vec{k}', T)}{2k_B T} \quad (5)$$

где $E(k, T) = \sqrt{\varepsilon^2(k) + \Delta_F^2(k, T)}$ – спектр возбуждения куперовских пар поляронов.

Уравнение (5) трудно решить без упрощающих предположений. Поэтому, для определения температуры образования БКШ-подобной псевдощели T^* и величины этой псевдощели, целесообразно использовать модельный потенциал боголюбовского типа, который можно выбрать как:

$$V_p(\vec{k}, \vec{k}') = \begin{cases} V_c - V_{ph} & \text{для } |\varepsilon(\vec{k})|, |\varepsilon(\vec{k}')| \leq \varepsilon_A = E_p + \hbar\omega_{LO} \\ V_c & \text{для } \varepsilon_A \leq |\varepsilon(\vec{k}')|, |\varepsilon(\vec{k}')| < \varepsilon_c, \\ 0 & \text{для остальных случаях} \end{cases} \quad (6)$$

где V_c - отталкивательный кулоновский потенциал взаимодействия между поляронными носителями, V_{ph} - притягательный потенциал эффективного взаимодействия между этими носителями.

Используя модельный потенциал (6) и заменяя суммирование по \vec{k} интегралом по ε в уравнении (5), получаем следующее БКШ-подобное уравнение для определения энергетической щели Δ_F и температуры образования поляронных куперовских пар T^* :

$$\frac{1}{\lambda_F^*} = \int_0^{\varepsilon_A} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_F^2(T)}} \tanh \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_F^2(T)}}{2k_B T^*}, \quad (7)$$

Далее при $T = T^*$ и $\Delta_F(T^*) = 0$ находим следующее выражение для T^* :

$$k_B T^* \simeq 1.134 \varepsilon_A \exp \left[-\frac{1}{\lambda_F^*} \right] \quad (8)$$

где $\lambda_F^* = D_p(\varepsilon_F)\tilde{V}_p$ – БКШ-подобная константа связи, $D_p(\varepsilon_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми ε_F , $\tilde{V}_p = V_{ph} - V_c / (1 + D_p(\varepsilon_F)V_c \ln(\varepsilon_c / \varepsilon_A))$ – эффективный потенциал взаимодействия между поляронами, $\varepsilon_c \gg \varepsilon_A$. При $T = 0$ решая уравнение (7) для $\Delta_F(0)$, находим:

$$\Delta_F(0) = \frac{\varepsilon_A}{sh(1/\lambda_F^*)}. \quad (9)$$

Для определения зависимости характеристической температуры T^* образования БКШ-подобной псевдощели на поверхности Ферми ε_F от уровней легирования, можно аппроксимировать плотности состояния поляронов в простой форме $D_p(\varepsilon_F) = 1/\varepsilon_F$, где $\varepsilon_F = \hbar^2(3\pi^2 n_p)^{2/3} / 2m_p = \hbar^2(3\pi^2 n_a x)^{2/3} / 2m_p$. Тогда выражения (9) и (8) можно написать в виде:

$$\Delta_F(x) = \frac{\varepsilon_A}{\sinh[\hbar^2(3\pi n_a x)^{2/3} / 2m_p \tilde{V}_p]} \quad (10)$$

и

$$k_B T^* \simeq 1.134 \varepsilon_A \exp \left[-\frac{\hbar^2(3\pi n_a x)^{2/3}}{2m_p \tilde{V}_p} \right]. \quad (11)$$

Для иллюстрации поведения $T^*(x)$ в *LSCO* и *YBCO*, нами вычислены зависимости $T^*(x)$ при заданных значениях $\varepsilon_A \simeq 0.09$ эВ, $n_a = 5.3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $m_p = 2.1m_e$, $\tilde{V}_p = 0.05$ эВ и $\varepsilon_A = 0.12$ эВ, $n_a = 1.2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $m_p = 2.2m_e$ и $\tilde{V}_p = 0.05$ эВ соответственно для *LSCO* и *YBCO*. Проведено сравнение вычисленных кривых $T^*(x)$ с экспериментальными данными для *LSCO* (смотрите рисунок 2) и *YBCO* (смотрите рисунок 3).

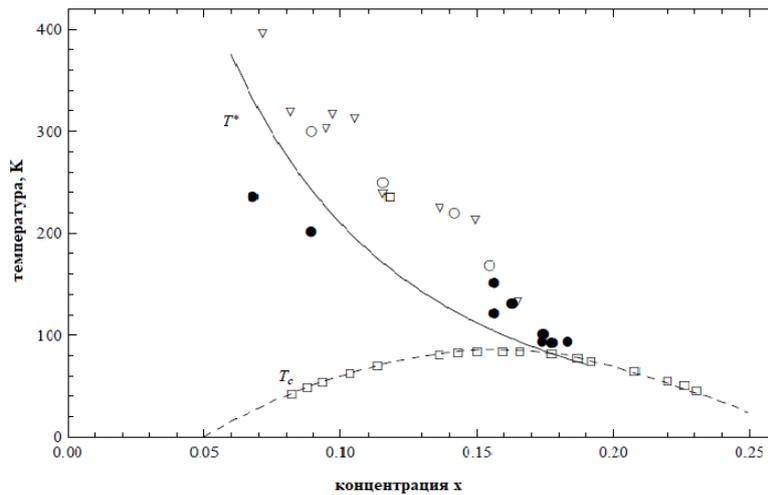


Рис. 2. Зависимость $T^*(x)$ в *LSCO*

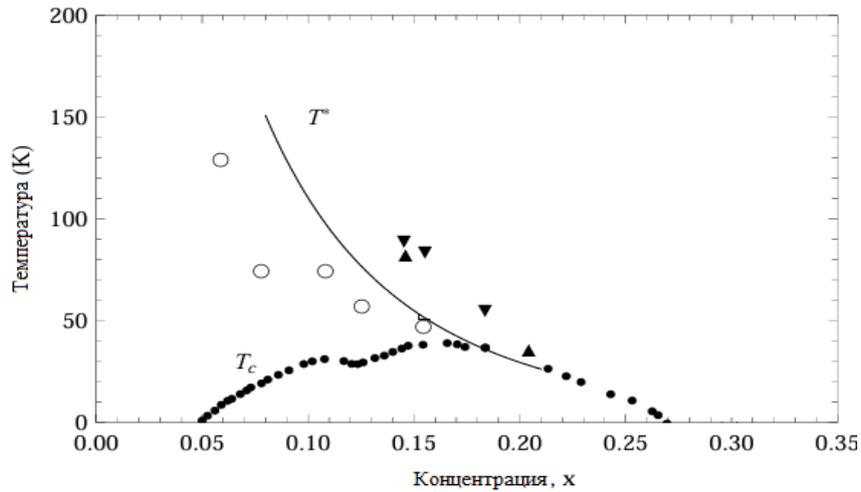


Рис. 3. Зависимость $T^*(x)$ в $YBCO$

Вышеприведенные количественные результаты по поляронной и БКШ-подобной спаривательной псевдощелям позволяют построить полную и истинную фазовую диаграммы нормальных состояний ВТСП-купратов $LSCO$ и $YBCO$, которые приведены на рисунках 4 и 5.

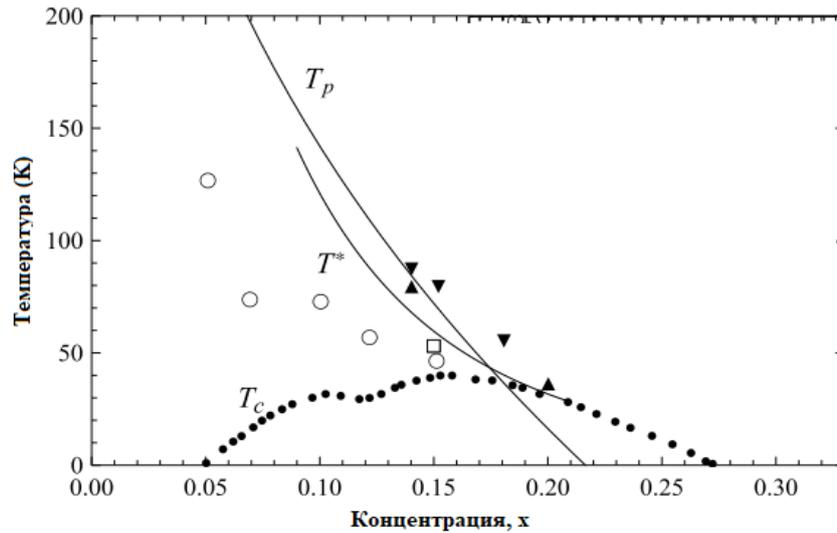


Рис. 4. Полная и реалистическая фазовая диаграмма нормальных состояний ВТСП материала $LSCO$

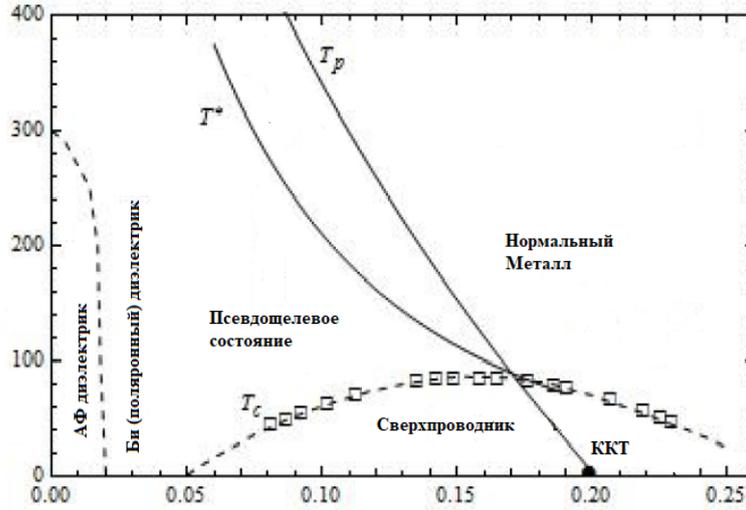


Рис. 5. Полная и реалистическая фазовая диаграмма нормальных состояний ВТСП материала YBCO

В третьей главе «Влияние псевдощелей на транспортные свойства дырочно-легированных ВТСП-купратов в их нормальном состоянии» изучено влияние псевдощелей на транспортные свойства дырочно-легированных ВТСП-купратов в их нормальном состоянии (выше T_c). Одним из важных необычных транспортных свойств ВТСП-купратов в нормальном состоянии является аномальная температурная зависимость их металлической проводимости или удельного сопротивления вдоль слоёв CuO_2 (вдоль так называемой ab –плоскости) ρ_{ab} .

При этом нами показано, что рассеяние больших поляронов на акустических и оптических фононах определяет температурную зависимость их металлической проводимости, и удельное сопротивление в недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратах выше характеристической температуры T^* . 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:

$$\frac{1}{\tau_p(\varepsilon)} = \frac{1}{\tau_a(\varepsilon)} + \frac{1}{\tau_o} \quad (12)$$

где $\tau_a = A_p/t\sqrt{\varepsilon}$ – время релаксация больших поляронов, рассеиваемых акустическими фононами; $A_p = \frac{\pi\hbar^2\rho_M v_s^2}{\sqrt{2}E_d^2 m_p^{3/2} k_B T^*}$; ρ_M –плотность массы атомов в ВТСП-купратах; $\tau_o = B_p \exp[\hbar\omega_{01}/k_B T^*]$ - время релаксация больших поляронов, рассеиваемых оптическими фононами; $B_p = \frac{4\sqrt{2}\pi\tilde{\varepsilon}(\hbar\omega_{01})^{3/2}}{m_p^{1/2}\omega_{01}^2 e^2}$, $t = T/T^*$, v_s –скорость звука, E_d –деформационный потенциал, $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_\infty/(1 - \eta)$,

$\eta = \varepsilon_\infty/\varepsilon_0$, ε_∞ и ε_0 соответственно высокочастотная и статическая диэлектрическая проницаемости, $\hbar\omega_0$ – энергия оптического фонона.

Из кинетических уравнений Больцмана в приближении времени релаксации получено следующее выражение для металлической проводимости больших поляронов выше T^* в слоях CuO_2 (т.е. ab –плоскости):

$$\sigma_{ab}(T > T^*) = \sigma_p(t > 1) = \frac{ne^2 B_p \exp(\alpha_p/t)}{m_{ab}[1+c_p(t)\sqrt{\varepsilon_F}]} \quad (13)$$

где n – концентрация поляронов, m_{ab} – масса полярона в CuO_2 слоях.

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

$$\sigma_p^*(t < 1) = \frac{ne^2 \int_{-\varepsilon_A}^{\varepsilon_A} \tau_p(\xi+\mu)(\xi+\varepsilon_F)^{3/2} \frac{\xi}{|\xi|} \left(1+\frac{\xi}{E}\right) \left(-\frac{\partial f_c}{\partial E}\right) d\xi}{3m_{ab} \int_0^\infty f_p(\varepsilon)\varepsilon^{1/2} d\varepsilon} \quad (14)$$

где $\tau_p(\xi + \mu)$ – время релаксации ферми компонент куперовских пар, $f_c = [\exp(E(k)/k_B T) + 1]^{-1}$, $E(k) = \sqrt{\xi^2(k) + \Delta_F^2}$.

Далее для вычисления вклада самих 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 записать в виде:

$$\begin{aligned} \sigma_B(T < T^*) &= 0.19 \frac{m_B^{3/2} e^2}{M_{ab} \hbar^3} \int_0^\infty \tau_B(\varepsilon) \varepsilon^{\frac{3}{2}} \left(-\frac{\partial f_B}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon = \\ &0.19 \frac{m_B^{3/2} e^2}{M_{ab} \hbar^3} \frac{B_c e^{\alpha_c/t}}{k_B T^* t} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2} e^{\varepsilon/k_B T^* t}}{(e^{\varepsilon/k_B T^* t} - 1)^2 (1 + \beta_c(t)\sqrt{\varepsilon})} d\varepsilon \end{aligned} \quad (15)$$

где $\beta_c(t) = B_c t \exp(\alpha_c/t)/A_c$, $\alpha_c = \hbar\omega_{02}/k_B T^*$.

Таким образом, полная результирующая металлическая проводимость возбужденных поляронных компонент куперовских пар и самих бозонных куперовских пар ниже T^* вдоль слоёв CuO_2 ВТСП-купратов определяется из выражения:

$$\sigma_{ab}(T < T^*) = \sigma_p^*(T < T^*) + \sigma_B(T < T^*) \quad (16)$$

Температурные зависимости удельного сопротивления недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратов вдоль их слоёв CuO_2 выше и ниже T^* , соответственно определяются из следующих выражений:

$$\rho_{ab}(T > T^*) = \rho_0 + \frac{1}{\sigma_{ab}(T > T^*)} \quad (17)$$

и

$$\rho_{ab}(T < T^*) = \rho_0 + \frac{1}{\sigma_{ab}(T < T^*)}, \quad (18)$$

где ρ_0 – остаточное сопротивление.

Эти выражения для $\rho_{ab}(T)$ позволяют получить теоретические кривые температурных зависимостей $\rho_{ab}(T)$, совпадающих с экспериментальными кривыми $\rho_{ab}(T)$ в различных ВТСП-купратах выше и ниже характеристической температуры T^* с использованием их собственных параметров. Сравнение полученных нами теоретических результатов для $\rho_{ab}(T)$ (сплошная кривая) с экспериментальными данными по $\rho_{ab}(T)$ (белые кружки) приведено на рисунке 6 для образцов $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $YBa_2(Cu_{1-x}Zn_x)_3O_{7-\delta}$. Для того, чтобы достичь хорошего согласия между теорией и экспериментом (смотрите рисунок 6), был использован следующий набор собственных параметров неделегированного ВТСП материала $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($z = 0.23$; $\delta > 0.5$) в наших численных расчетах: $v_s = 5.9 \cdot 10^5$ см/сек, $\rho_M = 6$ г/см³, $m_{ab} = 3.003 \cdot 10^{-27}$ г, $\tilde{\epsilon} = 5.1$, $m_p = 3.512 \cdot 10^{-27}$ г, $n = 1.31 \cdot 10^{21}$ см⁻³, $\hbar\omega_{o1} = 0.057$ эВ, $\hbar\omega_{o2} = 0.07$ эВ и $\rho_0 = 0,08$ МОм·см. Другие результаты численных расчетов $\rho_{ab}(T)$ в кристаллической тонкой пленке другого неделегированного ВТСП-материала $YBa_2(Cu_{1-x}Zn_x)_3O_{7-\delta}$ (с $x = 0.02$, $\delta = 0.28$ и $T_c = 30$ К) также сравнены с экспериментальными данными по $\rho_{ab}(T)$ для этого сверхпроводника (см. рисунок 6).

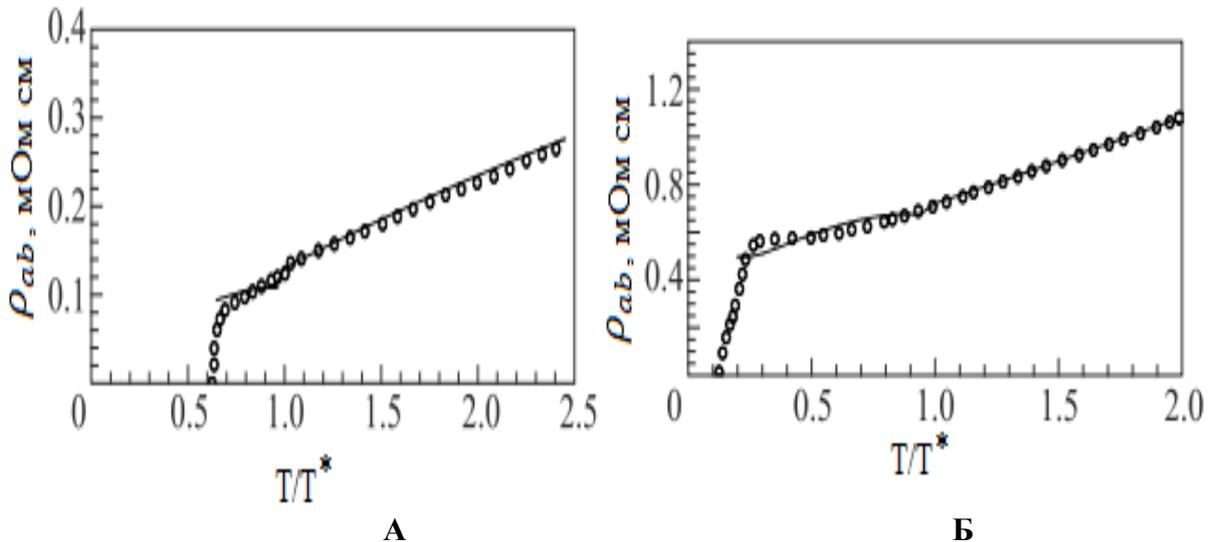


Рис. 6. Сравнение результатов численных расчетов температурных зависимостей удельного сопротивления $\rho_{ab}(T)$ (сплошная кривая) выше и ниже T^* с экспериментально наблюдаемыми температурными зависимостями $\rho_{ab}(T)$ в ВТСП-материалах $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (А) и $YBa_2(Cu_{1-x}Zn_x)_3O_{7-\delta}$ (Б)

Нами показано, что ярко выраженное линейное поведение $\rho_{ab}(T)$ ниже T^* в большинстве образцов ВТСП купратов напрямую связано с эффектом псевдощели Δ_F на проводимость возбужденных (диссоциированных) поляронных компонент куперовских пар, $\sigma_p^*(T < T^*)$, которая дает значительный вклад в результирующую проводимость $\sigma_{ab}(T < T^*)$ ниже T^* и этот вклад сравним с проводимостью бозонных куперовских пар $\sigma_B(T < T^*)$.

В четвертой главе «**Фермионная и Бозонная природа куперовских пар в дырочно-легированных ВТСП-купратах**» нами показаны возможности бозонизации поляронных куперовских пар и получены критерии их бозонизации в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах. Для того, чтобы судить о применимости любой теории сверхпроводимости к необычным сверхпроводникам, в частности, к ВТСП-купратам, в первую очередь следует выяснить фермионную или бозонную природу куперовских пар в них и только после этого необходимо построить соответствующую теорию сверхпроводимости фермионных или бозонных куперовских пар.

Фермионную или бозонную природу куперовских пар в сверхпроводниках можно определить путем сравнения размеров куперовских пар a_c со средним расстоянием между ними R_c . Для определения фермионной или бозонной природы куперовских пар мы можем использовать принцип неопределенности Гейзенберга:

$$\Delta x \Delta k \simeq 1/2, \quad (19)$$

где $\Delta x \sim a_c$ и $\Delta k = \Delta \varepsilon / \hbar v_F$ - соответственно неопределенности в координате и волновом векторе носителей зарядов, образующихся куперовских пар, a_c — размер куперовских пар, $\Delta \varepsilon$ — неопределенность в энергии носителей, v_F — скорость Ферми.

Неопределенность в энергии электронных (или дырочных) носителей при их куперовском спаривании будет порядка энергии связи куперовских пар $2\Delta_F(T)$. Тогда соотношение неопределенности (19) можно записать как:

$$a_c(T) \simeq \frac{\hbar}{2\Delta_F(T)} \sqrt{\frac{\varepsilon_F}{2m^*}}, \quad (20)$$

где m^* — эффективная масса носителей заряда.

Среднее расстояние между куперовскими парами приближенно можно определить из выражения:

$$R_c \simeq \left[\frac{3}{4\pi n_c} \right]^{1/3}, \quad (21)$$

где n_c — концентрация куперовских пар.

Согласно теории БКШ-подобного куперовского спаривания носителей, n_c определяется из уравнения:

$$n_c = \frac{\sqrt{2m^*{}^3}}{4\pi^2\hbar^3} \int_{-\varepsilon_A}^{+\varepsilon_A} \left[1 - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + \Delta_F^2}} \right] (\xi + \varepsilon_F)^{1/2} d\xi = \frac{\sqrt{2(m^*\varepsilon_F)^3}}{4\pi^2\hbar^3} \cdot I_A, \quad (22)$$

где

$$I_A = \int_{-x_A}^{+x_A} \left[1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + \Delta_F^{*2}}} \right] \sqrt{x+1} dx$$

$$\Delta_F^* = \Delta_F/\varepsilon_F, \quad x_A = \varepsilon_A/\varepsilon_F$$

куперовские пары являются фермионами, если выполняется следующее условие:

$$a_c > R_c \quad (23)$$

Используя выражения (20) и (21), это условие можно записать в виде:

$$\frac{R_c}{a_c} = \frac{2\Delta_F}{\varepsilon_F} \left[\frac{3}{4\pi n_c} \right]^{1/3} \sqrt{\frac{2m^*\varepsilon_F}{\hbar^2}} < 1 \quad (24)$$

Теперь, используя уравнение (21), мы можем записать условие (23) в виде:

$$\frac{\Delta_F}{\varepsilon_F} < \frac{1}{2} \left(\frac{I_A}{6\pi} \right)^{1/3} \quad (25)$$

Тогда условие, определяющее бозонный характер куперовских пар в необычных сверхпроводниках, можно написать в виде:

$$\frac{\Delta_F}{\varepsilon_F} > \frac{1}{2} \left(\frac{I_A}{6\pi} \right)^{1/3} \quad (26)$$

Вышеприведенный интеграл I_A можно оценить приближенно аналитически. Существенный вклад в этот интеграл дают только малые значения $x \ll 1$. Поэтому интеграл I_A можно записать как:

$$I_A \simeq \int_{-x_A}^{+x_A} \left[1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + \Delta_F^{*2}}} \right] dx = 2x_A = 2 \frac{\varepsilon_A}{\varepsilon_F} \quad (27)$$

Теперь общие и универсальные критерии, определяющие фермионную и бозонную природы куперовских пар в сверхпроводниках, после подстановки этого значения интеграла I_A в выражения (25) и (26) соответственно можно написать в виде:

$$\frac{\Delta_F}{\varepsilon_F} < 0.5 \left(\frac{x_A}{3\pi} \right)^{1/3} = 0.5 \left(\frac{\varepsilon_A}{3\pi\varepsilon_F} \right)^{1/3} \quad (28)$$

и

$$\frac{\Delta_F}{\varepsilon_F} > 0.5 \left(\frac{x_A}{3\pi} \right)^{1/3} = 0.5 \left(\frac{\varepsilon_A}{3\pi\varepsilon_F} \right)^{1/3} \quad (29)$$

Далее, используя уравнение (8), получаем другой критерий бозонизации поляронных куперовских пар в ВТСП-купратах:

$$\frac{\varepsilon_A}{\varepsilon_F} > \frac{sh^{3/2}(1/\lambda_F^*)}{2\sqrt{6\pi}} \quad (30)$$

Фазовые диаграммы, иллюстрирующие возможности существования двух разных типов фермионных и бозонных куперовских пар соответственно в БКШ- и Бозе - типах сверхпроводников, получены с использованием характеристических параметров ε_F , ε_A , Δ_F и λ_F^* и приведены на рисунке 7.

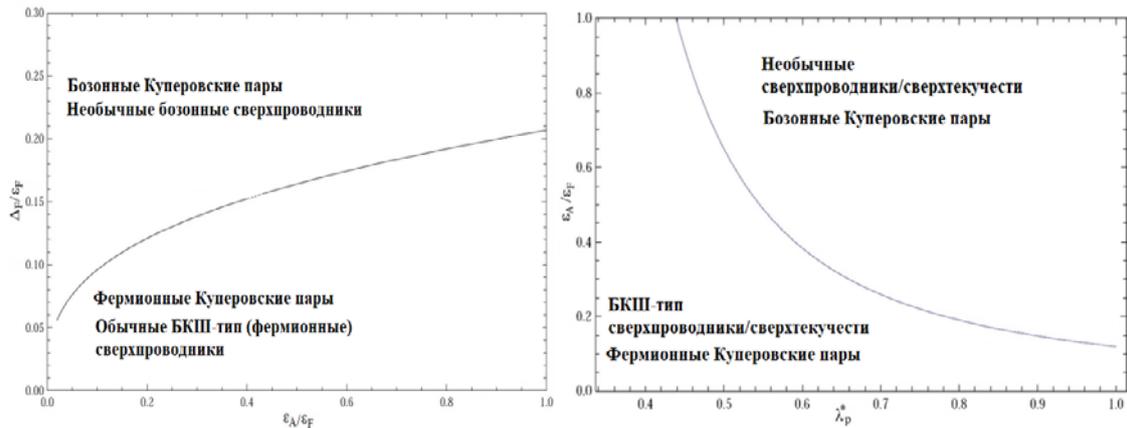


Рис. 7. Фазовая диаграмма состояний фермионных и бозонных куперовских пар образующихся соответственно в обычных (БКШ-тип) и необычных (Бозе-тип) купратных сверхпроводниках в зависимости от двух характеристических отношений $\varepsilon_A/\varepsilon_F$ и Δ_F/ε_F их собственных параметров и БКШ-подобной константы связи λ_F^* и характеристического отношения $\varepsilon_A/\varepsilon_F$

В пятой главе «Теория новых сверхпроводящих состояний и свойств недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратов» развита количественная микроскопическая теория, хорошо описывающая новые и необычные сверхпроводящие состояния и свойства дырочно-легированных ВТСП-купратов от недолегированного до сверхлегированного режима. Недолегированные и оптимально легированные ВТСП-купраты, имеющие малые энергии Ферми $\varepsilon_F \ll 1$, могут быть сверхтекучими бозе системами. Сверхпроводящие состояния и свойства этих материалов не могут быть объяснены в рамках различных БКШ-подобных теорий сверхтекучей фермижидкости или обычной бозе-эйнштейновской (БЭК) теории идеального и отталкивающего бозе газов. Для того, чтобы понять природу и происхождение новых сверхпроводящих состояний и свойств недолегированных, оптимально легированных и даже умеренно сверхлегированных ВТСП-купратов требуется более подходящая и эмпирически адекватная теория, описывающая новые

механизмы конденсации бозонных куперовских пар в сверхтекучие (сверхпроводящие) бозе жидкости в них.

В представлении вторичного квантования в приближении среднего поля гамильтониан не идеального бозе-газа с парным притягательным взаимодействием между бозонами имеет вид:

$$H_B = \sum_{\vec{k}} [\tilde{\varepsilon}(\vec{k}) c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}} - \Delta_B(\vec{k}) (c_{\vec{k}}^+ c_{-\vec{k}}^+ + c_{-\vec{k}} c_{\vec{k}} - B_{\vec{k}}^*)], \quad (31)$$

где $\tilde{\varepsilon}_B(\vec{k}) = \varepsilon(k) - \mu_B + V_B(0)\rho_B + \chi_B(\vec{k})$ – Хартри-Фоковская энергия бозонных квазичастиц, $\varepsilon(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_B$ – кинетическая энергия бозонов, $\chi_B(\vec{k}) = (1/\Omega) \sum_{\vec{k}'} V_B(\vec{k} - \vec{k}') n_B(\vec{k}')$, $n_B(\vec{k}) = \langle c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}} \rangle$ – оператор числа частиц, $\Delta_B(\vec{k}) = -(1/\Omega) \sum_{\vec{k}'} V_B(\vec{k} - \vec{k}') \langle c_{-\vec{k}'}^+ c_{\vec{k}'} \rangle$ – параметр когерентности бозонов, $\rho_B = (1/\Omega) \sum_{\vec{k}'} n_B(\vec{k}')$ – плотность бозонов, μ_B – химический потенциал свободных бозонов, $c_{\vec{k}}^+$ ($c_{\vec{k}}$) – оператор рождения (уничтожения) бозонов с волновым вектором \vec{k} , $V_B(\vec{k} - \vec{k}')$ – потенциал взаимодействия между бозонами, $B_{\vec{k}}^* = \langle c_{\vec{k}}^+ c_{-\vec{k}} \rangle$.

После стандартной процедуры диагонализации этого гамильтониана с помощью Боголюбовского $u - v$ преобразования можно получить:

$$H_B = W_0 + \sum_{\vec{k}} E_B(\vec{k}) (\alpha_{\vec{k}}^+ \alpha_{\vec{k}} + \alpha_{-\vec{k}}^+ \alpha_{-\vec{k}}), \quad (32)$$

где W_0 – энергия основного состояния бозе-жидкости

$$W_0 = \sum_{\vec{k}} [E_B(\vec{k}) - \tilde{\varepsilon}_B(\vec{k}) \Delta_B(\vec{k}) B_{\vec{k}}^*] \quad (33)$$

$E_B(\vec{k})$ – спектр возбуждения ферми-жидкости, определяемый из выражения:

$$E_B(\vec{k}) = \sqrt{\tilde{\varepsilon}_B^2(\vec{k}) - \Delta_B^2(\vec{k})}, \quad (34)$$

Параметры сверхтекучей бозе-жидкости $\Delta_B(\vec{k})$, ρ_B и $\chi_B(\vec{k})$ определяются самосогласованно из следующей системы интегральных уравнений:

$$\Delta_B(\vec{k}) = -\frac{1}{\Omega} \sum_{\vec{k}'} V_B(\vec{k} - \vec{k}') \frac{\Delta_B(\vec{k}')}{2E_B(\vec{k}')} \coth \frac{E_B(\vec{k}')}{2k_B T}, \quad (35)$$

$$N_B = \sum_{\vec{k}} n_B(\vec{k}) = \sum_{\vec{k}'} \left[\frac{\tilde{\varepsilon}_B(\vec{k}')}{2E_B(\vec{k}')} \coth \frac{E_B(\vec{k}')}{2k_B T} - \frac{1}{2} \right], \quad (36)$$

$$\chi_B(\vec{k}) = \frac{1}{\Omega} \sum_{\vec{k}'} V_B(\vec{k} - \vec{k}') \left[\frac{\tilde{\varepsilon}_B(\vec{k}')}{2E_B(\vec{k}')} \coth \frac{E_B(\vec{k}')}{2k_B T} - \frac{1}{2} \right]. \quad (37)$$

Как видно из уравнения (34), если $\tilde{\mu}_B = -\mu_B + V_B(0)\rho_B + \chi_B(0) = |\Delta_B(0)|$, то спектр возбуждения сверхтекучей бозе жидкости становится безщелевым при $k = 0$ и $k' = 0$. Этот случай соответствует одночастичной конденсации притягивающихся бозонов и появлению сверхтекучего одночастичного конденсата таких бозонов. Для того, чтобы получить самосогласованные решения уравнений (35), (36) и (37), члены $k = 0$ и $k' = 0$ в суммировании должны быть рассмотрены отдельно. Для того, чтобы упростить решение системы интегральных уравнений (35), (36) и (37), потенциал межбозонного взаимодействия $V_B(\vec{k} - \vec{k}')$, имеющий дальнедействующую притягательную часть V_{BA} и короткодействующую отталкивательную часть V_{BR} , можно выбрать в простом сепарабельном виде:

$$V_B(\vec{k} - \vec{k}') = \begin{cases} V_{BR} - V_{BA} & \text{for } 0 \leq \varepsilon(k), \varepsilon(\vec{k}') < \xi_{BA}, \\ V_{BR} & \text{for } \xi_{BA} \leq \varepsilon(k) \text{ or } \varepsilon(\vec{k}') < \xi_{BR}, \\ 0 & \text{for } \varepsilon(k), \varepsilon(\vec{k}') > \xi_{BR}, \end{cases} \quad (38)$$

где ξ_{BA} и ξ_{BR} – параметры образования соответственно для притягательной и отталкивательной частей потенциала межбозонного взаимодействия $V_B(\vec{k} - \vec{k}')$.

Далее на основе самосогласованного решения уравнений (35), (36) и (37) нами определены возможности образования двух новых и необычных сверхтекучих состояний 3D бозе-жидкости в ВТСП-купратах при парной и одночастичной конденсации притягивающихся бозонных куперовских пар ниже T_c . Используя модельный потенциал (38) и заменяя суммирование в уравнениях (35), (36) и (37) по \vec{k} и \vec{k}' интегрированием по ε можно получить следующие 3D интегральные уравнения, определяющие сверхпроводящий параметр порядка $\Delta_{SC} = \Delta_B$ и критическую температуру сверхпроводящего перехода T_c :

$$\frac{2}{D_B \tilde{V}_B} = \int_0^{\xi_{BA}} \sqrt{\varepsilon} \frac{\coth \left[\frac{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}}{2k_B T} \right]}{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}} d\varepsilon, \quad (39)$$

$$\frac{2\rho_B}{D_B} = \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} \left\{ \frac{\varepsilon + \tilde{\mu}_B}{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}} \coth \left[\frac{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}}{2k_B T} \right] - 1 \right\} d\varepsilon. \quad (40)$$

где $D_B = m_B^{3/2} / \sqrt{2\pi^2 \hbar^3}$ – плотность состояний бозонов, $\tilde{V}_B = V_{BA} - V_{BR}[1 + V_{BR}I_R]^{-1}$ – потенциал эффективного притягательного взаимодействия между

бозонами, $I_R \approx D_B [\sqrt{\xi_{BR}} - \sqrt{\xi_{BA}}]$. Численные решения и в некоторых случаях аналитические решения интегральных уравнений (39) и (40) позволяют нам определить критическую температуру сверхпроводящего перехода T_c и температурные зависимости сверхпроводящего параметра порядка $\Delta_B(T)$, химпотенциала $\tilde{\mu}_B(T)$ и энергетической щели $\Delta_g(T)$ в спектре возбуждения $E_B(\varepsilon)$ бозе-жидкости.

Как видно из рисунка 6 (а), в случае БЭК идеального бозе газа все бозоны при $T = 0$ находятся на наинижем энергетическом уровне с $\varepsilon = 0$. В случае одночастичной конденсации притягивающегося бозе газа только некоторая часть конденсированных бозонов будет находиться на наинижем энергетическом уровне даже при $T = 0$, а другая их часть будет находиться на энергетических уровнях с $\varepsilon > 0$ (смотрите рисунок 6 (б)). В случае парной конденсации притягивающегося бозе газа все бозоны будут находиться на энергетических уровнях с $\varepsilon > 0$ (смотрите рисунках 6 (с)). Так как при $\gamma_B > \gamma_B^*$ и $\Delta_g(T = 0) > 0$ все притягивающиеся бозоны, вовлеченные в парную конденсацию, будут заселять только энергетические уровни с $\varepsilon > 0$, т.е. в данном случае бозоны будут отсутствовать на наинижем энергетическом уровне с $\varepsilon = 0$.

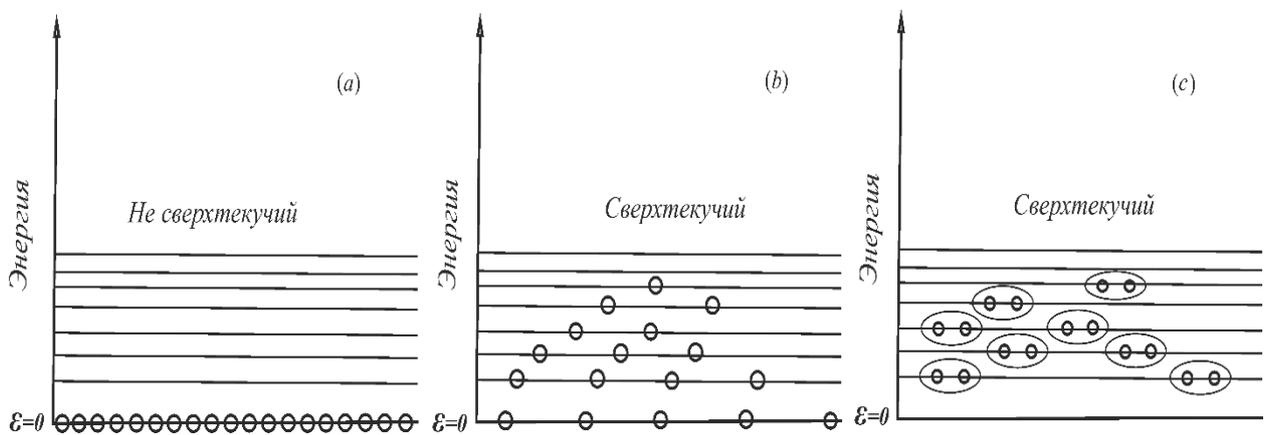


Рис. 8. Заселенность энергетических уровней в идеальных и взаимодействующих бозе-газах (схема). а – обычный БЭК невзаимодействующих бозонов при $T = 0$; б – одночастичная конденсация притягивающихся бозонов в бозе-сверхтекучесть при $T = 0$; с – парная конденсация притягивающихся бозонов в бозе-сверхтекучую жидкость при $T = 0$

Нами рассмотрен также случай взаимодействующей 2D бозе системы в ВТСП-купратах и изучены возможности образования парного и одночастичного сверхтекучего конденсата притягивающихся бозонов, приводящего к возникновению двух новых и отличительных сверхтекучих (сверхпроводящих) состояний в этой системе. Интегральные уравнения, определяющие сверхпроводящий параметр порядка Δ_B и критическую температуру сверхпроводящего перехода T_c в 2D бозе-жидкости, имеют вид:

$$\frac{1}{\gamma_B} = \int_0^{\xi_{BA}} \frac{\coth \left[\frac{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}}{2k_B T} \right]}{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}} d\varepsilon, \quad (41)$$

$$\frac{2\rho_B}{D_B} = \int_0^\infty \left\{ \frac{\varepsilon + \tilde{\mu}_B}{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}} \coth \left[\frac{\sqrt{(\varepsilon + \tilde{\mu}_B)^2 - \Delta_B^2}}{2k_B T} \right] - 1 \right\} d\varepsilon, \quad (42)$$

где $\gamma_B = D_B \tilde{V}_B$ – константа межбозонной связи в 2D сверхтекучей бозе-жидкости, ρ_B – плотность 2D притягивающихся бозонов, $D_B = m_B/2\pi\hbar^2$ – плотность состояний 2D бозонов. Парная конденсация притягивающихся 2D бозонов (например, бозонных куперовских пар) в сверхтекучей 2D бозе-жидкости в ВТСП-купратах происходит при $T > 0$ для любых значений $\gamma_B > 0$, как это показано на рисунке 9.

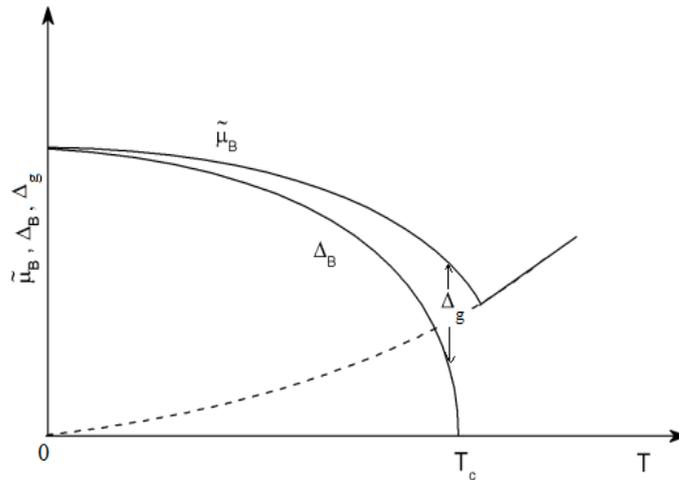


Рис. 9. Температурные зависимости химпотенциала $\tilde{\mu}_B$, параметра когерентности Δ_B и энергетической щели Δ_g сверхтекучей 2D бозе-жидкости в произвольных единицах энергии и температуры. Пунктирная кривая – температурная зависимость химпотенциала идеального бозе газа

Парная конденсация притягивающегося 2D бозе газа приводит к спариванию бозонов в импульсном пространстве, аналогичном куперовскому спариванию фермионов.

Используя вышеизложенную теорию 3D сверхтекучей бозе-жидкости нами определены характерные и необычные температурные зависимости сверхпроводящего параметра порядка и критического тока в ВТСП-материалах. В 3D бозонных купратных сверхпроводниках плотность критического тока определяется из выражения:

$$J_c(T) = 2e\rho_s(T)v_c(T), \quad (43)$$

где $\rho_s(T) = \rho_B - \rho_n(T)$ – плотность сверхтекучей части 3D бозе-жидкости или плотность сверхтекучих (т.е. невозбужденных) носителей тока, $\rho_n(T)$ – плотность нормальной части бозе-жидкости или плотность так называемых нормальных (т.е. возбужденных) носителей тока.

Результаты численных расчетов критического тока $J_c(T)$, которые получены с использованием уравнения (43) и выражений для $\rho_s(T)$ и $\rho_n(T)$, сравнены с экспериментальными данными, полученными для пленки ВТСП-купрата $YBCO$ и приведены на рисунке 10.

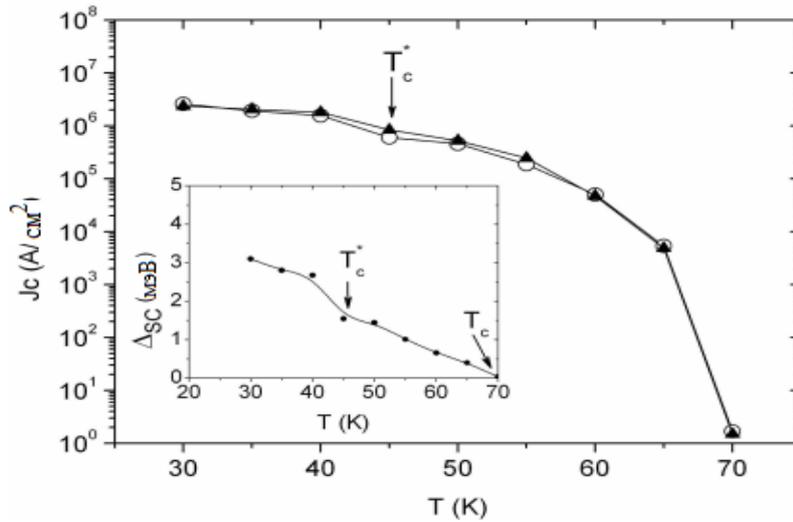


Рис. 10. Температурная зависимость плотности критического тока в пленке ВТСП-материала $YBCO$: экспериментальные данные (белые кружки) [192; с.1839]; численные расчеты с использованием уравнения (43) и следующих значений параметров 3D сверхтекучей бозе-жидкости: $\rho_B \approx 0.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $m_B = 4.6 \cdot m_e$ и $\xi_{BA} = 0.8 \text{ эВ}$ [132; с.2173] (сплошная кривая). На вставке показана температурная зависимость $\Delta_{SC}(T)$, проявляющая явно выраженную кинк-образную особенность вблизи $T_c^* \approx 0.45T_c$

Другим необычным сверхпроводящим свойством ВТСП-купратов, существенно отличающимся от свойств обычных металлических сверхпроводников и не наблюдавшимся ранее, является аномальная температурная зависимость их нижнего критического магнитного поля $H_{c1}(T)$, которая определяется из выражения:

$$H_{c1}(T) = \frac{\ln \chi(T)}{\sqrt{2} \chi(T)} H_c(T) \quad (44)$$

где $\chi(T) = \lambda_L(T)/\xi_c(T)$ – зависящий от температуры параметр Гинзбурга-Ландау, $\lambda_L(T) = (m_B c^2 / 16 \pi e^2 \rho_s(T))^{1/2}$ – лондоновское проникновение магнитного поля в сверхпроводник, $\xi_c(T) = \hbar / \sqrt{2 m_B \Delta_B(T)}$ – длина когерентности бозонных куперовских пар, $H_c(T) = 4 \pi R_w J_c(T) / c$ –

термодинамическое критическое магнитное поле, c – скорость света, R_w – радиус сверхпроводящей проволоки.

Результаты наших численных расчетов температурной зависимости $H_{C1}(T)$ сравнены с экспериментальными данными по $H_{C1}(T)$ для ВТСП-материала $YBCO$ и показаны на рисунке 11.

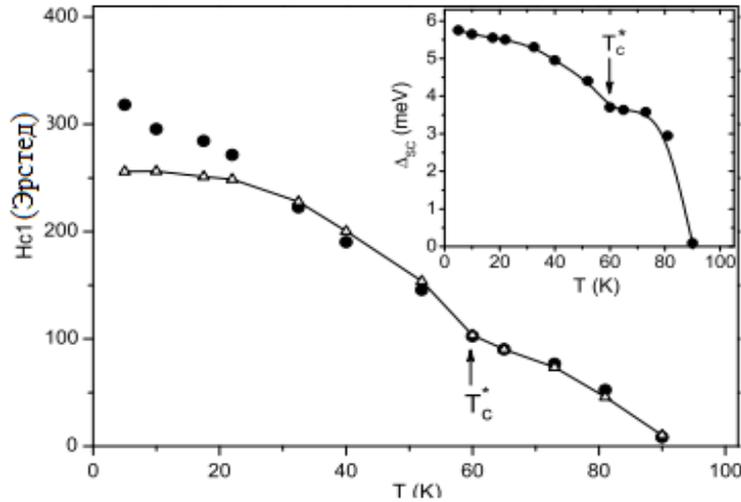


Рис. 11. Температурная зависимость нижнего критического магнитного поля $H_{C1}(T)$, измеренная в ВТСП-материале $YBCO$ (черные кружки) и вычисленная с использованием уравнения (44) и следующих значений параметров 3D сверхтекучей бозе-жидкости: $\rho_B \approx 1.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $m_B = 4.4 \cdot m_e$, $R_w = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ и $\xi_{BA} = 0.8 \text{ эВ}$ (сплошная кривая). На вставке показана температурная зависимость $\Delta_{SC}(T) = \Delta_B(T)$ проявляющая явно выраженную кинк-образную особенность вблизи $T_c^* \approx 60 \text{ K}$

Аналитические решения интегральных уравнений (39) и (40) целесообразно использовать для получения приближенного выражения для T_c в 3D бозонных (купратных) сверхпроводниках. При промежуточной межбозонной связи ($0.3 \lesssim \gamma_B \lesssim 0.8$) температуру сверхпроводящего перехода T_c в 3D ВТСП-купратах можно определить приближенно из выражения:

$$T_c = T_c^{3D} \approx T_{\text{БЭК}}^* \left[1 + c_0 \gamma_B \sqrt{\sqrt{2} k_B T_{\text{БЭК}}^* / \hbar \omega_0} \right] \quad (45)$$

Температура сверхпроводящего перехода T_c^{2D} в 2D бозонных сверхпроводниках может быть определена посредством аналитического решения уравнений (41) и (42). Выражение для T_c^{2D} имеет следующий вид:

$$T_c^{2D} = - \frac{T_0^*}{\ln[1 - \exp(-2\gamma_B / (2 + \gamma_B))]} , \quad (46)$$

где $T_0^* = 2\pi \hbar^2 \rho_B / k_B m_B^*$.

Вышеприведённая полная и адекватная количественная теория псевдощелевых и новых сверхпроводящих состояний дырочно-легированных ВТСП-купратов позволила нам построить истинные и детальные фазовые диаграммы этих сложных (т.е. запутанных) материалов, которые приведены на рисунке 12.

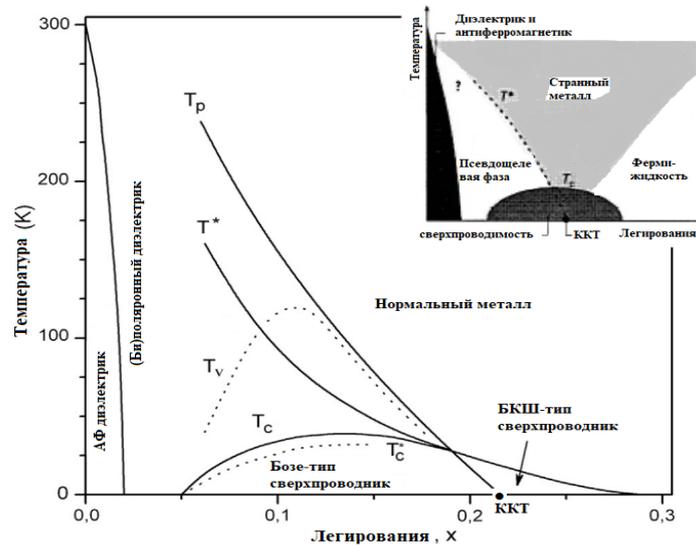


Рис. 12. Полная и истинная фазовая диаграммы ВТСП-материала *LSCO* от недолегированного до сверхлегированного режима

Нами исследованы возможности существования 3D и 2D сверхпроводящих фаз в керамических купратных сверхпроводниках при различных температурных интервалах предсказуемых теорией 3D и 2D сверхтекучих бозе жидкостей. Предсказано существование остаточной 2D сверхпроводимости, сохраняющейся на границах зерен и интерфейсах, а также в многопластинчатых блоках внутри керамических ВТСП-материалов, может способствовать достижению комнатно-температурной сверхпроводимости при атмосферном давлении. Результаты наших численных расчетов критической температуры сверхпроводящего перехода T_C^{2D} в таких ВТСП-материалах как функции константы межбозонной связи γ_B приведены на рисунке 13.

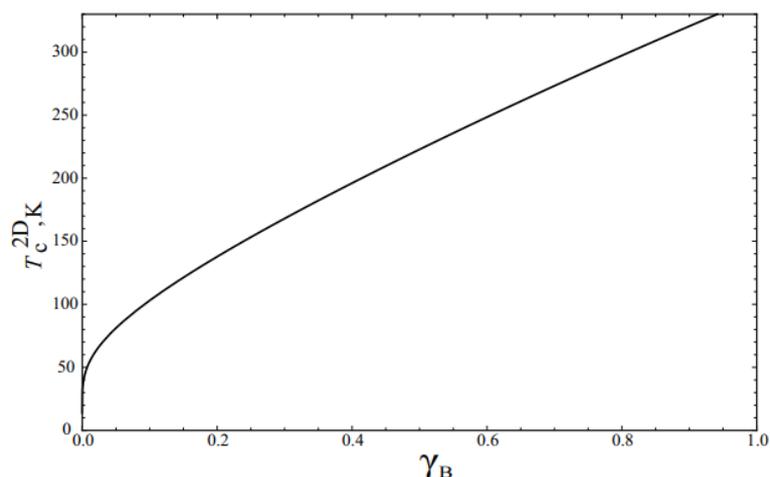


Рис. 13. Критическая температура сверхпроводящего перехода T_c^{2D} на 2D участках керамических ВТСП-материалов [216] как функция константы межбозонной связи γ_B при следующих значениях параметров: $m_p = 3m_e$, $m_B = 2m_p$, $m_B^* = 1.05m_B$ и $\rho_B = 2.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$

Как видно из рисунка 13, при определенных значениях ρ_B и m_B^* критическая температура T_c^{2D} , сильно зависящая от γ_B , достигает уровня комнатной температуры при $\gamma_B \gtrsim 0.8$. При этом предложена модель, описывающая переход из режима объёмной (3D) высокотемпературной сверхпроводимости в режим сильно усиленной поверхностной (2D) высокотемпературной сверхпроводимости в чередующихся 3D/2D сэндвич-слоях. Эта модель предсказывает возможный путь реализации комнатно-температурной сверхпроводимости в искусно синтезированных новых керамических купратных материалах, признаки которой уже экспериментально обнаружены в таких ВТСП-купратах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам исследований, проведенных по теме докторской диссертации «Развитие теории новых псевдощелевых и сверхпроводящих состояний дырочно легированных купратных высокотемпературных сверхпроводников», представлены следующие выводы:

1. Развита полная и адекватная количественная теория, хорошо описывающая новые псевдощелевые состояния в дырочно-легированных ВТСП-купратах, связанные с образованием поляронов и куперовских пар поляронов.
2. Показано, что новая поляронная псевдощель Δ_p существует в металлическом состоянии ВТСП-купратов от недолегированного до сверхлегированного режима и исчезает только при определенном критическом уровне сверхлегирования $x = x_p$ (т.е. в так называемой ККТ).
3. Доказано, что необычная БКШ-подобная энергетическая щель Δ_F будет существовать в металлическом состоянии ВТСП-купратов как псевдощель от недолегированного до сверхлегированного режима и она

- становится обычной БКШ щелью (т.е. сверхпроводящим параметром порядка) только в сверхлегированных купратах.
4. Показано, что поляронная и БКШ-подобная псевдощели являются ответственными за аномальные металлические проводимости дырочно легированных ВТСП-купратов выше T_c .
 5. Впервые показаны возможности бозонизации поляронных куперовских пар и получены критерии их бозонизации в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах.
 6. Развита количественная микроскопическая теория, хорошо описывающая новые и необычные сверхпроводящие состояния и свойства дырочно-легированных ВТСП-купратов от недолегированного до сверхлегированного режима.
 7. Установлены закономерности одночастичной и парной конденсации притягивающихся 3D и 2D бозе газов поляронных куперовских пар в сверхтекучие (сверхпроводящие) бозе-жидкости в ВТСП-купратах, где необычная сверхпроводимость связана со сверхтекучестью парного и одночастичного конденсатов притягивающихся бозонов.
 8. Установлена истинная природа новых и необычных сверхпроводящих состояний и свойств ВТСП-купратов.
 9. Определены характерные и необычные температурные зависимости сверхпроводящего параметра порядка, критического тока и нижнего критического магнитного поля в ВТСП-купратах на основе количественных (численных) расчетов и сравнения полученных теоретических результатов с экспериментальными данными.
 10. Впервые предложена полная количественная фазовая диаграмма нормальных и сверхпроводящих состояний дырочно-легированных ВТСП-купратов, показывающая существование различных псевдощелевых и сверхпроводящих режимов в зависимости от температуры и уровня их легирования.
 11. Впервые предсказаны и определены возможности реализации комнатно-температурной сверхпроводимости в квази-2D пластинчатых блоках и на границах зерен и интерфейсах (границах раздела сверхпроводящих фаз) внутри керамических купратных материалов.

**SCIENTIFIC COUNCIL No.DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 ON AWARD
OF SCIENTIFIC DEGREES AT THE INSTITUTE OF NUCLEAR
PHYSICS**

INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS

DJUMANOV SHERZOD SAFARALIYEVICH

**DEVELOPMENT OF THE THEORY OF PSEUDOGAP AND
SUPERCONDUCTING STATES OF HOLE-DOPED CUPRATE HIGH-
TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS**

01.04.07 – Condensed matter physics

DISSERTATION ABSTRACT
of the doctor of science (DSc) on physical and mathematical sciences

Tashkent – 2024

The theme of the doctoral dissertation (DSc) was registered in the Higher Attestation Commission under the Ministry of Higher Education, Science and Innovation of the Republic of Uzbekistan under number B2024.4.DSc/FM60.

The doctoral 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 consultant: **Tashmetov Mannab Yusupovich**
doctor of physical and mathematical sciences, professor

Official opponents: **Nuritdinov Izzatillo**
doctor of physical and mathematical sciences, professor

Jumayev Mustaqim Rofiyevich
doctor of physical and mathematical sciences, professor

Gulyamov Gafur
doctor of physical and mathematical sciences, professor

Leading organization: **Fergana State University**

The defense of the dissertation will be held on “_” _____, 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) 289-31-18; fax (+99871) 289-36-65; e-mail: info@inp.uz).

The doctoral 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 “_” _____.
(Registry record No. ___ dated “_” _____).

I.I. Sadikov
Deputy Chairman of the Scientific Council on award
of Scientific degrees, D.T.S., academician

O.R.Tojiboyev
Scientific secretary of the Scientific Council on award
of Scientific degrees, PhD.ph.-m.s

E.M.Tursunov
Chairman of the Scientific Council on award
of Scientific degrees, D.Ph.-M.S., professor

INTRODUCTION (annotation of doctoral (DSc) dissertation)

The aim of the research is the construction of a consistent and adequate quantitative theory of pseudogap and superconducting states of hole-doped HTSC cuprates, the determination of the true mechanisms of formation of two different types of pseudogaps and Bose-liquid superconductivities.

The tasks of the research:

to develop a complete and adequate quantitative theory of pseudogap states in hole-doped HTSC cuprates;

to determine the possibilities of forming a non-pairing (polaron) pseudogap in underdoped, optimally doped and moderately overdoped HTSC cuprates;

to determine the possibilities of forming a pairing BCS-like pseudogap in underdoped, optimally doped and moderately overdoped HTSC cuprates;

to construct complete and empirically adequate quantitative phase diagrams of normal states of hole-doped HTSC cuprates LSCO and YBCO and to determine the exact locations of CQDs on these phase diagrams

to study the effect of pseudogaps on the transport properties of hole-doped HTSC cuprates in their normal state (above T_c);

to develop an adequate quantitative theory of Bose-liquid high-temperature superconductivity in hole-doped HTSC cuprates;

to determine the possibilities of bosonization of polaron Cooper pairs in underdoped, optimally doped and moderately overdoped HTSC cuprates;

to study the distinctive patterns of single-particle and pair condensation of the attracting Bose gas of polaron Cooper pairs into superconducting states in HTSC cuprates;

to determine the characteristic and unusual temperature dependences of the main superconducting parameters (i.e. the superconducting order parameter, the critical current and the lower critical magnetic field) of HTSC cuprates based on quantitative theoretical calculations and to compare them with experimental data;

to study new isotopic effects on the critical temperatures T_c of the superconducting transition in unusual bosonic HTSC cuprates;

to obtain a complete and adequate phase diagram of the superconducting and normal states of hole-doped HTSC cuprates;

to determine the possibilities of realizing room-temperature superconductivity in certain HTSC cuprates containing plate-like blocks and quasi-two-dimensional grain boundaries and phase boundaries.

The object of the research is hole-doped HTSC cuprates.

The subject of the research are new pseudogap and superconducting states in HTSC cuprates at different levels of their doping.

The scientific novelty of the research is as follows:

a complete quantitative theory based on the large polaron model and the BCS-like Cooper pairing model of polarons has been developed, which adequately describes the possibilities of pseudogap states formation in hole-doped HTSC cuprates;

the possibilities of formation of a polaron pseudogap in underdoped, optimally doped and moderately overdoped HTSC cuprates, which disappears at the quantum critical point, and the existence of an unusual BCS-like energy gap in the metallic state have been demonstrated;

it has been shown that polaron carrier scattering on lattice vibrations and the appearance of a BCS-like pseudogap on the Fermi surface are responsible for unusual metallic conductivities in underdoped and optimally doped HTSC cuprates;

the criteria (possibilities) of bosonization of polaron Cooper pairs in HTSC cuprates were obtained and a complete quantitative microscopic theory of Bose-liquid superconductivity in these materials was developed, adequately describing their new and unusual superconducting states and properties;

the patterns of single-particle and pair condensation of attracting 3D and 2D Bose gases of polaron Cooper pairs into superfluid (superconducting) Bose liquids in HTSC cuprates and the true nature of their new and unusual superconducting states and properties were established;

the characteristic and unusual temperature dependences of the superconducting order parameter, critical current and lower critical magnetic field in hole-doped HTSC cuprates were determined based on quantitative calculations and their best agreement with experimental data;

for the first time, a complete quantitative phase diagram of normal and superconducting states of hole-doped HTSC cuprates was proposed, showing the existence of various pseudogap and superconducting regimes depending on the temperature and level of their doping; for the first time, the possibilities of implementing superconductivity at room temperature in quasi-two-dimensional plate blocks, as well as at grain boundaries and phase boundaries inside ceramic cuprate HTSC materials were predicted and determined.

Implementation of the research results. Based on scientific results on the development of the theory of pseudogap and superconducting states of hole-doped cuprate high-temperature superconductors:

the developed theory of the formation of large (bi)polarons in underdoped and optimally doped HTSC cuprates was used by foreign researchers (references in international scientific journals *Semiconductor Physics Quantum Electronics and Optoelectronics*, 23 (2020) 282; *Molecular Crystals and liquid crystals* 751 (2023) 56; *Molecular crystals and liquid crystals* 766 (2023) 111). The use of scientific results made it possible to elucidate the mechanisms of the formation of polarons and bipolarons in low-dimensional systems, which in low-dimensional systems are responsible for the formation of pseudogaps and for unusual metallic conductivities in them in pseudogap states;

the developed theory of the formation of the BCS-like pseudogap in underdoped, optimally doped and moderately overdoped HTSC cuprates and the proposed phase diagrams of these materials, as well as the bosonization criteria of polaron Cooper pairs in them were used by foreign researchers (references in international scientific journals *Physica Scripta* 94 (2019) 055803; *Annalen der Physik* (2018) 1700235; *International Journal of Modern Physics B* 32 (2018) 1850130). The use of scientific results made it possible to determine the origin of

unusual (boson or fermion) Cooper pairs and the associated BCS-like pseudogap in HTSC cuprates and other materials;

the developed quantitative microscopic theory of Bose-liquid superconductivity in HTSC cuprates, the established laws of condensation of attracting Bose gases of Cooper pairs into superfluid Bose liquids, the determined nature of unusual superconducting states of HTSC cuprates, unusual temperature dependences of superconducting parameters in them and the predicted possibilities of realizing superconductivity at room temperature of ceramic HTSC cuprates were used by foreign researchers (references in international scientific journals *Physica C* 562 (2019) 56; *Physics Letters A* 384 (2020) 126701; *New Journal of Physics* 24 (2022) 093026). The use of scientific results made it possible to clarify the mechanisms of unusual superconductivity in these materials and determine their superconducting parameters.

Volume and structure of the dissertation. The dissertation consists of an introduction, five chapters, a conclusion, and a list of references. The volume of the dissertation is 191 pages.

ЭЪЛОН ҚИЛИНГАН ИШЛАР РЎЙХАТИ
СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ
LIST OF PUBLISHED WORKS

I бўлим (Часть I; Part I)

1. Dzhumanov S., Karimboev E.X., Djumanov Sh.S. Underlying mechanisms of pseudogap phenomena and Bose-liquid superconductivity in high- T_c cuprates// *Physics Letters A.* – Elsevier: Netherlands, 2016. – Vol.380. – p.2173-2180 (№1. Web of Science; IF=2.3).
2. Dzhumanov S., Yavidov B.Ya., Djumanov Sh.S. In-plane normal-state conductivity from underdoped to overdoped cuprate superconductors // *Uzbek Journal of Physics.* – Tashkent, 2016. – Vol.18. – p.100-111 (01.00.00. №5).
3. Dzhumanov S., Baimatov P.J., Inoyatov Sh.T., Gulyamov A.G., Djumanov Sh.S. Formation of intermediate coupling optical polarons and bipolarons in two-dimensional systems // *Physics Letters A.* – Elsevier: Netherlands, 2019. – Vol.383. – p.1330-1335 (№1. Web of Science; IF=2.3).
4. Dzhumanov S., Oksengendler B.L., Djumanov Sh.S. Specific criteria for BCS-type cuprate superconductivity and peculiar isotope effects on the critical superconducting transition temperature// *Pramana-Journal of Physics.* – Springer (India), 2020. – Vol.94. – p.22 (№1. Web of Science; IF=1.9).
5. Джуманов С., Маликов Ш.Р., Джуманов Ш.С. Теория металлической проводимости ВТСП-купратов // *Доклады Академии наук Республики Узбекистан.* – Ташкент, 2021. – № 2. – С.32-38 (01.00.00. №7).
6. Dzhumanov S., Toshov J.B., Djumanov Sh.S. Novel isotope effects on the critical temperature of the superconducting transition in high- T_c cuprates // *Доклады Академии наук Республики Узбекистан.*-Ташкент, 2021. – №6. – С.26-30 (01.00.00. №7).
7. Dzhumanov S., Malikov Sh.R., Djumanov Sh.S. Unusual metallic conductivity of high- T_c cuprates // *Eurasian Journal of Physics and Functional Materials.* – Astana, 2021. – Vol.5. – No. 3. – pp.183-191 (№3. Scopus; IF=1.1).
8. Dzhumanov S., Malikov Sh.R., Djumanov Sh.S. Pseudogap state and unusual metallic conductivity in high- T_c cuprate superconductors // *Low Temperature Physics.* – American Institute of Physics (USA), 2022. – Vol.48. – No 1. – pp.79-86 (№3. Scopus; IF=3.3).
9. Dzhumanov S., Soloviov A.L., Vovk R.V., Grinyov B.V., Djumanov Sh.S. The possibility of realizing room-temperature superconductivity in high- T_c cuprates in their two-dimensional sandwich layers // *Functional Materials.* –National Academy of Sciences of Ukraine: Ukraine, 2022. – Vol.29. – №4. – p.475-480 (№3. Scopus; IF=0.7).
10. Джуманов С., Тошов Ж.Б., Джуманов Ш.С. Необычные псевдощелевые состояния в легированных купратных высокотемпературных сверхпроводниках // *Доклады Академии наук Республики Узбекистан.* – Ташкент, 2023. – № 2. – С.22-31 (01.00.00. №7).

II бўлим (Часть II; Part II)

11. Dzhumanov S., Gulamova D.D., Djumanov Sh.S. Signatures of room-temperature superconductivity emerging in two-dimensional domains within the new Bi/Pb-based ceramic cuprate superconductors // Физика. Научный журнал. – Институт физико-технических проблем и материаловедения им. академика Ж. Жеенбаева, НАРК, Бишкек (Киргизия), 2023. – №1. – p.31-35.
12. Djumanov Sh.S. Pseudogap phenomena and novel isotope effects on the pseudogap formation temperature in high- T_c superconductors // The Bulletin of Young Scientists. - Tashkent: Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan, 2019.- No. 1 (3).- pp. 56.
13. Malikov Sh.R., Djumanov D.S., Djumanov Sh.S. Unconventional isotope effects on the superconducting critical temperature in bosonic cuprate superconductors // «Фундаментальные и прикладные вопросы физики»: Труды Международной конференции 22-23 сентября 2020.- Ташкент: НПО «Физика-Солнце» АН РУз, 2020. - С.36.
14. Dzhumanov S., Malikov Sh.R., Djumanov Sh.S. Possibilities of realizing room-temperature superconductivity in stratified areas of new cuprate superconductors // “Modern Problems of Nuclear Energetics and Nuclear Technologies”: Book of Abstracts of International Conference, November 23-25, 2021. - Tashkent: Institute of Nuclear Physics, 2021. - p. 154-157.
15. Dzhumanov S., Malikov Sh.R., Djumanov Sh.S. Real and peculiar isotope effects on the critical temperature of the superconducting transition in high- T_c cuprates// III International Scientific Forum “Nuclear Science and Technologies”, September 20-24, 2021. Book of Abstracts. – Almaty (Kazakhstan), 2021. - p.99.
16. Тошов Ж.Б., Джуманов С., Джуманов Ш.С. Комнатно-температурной сверхпроводимости реализующихся на границах зёрен и межфазных границах разделов в новых купратных высокотемпературных сверхпроводниках// «Актуальные проблемы системы электроснабжения»: Труды Международной научно-технической конференции, 25-26 ноября 2021. – Ташкент: Ташкентский государственный технический университет имени Ислама Каримова, 2021. – С.354.
17. Dzhumanov S., Khidirov I., Nodirbekov M.S., Djumanov Sh.S. Novel superconducting states and room-temperature superconductivity in doped cuprates with small fermi energies // «Сильно коррелированные электронные системы квантовые критические явления»: XIX Конференция, ФИАН (Москва), 26 Мая 2022. – М.- Ижевск: Институт компьютерных технологий, 2022. – С.138.
18. Dzhumanov S., Turmanova U.M., Mayinova U.K., Karimbaev E.X., Djumanov Sh.S. Distinctive superconducting states and properties of doped high- T_c cuprates// IV International Scientific Forum “Nuclear Science and Technologies”, September 26-30, 2022. Book of Abstracts. – Almaty (Kazakhstan), 2022. - p. 80.

19. Dzhumanov S., Tashmetov M.Yu., Sheraliev M.U., Zaripov O.O., Djumanov Sh.S. Specific criteria for determining the fermionic and bosonic natures of Cooper pairs in doped cuprate superconductors // V Международный научный форум «Ядерная наука и технологии». Тезисы докладов. РГП на ПХВ «Институт ядерной физики» Министерства энергетики Республики Казахстан, 2024. – 143 с.