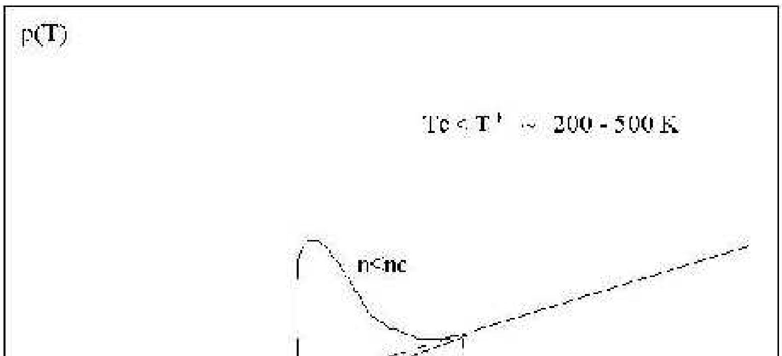
ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

НАМАНГАН ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

П.Ж. БАЙМАТОВ А.А.ПУЛАТОВ Ш.Т. ИНОЯТОВ О.А.АХМЕДОВ

ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК ФИЗИКАСИ АСОСЛАРИ

(ЎҚУВ УСЛУБИЙ ҚЎЛЛАНМА)



НАМАНГАН - 2012

Ушбу ўқув услубий қўлланма НамДУ ўқув услубий кенгашининг “ ”____ 20___ йилдаги йиғилишида тасдиқланган

Баённома № ___

Ўқув услубий қўлланма НамДУ физика математика факультети услубий кенгашининг_________ 20____ йилдаги йиғилишида тасдиқланган

Баённома № ___

Ўқув услубий қўлланма физика кафедраси услубий кенгашининг ______ 20_______ йилдаги йиғилишида тасдиқланган

Баённома № ___

Тақризчилар : доц. Х. Қўчқоров
доц. И.Улуханов

СЎЗ БОШИ

Ушбу услубий қўлланма “Квант механикаси”, “Статистик физика”, “Қаттиқ жисмлар физикаси” курсларини ўрганаётган ва бакалавр даражасини олиш учун тахсил олаётган талабаларга мўлжалланган.

Ўта ўтказувчанлик физикаси бўйича адабиётлар етарлича топиш мумкин, айниқса рус тилида талайгина, ўзбек тилида эса деярли йўқ. Бу услубий қўлланмада ўта ўтказувчанлик ходисасининг мохияти, тажрибаларда намоён бўлиши, назарий асослари хақида ва шу жумладан, хозирги кундаги долзарб физик масалалардан бири бўлмиш юқори температурали ўта-ўтказувчанлик хақида хам сўз боради.

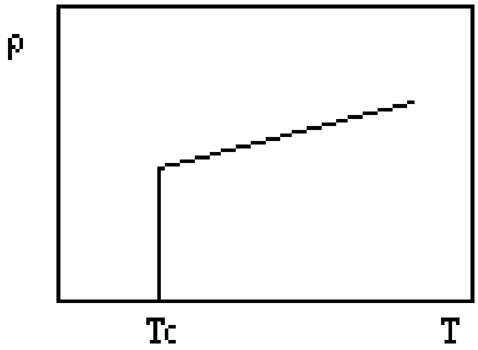
Муаллифлар

МУНДАРИЖА

ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИКНИНГ УМУМИЙ ХОССАЛАРИ

Критик температура

1991 йил Камерлинг-Оннес симоб ($Hg_{(80)}$) нинг қаршилигини температурага боғланишини ўрганиш жараёнида, температура 4^{o}K дан пасайганда бирдан қаршилик йўқолганини аниқлади (1-расм). Тез орада баъзи бошқа металларда хам шундай ходиса кузатилди. Металларнинг қаршилиги йўқолган холатини “*ўта ўтказувчанлик*” шу металларни эса “ўта ўтказувчан” материаллар деб аташади. Нормал холатдан ўта ўтказувчанлик холатига ўтиш температурасини *критик температура* T_c дейилади.



1-расм

Металл	Tc
Cd	0.56
Al	1.2
Sn	3.75
Pb	7.22

1- жадвал

Ўта ўтказувчанлик бирқанча (>450) моддаларда: металлар, метал аралашмалар ва кучли легирланган ярим ўтказгичларда хам кузатилган. Мисол тариқасида 1-жадвалда баъзи моддаларнинг критик температураси келтирилган.

Мейсснер эффекти

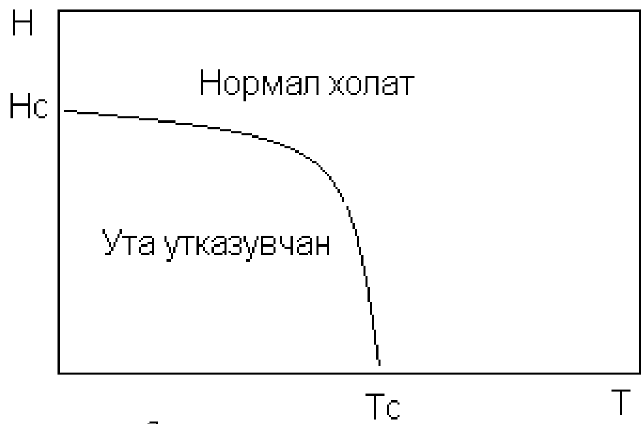
Ўта ўтказувчанликнинг энг диққатга сазовор бўлган типик хоссаларини қараб чиқайлик. Қаршиликнинг умуман йўқолиши, шунга олиб келар эканки, масалан соф қалайдан ясалган ёпиқ халқадан ўтаётган ток (ва бу ток хосил қилаётган магнит майдони хам) бир неча йиллар сўнмасдан циркуляция қилиш мумкин экан.

1933 йилда Мейсснер ва Оксенфелд шуни аниқладики, массив ўта ўтказувчан материаллар – *идеал диамагнетик* экан. Бошқача айтганда паст температурада магнит майдони ўта ўтказувчан материалга деярли сингмас экан, модданинг сиртига жуда кам қатламга сингиб бориши, ички қатламдан эса сиқиб чиқарилар экан. Масалан, абсолют ноль температурада магнит майдоннинг сингиш чуқурлиги Al, Sn, Pb учун 160, 340, 370 Å га тенглиги аниқланган. Температура ортиши билан сингиш чуқурлиги ортиб бориб бу қуйидаги эмпирик формула бўйича аниқланар экан

$$L(T) = L(0)\sqrt{1-(T/T_c)^4} \qquad (1)$$

Бу ходиса - яъни магнит майдонининг ўта ўтказувчан моддадан сиқиб чиқарилиши - *Мейсснер эффекти* деб ном олган. Мейсснер эффекти, фақат магнит майдони кучланганлигини кичик қийматларида ($H << H_c$) кузатилади.

Агар металл T температурада ва магнит майдони йўқлигида ($H=0$ да) - ўта ўтказувчан холатда бўлса, у холда шундай критик магнит майдони кучланганлиги H_c мавжуд эканки, $H > H_c$ бўлганда металлда ўта ўтказувчанлик бузилиб, у нормал холатга ўтар экан. Агар магнит майдон пасайиб $H < H_c$ бўлса, металл яна ўта ўтказувчан холатга ўтар экан. Бу қонуният қуйидаги эмпирик формула бўйича аниқланади



2-расм

$$H_c(T) = H_c(0)\left[1-(T/T_c)^2\right] \qquad (2)$$

Изотопик эффект

1950 йилда Максвелл ва Рейнольдс ва бошқалар, шуни топишдики, агар симоб атоми массаси M (изотопи) ўзгарса, ўта ўтказувчан холатга ўтишнинг критик температура қиймати T_c хам ўзгарар экан. Бу ходисани *изотопик эффект* деб аташади ва қуйидаги эмпирик формула бўйича аниқланади

$$T_c = \frac{const}{M^{\sim}} \qquad (3)$$

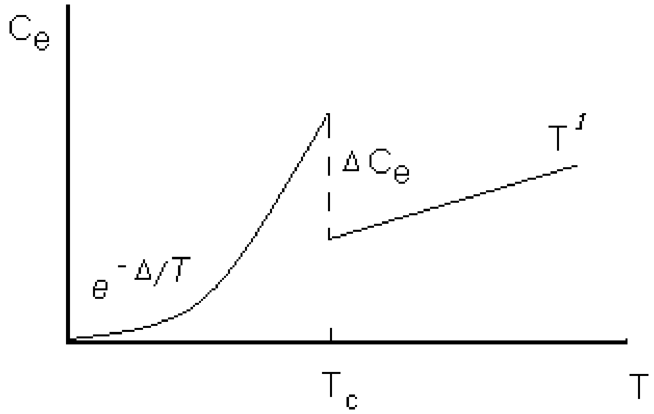
бу ерда α ~ 0.5. Кейинроқ изотопик эффектни бошқа бир неча моддаларда хам кузатилган: Кадмийда α ~ 0.4, қўрғошин ва қалайда α ~ 0.46-0.5 , таллийда α ~ 0.5-0.62 , Рух учун α ~ 0.5. Кристалл панжара атомининг тебраниш частотаси кристалл тугунидаги атом массасига боғлиқлиги сабабли, “изотопик эффект мохиятидан” ўта ўтказувчанлик ходисаси - бевосита кристалл атомлари тебраниши, яъни фононлар билан боғлиқ бўлиш керак деган хулоса келиб чиқади. Бу фикр 1950 йилдаёқ (яъни ўта ўтказувчанликнинг микроскопик назарияси яратилгунга қадар) пайдо бўлган. Фрёлихнинг фикрича ўта ўтказувчанликка сабаб, металлни эркин электронларининг фононлар билан ўзаро таъсирлашуви экан. Бу ерда яна шуни таъкидлаб ўтиш керакки, бир неча моддаларда (масалан, Ru, Mo, Nb_3Sn, Os) изотопик эффект жуда кам, ёки деярли кузатилмаган. Бу балки, ўта ўтказувчанликнинг фононлар билан боғлиқ бўлмаган бошқа механизми мавжудлигига ишора бўлиш мумкин.

Иссиқлик сиғими. Энергетик тирқиш

Ўта ўтказувчанликнинг фундаментал хоссаларидан яна бири – паст температураларда электронлар иссиқлик сиғимини температурага боғланишидир $C_{es}(T<T_c)$. Одатда металлнинг иссиқлик сиғими икки қисмдан уни ташкил қилган кристалл атомларининг улуши - фононлар иссиқлик сиғими, хамда кристалл панжарага боғланмаган, лекин у билан доимо таъсирда бўлувчи эркин электронлар газининг иссиқлик сиғимидан иборатдир. Тажрибада бу икки система иссиқлик сиғимларини ажратиш мумкин. Шу туфайли, фононлар иссиқлик сиғими $C_{ф}=bT^{3}$ даги Дебай доимийси b ни хам аниқлаш мумкин. Тажрибада ўлчанган тўла иссиқлик сиғимидан кристалл панжарага тегишли улушни bT^3 айриб ташлаб, электрон газининг иссиқлик сиғимини топиш мумкин. Нормал металлда электронлар иссиқлик сиғимини температура бўйича чизиқли камаяди. Тажрибаларни кўрсатишича паст температураларда T ì 0 (яъни, ўта ўтказувчан холатда) электронлар иссиқлик сиғими температура бўйича экспоненциаль қонун бўйича камаяр экан (3-расм)

$$\frac{C_{es}(T)}{\text{¥}T_c} = a\, e^{-\frac{\Delta}{T}} \qquad (4)$$

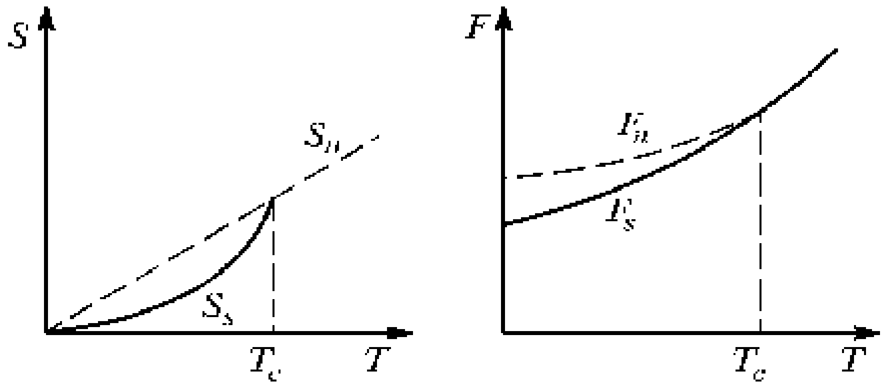
Бу ерда ¥*T* – нормал металлнинг иссиқлик сиғимини *T* ì *0* лимитдаги қиймати. (4) қонуният шуни кўрсатадики, худди ярим ўтказгичлардаги таъқиқланган зона каби электронлар газининг уйғонган холати асосий холатдан “*энергетик тирқиш*“ Δ - орқали ажраган экан. Шу билан бирга ўта ўтказувчан модда ўзининг электр хоссалари билан мутлақо ярим ўтказгичлардан фарқ қилади. Температура T_c нуқтадан ўтганда электронлар иссиқлик сиғимини сакраши кузатилади. Бу сакраш кўплаб моддаларда қуйидаги эмпирик қийматга эга экан



3 - расм

$$C_{es} - C_{en} = 2.5\text{¥}\, T_c \qquad (5)$$

4-расмда энтропия ва эркин энергиянинг температурага боғланиши келтирилган. Электрон газининг иссиқлик сиғими, энтропияси ва эркин энергиясининг



4 - расм

бундай табиати 2- тартибли фазавий ўтиш хисобланиб, бунда электрон газининг қуйи энергияли бошқа тартибланган холатга ўтишини билдиради.

* * * * * * *

Биз юқорида ўта ўтказувчанликнинг энг диққатга сазовор бўлган типик хоссаларини қараб чиқдик. Худди шулар қаторида ўта ўтказувчан моддаларда ультратовушнинг ютилиши, иссиқлик ўтказувчанлик, ёруглик ютилиши хамда бир неча эмпирик хоссалар кузатилганки, уларнинг батафсил тафсилотини қўшимча адабиётлардан топиш мумкин.

Ўта ўтказувчанликнинг мукаммал микроскопик назарияси юқорида келтирилган эмпирик қонуниятларни тушунтириб бериш керак.

ЎТА ЎТКАЗУВЧАНЛИК НАЗАРИЯСИ АСОСЛАРИ

Ўта оқувчанлик шарти

Ўта ўтказувчанликни микроскопик назарияси Бардин, Купер ва Шрифферлар биргаликда хамда уларга боғлиқ бўлмаган холда Боголюбов томонидан 1957 йилларда яратилди. Ўта ўтказувчанликни тажрибада дастлаб кузатилгандан буён уни микроскопик мазмунини тушунишгача нега 46 йил керак бўлди экан деб ўйлаш табиий. Бунга асосий сабаб қуйидагича эди. Ўта ўтказувчанлик ходисаси 1938 йилда Капица томонидан кашф этилган “ суюқ гелийнинг ўта оқувчанлиги “ ходисасига жуда ўхшашдир. Ўта оқувчанлик назарияси Ландау томонидан 1941 йилда яратилди. Ўта ўтказувчанликни (худди Гелий каби) электронлар суюқлигини ўта оқувчанлигидир деб талқин этилиш табиий.

Ландау назариясида ўта оқувчанликнинг критерияси келтирилади. Суюқлик нисбатан идишнинг тезлиги (ёки тинч турган идишдаги суюқликни идишга нисбатан тезлиги) V бўлсин, хамда суюқликда квазизаррачалар спектри $\varepsilon(p)$, квазиимпульси эса p бўлсин. Агар $\lim_{p\to 0}\varepsilon(p)/p$ чекли *критик тезлик*

$$\min\frac{\varepsilon(p)}{p}=V_c>0 \qquad (6)$$

мавжуд бўлса, у холда бу суюқликда ўта оқувчанлик кузатилади. Бундай шарт масалан спектри $\varepsilon(p)=const\cdot p$ кўринишда бўлган квазизаррачалар учун бажарилади. Агар квазизаррача спектри кўриниши масалан, идеал газдаги каби $\varepsilon(p)=p^2/2m$ бўлса у холда $\lim_{p\to 0}\varepsilon(p)/p$ қиймат нолга интилади ва (6) шарт бажарилмайди. Демак, агар идишнинг суюқликка нисбатан тезлиги V (ёки аксинча) бўлиб, токи $V<V_c$ экан, у холда

суюқликда квазизарачалар уйғонмайди (пайдо бўлмайди), оқаётган суюқликнинг энергияси йўқолмайди, яъни қаршиликка учрамайди – тўла импульси сақланади. Агар $V>V_c$ бўлса, у холда, суюқликда квазизаррачалар уйғона бошлайди ва диссипация туфайли ўта оқувчанлик бузилади. Квазизаррачаларининг спектрини кўриниши

$$£(p) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m}(p^2 - p_F^2) + \Delta^2} \qquad (7)$$

бўлган суюқлик учун хам ўта оқувчанликнинг (6) Ландау критерияси бажарилади. Бунда $V_c = min\ \varepsilon(p)/p = а\ /p_F > 0$.

Гелий атомида (қарама-қарши) спинли иккита электрон бўлиб атомнинг тўла спини нолга тенг, яъни Гелий гази Бозе-Эйнштейн статистикасига бойсунади. Бозе газининг заррачалари битта ягона тезлик билан харакатлана олади (бошқача айтсак, бир энергетик сатхга тўплана олади). Бу ўта оқувчанликни *зарурий шарти* хисобланиб, *лекин етарли эмас*. Бундан ташқари (6) критерия хам бажарилиши керак.

Металда электронлар гази - Ферми статистикасига бўйсунади. Фермионлар *битта ягона тезлик билан харакатлана олмайди*. *Паули принципи буни тақиқлайди*!. Ўта ўтказувчанликни микроскопик назариясини асосида электронларнинг жуфт-жуфт бўлиб (қарама-қарши спинли), худди гелий атоми каби бозе-зарра хосил қилса керак деган фараз ётади. Шундагина электрон жуфтлар энди ягона битта тезликда окиши мумкин бўлади. Лекин қандай қилиб, ахир электронлар кулон қонуни бўйича итаришиш керакку!. Худди шу зиддият микроскопик назария яратилишини кечиктирди.

Электронларнинг фононлар ёрдамида тортишиши

Юқорида қараб ўтилган изотопик эффект – яъни ўта ўтказувчанликнинг критик температурасини кристалл иони массасига боғланиши $T_c \sim M^{-1/2}$, ўта ўтказувчанликда фононлар иштироки мавжудлигини такидлайди. Демак, ўта ўтказувчанлик фақат электрон системаси эмас, балки кристалл тебранишлари, яъни фононларга хам боғлиқ экан. Шу далилга таяниб 1950 йил Фрёлих ва Бардин мустақил холда назарий хисоблар асосида шуни аниқлашдики, кристалл панжарасида харакатланаётган икки электрон ўзаро тортишиш мумкин экан. Буни қисқача физик маъноси қуйидагича: “бир электрон узининг электр майдони орқали кристалл панжарасини қисман бўлса хам деформациялайди, натижада фазони шу сохасида *деформацион потенциал* майдони пайдо бўлиб (буни виртуал фонон деб хам аташади), бу майдон бошқа иккинчи электронни хам тортиш мумкин. Лекин фақат қарама-қарши спинли иккитагина электрон бир-бирига якинлашиши мумкин (Паули принципи). Ферми сатхида жойлашган икки электрон орасида худди шундай тортишув юзага келади”.

Тортишиш кучи билан бирга икки электрон орасида кулон итаришув кучи хам мавжуд. Маълум бир қатор металларда тортишиш кучи устун, бошқа металларда эса кулон итаришув кучи устунроқ келиб, худди шу боис ўта ўтказувчанлик кузатилиш ёки кузатилмаслик мумкин.

Купер жуфтлари

Юқорида кўриб ўтганимиздек, электронлар жуфтлашиш туфайлигина бозонлар хосил бўлиб ўта оқувчанликнинг зарурий шарти бажарилади. Квант механикасидан маълумки, изоляциаланган иккита микрозарра уч ўлчовли фазо (3d) да боғлана олиши учун, уларнинг ўзаро тортишиш потенциали U маълум бир критик қийматдан U_c катта бўлиши зарур. Ихтиёрий кучсиз тортишишда $U<U_c$ боғланиш кузатилмайди. Лекин, *бир (1d) ёки икки (2d) ўлчовли фазода бундай критик шарт мавжуд эмас* $U_c=0$. Металлдаги электронлар эса уч ўлчовли фазода харакатланишади. Худди шу зиддият хам ўта-ўтказувчанликни микроназарияси яратилишини кечиктирган.

Бу зиддиятни 1956 йилда Купер хал этди. У шунга эътибор бердики, гап уч ўлчовли фазода харакатланувчи изоляцияланган икки электрон устида эмас, балки ферми сатхи устида харакатланувчи электронлар хақида борар эди. Ферми сатхи атрофидаги электронлар учун уларнинг кинетик энергияси $\varepsilon=p^2/2m$, чекли ферми энергияси ε_F дан кам бўла олмаслигини эътиборга олиш керак. Худди шу талаб икки электроннинг уч ўлчовли квантомеханик масаласини икки ўлчовли масалага келтириб қўяр экан. Купер ферми сатхида жойлашган икки электрон учун қуйидаги боғланиш энергиясини топди

$$E = -2\hbar\omega_D e^{-2/N(\varepsilon_F)U} = -2\hbar\omega_D e^{-2/\lambda}, \qquad \lambda = N(\varepsilon_F)U \qquad (8)$$

Бундай электрон жуфтини *Купер жуфтлари* (Купеswitронлар) деб аташади. (8) формуладан кўринадики тортишиш доимийси λ нинг ихтиёрий кичик қийматида хам ($\lambda\to 0$) боғланиш энергияси *E>0* мавжуд экан. Бахолашларни кўрсатишича, Купер жуфтларининг ўлчами ξ металлнинг электронлари орасидаги масофадан юзлаб марта катта экан. Демак, Купер жуфтларини (умумий спини нолга тенг) Гелий атоми каби нуқтавий Бозе-зарра деб бўлмайди. Шу нарса Купероннарнинг конденсациясини, Гелийдаги каби Бозе-газ конденсациясидан фарқланишига олиб келади.

Микроскопик назария элементлари

Ўта ўтказувчанликни микроскопик назарияси Купернинг изоляцияланган ягона фермион-жуфт масаласини кенгайтирган холда, чекли ферми сатхи атрофидаги ўзаро тортишувчи электронлар газининг конденсация масаласини қарайди. Ўзаро тортишувчи электронлар газининг соддалаштирилган тўла энергия оператори (Гамильтониани) қуйидагича

$$H = 2\sum_{\mathbf{k}} ¶_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^{+} a_{\mathbf{k}} - V \sum_{\mathbf{kk}'}{}' a_{\mathbf{k}}^{+} a_{-\mathbf{k}}^{+} a_{-\mathbf{k}'} a_{\mathbf{k}'} \qquad (9)$$

бу ерда $¶_{\boldsymbol{k}} = £_{\boldsymbol{k}} - £_F$, $£_{\boldsymbol{k}} = \hbar^2 k^2/2m$ – электронларнинг кинетик энергияси, ε_F – ферми энергиясидир. Иккинчи суммадаги штрих барча электронлардан фақат ферми сатхи атрофида фононлар билан тасирлашувчи, яъни энергияси

$$£_F + \hbar μ_D < £_{\boldsymbol{k}} < £_F + \hbar μ_D \qquad (10)$$

шартни каноатлантирувчи электронларгина қатнашишини билдиради. (9) гамильтонианни, $a_{\mathbf{k}}$ - операторларга нисбатан квадратик кўринишга келтириш –диагоналлаштириш дейилади. Диагоналлаштирилган гамилтониан масалани ечимини топишга эквивалентдир. Боголюбовнинг машхур “ u-v каноник алмаштиришлар” усулига кўра, агар эски $a_{\mathbf{k}}$ - операторлардан янги квазизаррачалар тассаввурига (ёки янги $\gamma_{\mathbf{k}}$ операторларга) қуйидагича ўтилса

$$a_{\mathbf{k}} = u_{\mathbf{k}}\gamma_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}}\gamma^{+}_{-\mathbf{k}}, \qquad a_{-\mathbf{k}} = u_{\mathbf{k}}\gamma_{-\mathbf{k}} - v_{\mathbf{k}}\gamma^{+}_{\mathbf{k}}, \qquad (11)$$

(9) гамильтониан диагонал кўринишга келар экан

$$H_D = 2\sum_{\mathbf{k}} ¶_{\mathbf{k}} (u_{\mathbf{k}}^2 ¥_{\mathbf{k}}^{+} ¥_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}}^2 ¥_{-\mathbf{k}} ¥_{-\mathbf{k}}^{+}) - \Delta \sum_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}} (¥_{-\mathbf{k}} ¥_{-\mathbf{k}}^{+} - ¥_{\mathbf{k}}^{+} ¥_{\mathbf{k}}) \qquad (12)$$

Бу ифода янги квазизаррачалар тўла энергияси оператори бўлиб у диагонал кўринишга келган. (12) ни квантостатистик ўртачалаштирилса системанинг тўла энергиясини температурага боғланишини топиш мумкин

$$E(T) = \sum_{\mathbf{k}} (\P_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}}) + \sum_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}} (f_{\mathbf{k}} + f_{-\mathbf{k}}) + \frac{\Delta^2(T)}{V} \qquad (13)$$

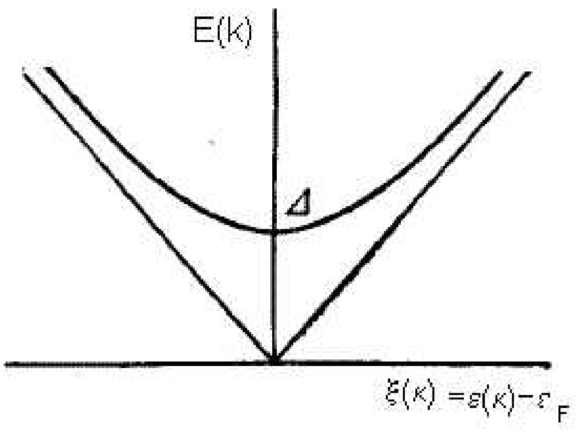
бу ерда янги ферми-квазизаррачалар тақсимот функцияси Ферми-Дирак тақсимоти каби кўринишда экан

$$f_{\mathbf{k}} = f_{-\mathbf{k}} = \frac{1}{\exp(E_{\mathbf{k}} / k_B T) + 1} \qquad (14)$$

лекин химпотенциал μ йўқ – яъни нолга тенг, яъни квазизаррачалар сони сақланмайди (температура пасайиши билан улар сони камайиб боради). Диагоналлаштириш туфайли дастлабки *эски ноидеал ферми газ заррачалари спектри* $\xi_{\mathbf{k}} = \varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_F$, $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2/2m$ кайта нормаллашиб - *ўзаро тасирлашмайдиган янги идеал ферми-газ квазизаррачалар спектрига* айланди

$$E_{\mathbf{k}}(T) = \sqrt{\P_{\mathbf{k}}^2 + \Delta^2(T)} \qquad (15)$$

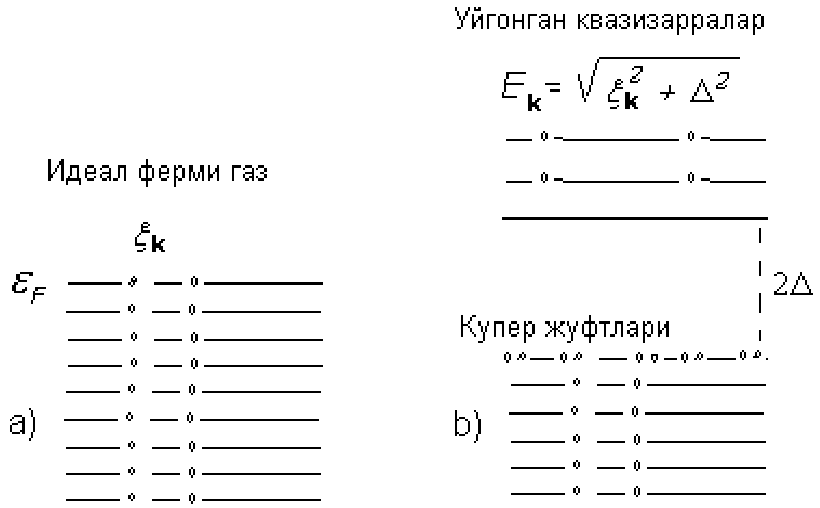
бу ерда а*(T)* – тартиблашиш параметри дейилади ва (15) спектрда энергетик тирқиш сифатида келади.



Физик маъносига кўра, жуфтлашган электронлар (Куперонлар) боғланиш энергияси 2а*(T)* га тенг бўлиб температура ортишида ёки энергияси ħω>2а*(T)* бўлган фотон таъсирида Купер жуфти узилиб, тирқиш тепасида спинлари ва импульслари қарама-қарши бўлган (15) спектрли ва (14) бўйича тақсимланган иккита квази-фермион пайдо бўлади: 5-расм. а параметрни температурага боғланиши қуйидаги тенгламадан топилади

$$\frac{1}{V} = -\sum_{\mathbf{k}} \frac{th(E_{\mathbf{k}} / 2T)}{2E_{\mathbf{k}}} \qquad (16)$$

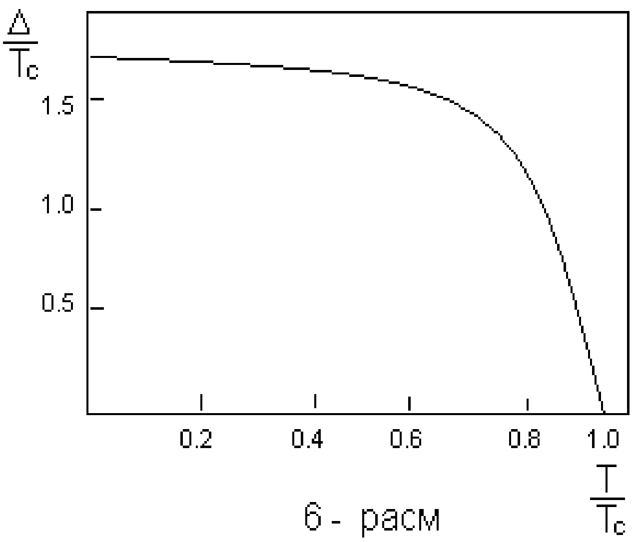
Энди (14-16) ни билган холда янги квазарралар газининг (улар энергетик тирқиш тепасида харакатланади) тўла энергияси ва демак барча термодинамик



5 - расм

характеристикаларини, жумладан, иссиқлик сиғими, энтропия, эркин энергия, критик магнит майдони в.х. барча тушунтириш керак бўлган эмпирик қонунларни микроскопик нуқтаи назардан хисоблаш мумкин.

Энергетик тирқишнинг температурага боғланиши а*(T)* ни (16) тенгламани сонли ечиш орқали топиш мумкин. Бу боғланиш 6-расмда келтирилган. Ечимдан кўринадики, температурани критик қийматида тирқиш нолга айланар экан. (16) тенглама ечими критик температура T_c ва а*(0)* учун қуйидаги муносабатларни беради



6 - расм

$$\Delta(0) = 2\hbar\mu_D e^{-2/ª}\,, \qquad ª = N(£_F)V \tag{17}$$

$$Tc = 2\hbar\mu_D(1.78/®)e^{-2/ª} \tag{18}$$

$$\Delta(0) = 1.76T_c \tag{19}$$

Тажриба ўлчашлари орқали T_c ва а*(0)* ни топиш мумкин ва хақиқатан кўпгина ўта ўтказгичларда (19) муносабат бажарилиши тасдиқланган. Квазизараларнинг тўла энергияси (13) ни дифференциаллаб иссиқлик сиғимини $C_{es}(T)=dE(T)/dT$ хам хисоблаш мумкин. Паст температуралар учун қуйидаги натижа келиб чиқади

$$\frac{C_{es}(T)}{C_n(T_c)} = (3/1.78)\sqrt{\frac{2}{®}}\left(\frac{\Delta(0)}{k_B T}\right)^{3/2} e^{-\Delta(0)/k_B T} \tag{20}$$

Бу муносабат (4) эмпирик қонунни тахминан тушунтиради. Худди шунингдек ушбу назария барча (1-5) эмпирик қонунларни хам тушунтириб беради.

ЮҚОРИ ТЕМПЕРАТУРАЛИ ЎТА ЎТКАЗГИЧЛАР

Ўта ўтказувчанлик ходисаси 1911- йилда топилган бўлса, шундан буён янги критик температураси юқорироқ бўлган ўта ўтказувчан материалларни қидириш давом этиб келинади. Лекин топилган барча материаллар (металлар, бирикмалар, кучли легирланган ярим ўтказгичлар) жуда паст температуралардагина ўта ўтказгичга айланади. Tc = 23.2 ^oK бирикмали Nb_3Ge плёнкасида кузатилган бўлиб, критик температурани кўтаришга канча уринилмасин 1986 - йилга қадар максимал критик температура бўлиб келди.

1986 – йил физиклар Беднорц ва Мюллер $La_{1.35}Ba_{0.15}CuO_4$ бирикмасида Tc =35 ^oK да ўта ўтказувчанлик кузатилганини маълум қилишди (бу кашфиёти учун уларга Нобел мукофоти берилди). Шундан сунг бирин кетин бир неча ўнлаб бирикмаларда хам ўта ўтказувчанлик кузатилди ва максимал критик температура хатто 100 ^oK дан хам ошиб кетти. Хозирги кунда энг мукаммал ўрганилган $YBa_2Cu_3O_7$ бирикмасида ўта ўтказувчанликнинг критик температурасининг қиймати Тс =92 ºК ни ташкил этади.

Al	Sn	Hg	Pb	Nb	Nb_3Sn	Nb_3Ge	$La_{1.83}$ $Sr_{0.17}$ $Sr_{0.17}$	$YBa_2Cur_3O_7$
1.2	3.8	4.16	7.2	7.78	18	23.2	37	92 (ºK)

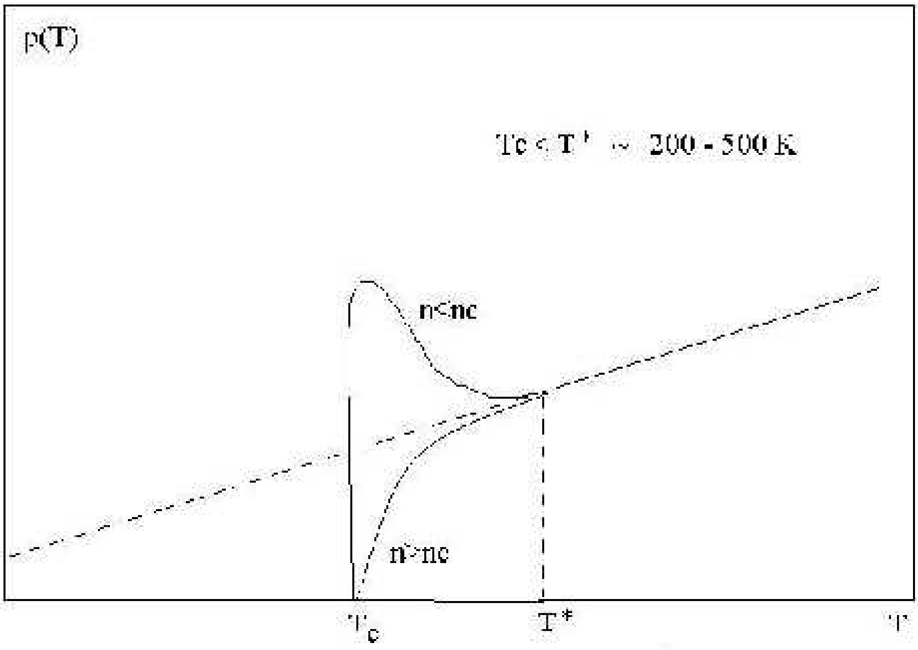
Кучли босим остида $Hg_2Ba_2Ca_2$ Cu_3O_8 бирикмасининг ўта ўтказувчанлик критик температураси қиймати Тс=150 ºК гача кўтарилган. Ушбу юқори температурали ўта ўтказгичларнинг табиатини юқорида баён этилган Бардин, Купер, Шриффер (БКШ), Боголюбовлар яратган назария орқали тушунтириб бўлмас экан.

Янги топилган юқори температурали ўта ўтказгич материалларнинг характерли белгиларидан бири: уларнинг кристалл паржараси таркибида ё CuO_2 дан иборат қатлам мавжудлиги, бошқа бирида эса хам CuO_2 қатлами хам CuO атомлардан иборат занжир борлигидир. Кўпина мутахасисларни таъкидлашича, юқори температурали ўта ўтказувчанлик худди шу CuO_2 қатлами билан боғлиқ эмиш. Тушунтириш қийин бўлган баъзи хоссаларини санаб ўтамиз:

- Оптик ва бошқа электрофизик тажрибалар кўрсатишича, энергетик тирқиш ўта ўтказувчанликнинг критик температурасидан анча юқорида T^* ($T^* > T_c$) пайдо бўлар экан.

- Худди шунга корреляцияланган холда қаршиликнинг камайиши хам ўта ўтказувчанликнинг критик температурасидан анча юқори T^* да бошланар экан. (Паст температурали эски ўта ўтказгичлардаги қаршилик критик нуқта T_c даёк сакраб нолга тенглашади)

- Кислородни моляр миқдорини маълум бир критик қийматида металл-яримўтказгич фазавий ўтиши содир бўлар экан в. х.



Худди шунга ўхшаш бир неча фактлар мавжудки буларни юқорида баён қилинган БКШ ва Боголюбовлар модели орқали тушунтириб бўлмас экан. Хозирги кунда юқори температурали ўта ўтказгичларнинг нафақат экспериментал қидиришда, балки унинг туб мохиятини тушунтириб бера оладиган янги моделлар устида хам олимлар бош қотиришмоқда.

ИЛОВА

А. Купер масаласи

Эркин электронлардан иборат ферми-газнинг асосий (қуйи) холати шундайки, хар бир энергетик сатх $£_{\boldsymbol{k}}=\hbar^2k^2/2m$ Паули принципи бўйича қарама-қарши спинли иккитадан электрон билан то ферми сатхигача $E_{\boldsymbol{F}} = \hbar^2 k^2_{\boldsymbol{F}}/2m$ тўлган бўлади. Купер 1956 йилда, ферми сатхи устидаги қарама-қарши спинли иккита алохида электронни *ихтиёрий кичик тортишув потенциал энергиси орқали боғланиб қолиш мумкинлигини* назарий равишда кўрсатиб берди. Бу масалада шу нарса мухимки, ферми сатхи устидаги алохида олинган икки электрон энергияси Паули принципига кўра $E_{\boldsymbol{F}}$ дан кичик бўла олмайди.

Икки электрон жуфти учун тўлқин функцияси $\psi(r_1,r_2)$ бўлсин ва массалар марказини харакатланмайди деб оламиз. Демак, бу шароитда электронлар импульси қарама-қарши бўлади. Қидирилаётган тўлқин функцияни Фурье тасвирига ўтиб оламиз

$$\cdot\ (r_1, r_2) = \cdot\ (r_1 - r_2) = \sum_{\mathbf{k}} g(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)}\ , \qquad \text{(A1)}$$

бу ерда, фурье коэффициентлари g(**k**)– бир электронни $\hbar\mathbf{k}$, бошқаси $-\hbar\mathbf{k}$ импульсли холатда топилиш эхтимолини билдиради. Барча $k<k_{\boldsymbol{F}}$ энергияли холатлар банд бўлгани сабабли, Паули принципига кўра

$$g(\mathbf{k}) = 0 \quad \text{агар} \quad \mathrm{k} < \mathrm{k_F} \qquad \text{(A2)}$$

Қаралаётган икки электрон учун Шредингер тенгламаси қуйдагича

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\nabla_1^2 + \nabla_2^2\right)\cdot\ (r_1, r_2) + V(r_1, r_2)\cdot\ = \left(E + 2\frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}\right)\cdot\ = \left(E + \frac{\hbar^2 k_F^2}{m}\right)\cdot\ (r_1, r_2) \qquad \text{(A3)}$$

бу ерда E - электрон жуфтнинг Ферми сатхига нисбатан олинган ва қидирилаётган тўла энергияси. (А1) ни (А3) га қўйиб, номаълум g(**k**) учун қуйидаги тенгламани оламиз.

$$-\frac{\hbar^2 k^2}{m} g(\mathbf{k}) + \sum_{\mathbf{k}'} V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} g(\mathbf{k}') = \left(E + 2E_F\right) g(\mathbf{k}) \qquad \text{(A4)}$$

бунда

$$V_{\mathbf{kk}'}=\frac{1}{L^3}\int V(\mathbf{r})e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}}d^3r$$

k ва **k′** холатлараро ўзаро таъсир матрица элементи, $\mathbf{r}=\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2$, L^3 – система хажми. Агар ўзаро таъсир потенциали манфий $V<0$ яъни тортишувчи бўлса, у холда Куперни кўрсатишича, (A4) тенгламани икки электроннинг боғланган холатини берувчи $E<2E_F$ бўлган ечими мавжуд экан. Бунга ишонч хосил килиш учун соддалаштирилган қуйидаги потенциални қарайлик

$$V_{\mathbf{kk}'}=-\frac{V}{L^3},\quad \text{агар}\quad \frac{\hbar^2k'^2}{2m},\ \frac{\hbar^2k^2}{2m}<E_F+\hbar\mu_D\quad \text{булса}$$
$$\text{аксинча}\qquad V_{\mathbf{kk}'}=0 \tag{A5}$$

Бу ерда тортишув потенциалини - *ферми сатхи устида* $E_F+\hbar w_D$ *Дебай энергияси қалинлигида доимий* деб соддалаштирилди. У холда (A4) тенглама қуйидаги кўринишни олади

$$\left(-\frac{\hbar^2k^2}{m}+E+2E_F\right)g(\mathbf{k})=C \tag{A6}$$

Қайсики, ўнг томондаги C, **k** га боғлиқ эмас:

$$C=-\frac{V}{L^3}\sum_{\mathbf{k}'}g(\mathbf{k}')$$
$$E_F<\frac{\hbar^2k'^2}{2m}<E_F+\hbar\mu_D \tag{A7}$$

(A6) ва (A7) ни солиштириб, қуйидагини оламиз

$$1=\frac{V}{L^3}\sum_{\mathbf{k}'}\frac{1}{-E+\frac{\hbar^2k'^2}{m}-2E_F}$$
$$E_F<\frac{\hbar^2k'^2}{2m}<E_F+\hbar\mu_D \tag{A8}$$

Агар қуйидагича ўзгарувчини алмаштирсак

$$\xi' = \frac{\hbar^2 k'^2}{2m} - E_F \qquad \text{(A9)}$$

ва бирлик энергия интервалидаги холатлар сонини киритсак

$$N(\xi') = \frac{4\pi k'^2}{(2\pi)^3}\frac{dk'}{d\xi'},$$

у холда (A8) тенглама қуйидаги кўринишни олади

$$1 = V\int_0^{\hbar\omega_D} N(\xi')\frac{d\xi'}{2\xi' - E} \qquad \text{(A10)}$$

Агар, металларда $E_F >> \hbar w_D$ эканлигини хисобга олинса, у холда N(ξ') катталикни доимий деб қараш мумкин бўлади ва интегралдан чиқариб (A10) дан қуйидагини оламиз

$$1 = \frac{NV}{2} ln\left(\frac{E - 2\hbar\omega_D}{E}\right), \qquad \text{(A11)}$$

ёки тортишув потенциали кичик бўлганда NV<<1

$$E = -2\hbar\omega_D e^{-\frac{2}{NV}} \qquad \text{(A12)}$$

Демак, қаралаётган масалада икки электроннинг E<0 энергияли боғланган холати мавжуд бўлар экан. Ёки бошқача қилиб айтганда, дастлабки идеал ферми газда ферми сатхи устида $E_F+\hbar w_D$ Дебай энергияси қалинлигида тортишув потенциали қуйилса, бу энергетик интервалга тушган электронлар (A12) боғланиш энергияси билан Купер жуфтлари хосил килиш мумкин экан (бир қисм энергияни ташки мухитга бериб юборади).

Юқорида II бобда айтиб ўтилганидек, Купер жуфтларининг ўлчами металлнинг электронлари орасидаги масофадан юзлаб марта катта бўлиб, уларини Гелий атоми каби нуқтавий Бозе-зарра деб бўлмайди.

БКШ назариясига кўра, температура пасайиб критик нуқта T_c га етгандаёк электронлар ферми-сатхи атрофида жуфтлашиб шу пайтнинг ўзадаёқ конденсациялашади – яъни Бозе газдаги каби бир энергетик холатга тўпланади.

B. Бозе-заррачалар конденсацияси

Квант статистикасига кўра, бозе-зарралар учун қуйидаги тақсимот функцияси ишлатилади

$$n_{\varepsilon_k} = \frac{1}{\exp(\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_b T}) - 1} = \frac{1}{\exp(\frac{\hbar^2 k^2 / 2m - \mu}{k_b T}) - 1} \qquad \text{(B1)}$$

Бу функция маъноси қуйидагича: $n_{k,}$- заррачанинг ε_k энергияли, ёки тўлқин сони ***k*** бўлган холатда ётиш (топилиш) эхтимолини билдиради. (B1) формулада $k_Б$ - Болцман доимийси, μ - газнинг химиявий потенциали дейилади. Кўриниб турибдики, химиявий потенциал « нинг қиймати мусбат бўла олмайди . Чунки, у холда $£_k = 0$ энергияли (ёки ***k*** = *0* импулсли) холатда заррачанинг топилиш эхтимоли манфий бўлиб колади $n_{k,}$<0. Бу мумкин эмас, чунки n_k – эхтимоллик факат мусбат сон бўлиш керак. Демак, « нинг қиймати факат нол ёки манфий қийматларгагина эришиши мумкин « ≤ 0.

Химиявий потенциал μ - газ концентрацияси *n* ва температура *T* нинг функцияси бўлиб, қуйидаги тенгликдан – яъни зарралар сонининг сақланиш тенгламасидан топилади

$$n = \frac{N}{V} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 dk \, \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_Б T}} - 1} \qquad \text{(B2)}$$

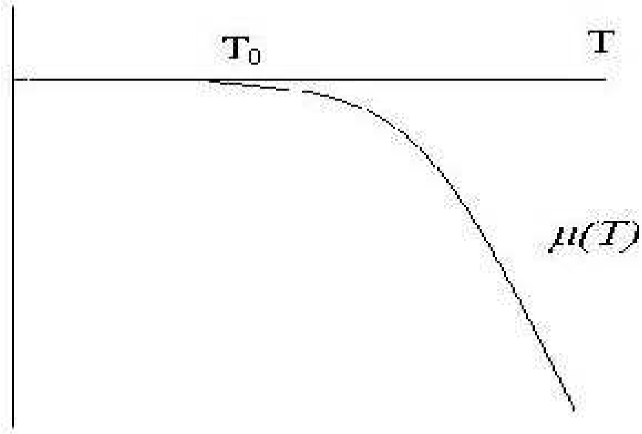
Бу интегрални аналитик кўринишда хисоблаб бўлмайди, факат сонли усулда хисоблаш мумкин. Концентрация *n* берилганда, температура *T* нинг ўзгариши - « нинг ўзгаришига олиб келади. Фараз қилайлик – бирор температура T_0 да «=0 бўлсин . Шу температура T_0 ни топиш учун (B2) тенгликни қуйидагича ёзамиз

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \frac{\sqrt{2} m^{3/2}}{\hbar^3} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{k_Б T_0}} - 1} \qquad \text{(B3)}$$

Бу интеграл аналитик кўринишда хисобланади ва T_0 температура учун қуйидагини оламиз

$$k_Б T_0 = \frac{3.31\hbar^2 n^{2/3}}{m} \qquad (B4)$$

Демак, n концентрацияни берилган маълум бир қийматида шундай бир T_0 температура мавжуд эканки, бу температуради идеал Бозе – газ химиявий потенциали нолга тенг экан. Барча температура интервалида «*(T)* боғланиши (B2) дан сонли усулда хисобланган натижаси қуйидагича кўринишда бўлади



$T<T_0$ да «$=0$ бўлгани сабабли Бозе тақсимотини қуйидагича ёзилади

$$n_k = \frac{1}{\exp(\frac{£_k}{k_Б T}) - 1} = \frac{1}{\exp(\frac{\hbar^2 k^2/2m}{k_Б T}) - 1}, \quad T < T_0 \qquad (B5)$$

Демак, $T<T_0$ да $k=0$ холатда (энг қуйи холат) заррачанинг топилиш эхтимоли ∞ га тенг экан !, яъни $n_{k=0} = \infty$. Энг қуйи холатдаги зарралар сони n_0 ни “Бозе конденсат“ деб хам аталади. Температура пасайиб $T<T_0$ қийматларида Бозе зарраларининг куйи холатга – яъни конденсатга тўплана олиши хоссаси – Бозе конденсацияси дейилади. T_0 температура Бозе-конденсацияни бошланиш нуқтаси бўлиб уни Бозе конденсация ёки Бозе-Эйнштейн температураси дейилади.

Бозе конденсацияси фақат Бозе статистикасидаги зарралар-бозонлар учун тааллуқлидир. Спинлари s=1/2 бўлган фермионлар учун Паули принципига кўра битта энергияли холатга иккитагина фермион жойлаша олади. Бозонларда эса бундай тақиқланиш йўк ва шунинг учун битта энергияли холатга исталганча бозон жойлаша олади. Температура пасайишида бозе конденсатга тўпланаётган зарралар сони ошиб бориб *T=0* да барча бозонлар конденсатга тушиб бўлади.

ФОЙДАЛАНИЛГАН АДАБИЁТЛАР

Бардин Дж., Шриффер Дж. Новое в изучении сверхпроводимости. М.: ГИФМЛ, 1962

Боголюбов Н.Н., Толмачев В.В., Ширков Д.В. Новый метод в теории сверхпроводимости. М.: АН СССР, 1958

Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968

Марч Н., Янг У., Сампантхар С. Проблема многих тел в квантовой механике. М.: Мир, 1969

Давыдов А.С. Теория твердого тела. М.: Наука, 1976

Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978

Халатников И.М. Введение в теорию сверхтекучести. М.: Наука, 1965

Cooper L.N., Phys.Rev., **104**., 1189. (1956)

,