

CONDENSAREA BOSE-EINSTEIN A POLARITONILOR EXCITONICI ÎN MICROCAVITAȚI

Acad. *Sveatoslav MOSCALENCO*
Dr. *Igor PODLESNÎ*

BOSE-EINSTEIN CONDENSATION OF EXCITON POLARITONS IN MICROCAVITIES

Summary. The article is dedicated to the phenomenon of the Bose-Einstein condensation (*BEC*) of the two-dimensional (2D) exciton-polariton in microcavities. It consists of two parts. First of them, following the review article by H. Deng, H. Haug and Y. Yamamoto, *Rev. Mod. Phys.* 82 1489 (2010) is written. The last review article concerns the recent achievements in the experimental discovery and investigations of the exciton-polariton *BEC*, when the polaritons are formed by photons and 2D Wannier-Mott excitons.

The second part of our paper from the very beginnings takes into account the influence on the 2D electron-hole system of the strong magnetic field perpendicular to the semiconductor layer as well as of the electric field oriented in the same direction. The both external supplementary fields give rise to the Landau quantization of the electrons and holes in the presence of the Rashba spin-orbit coupling as well as to the formation of the magneto-excitons and magneto-polaritons. Their *BEC* is discussed below.

Keywords: Microcavity polaritons, Bose-Einstein condensation, exciton-polariton condensate, semiconductor microcavity, collective elementary excitations, quantum vortex, strong magnetic field, semiconductor physics.

Rezumat. În articol se descrie fenomenul de condensare Bose-Einstein (*CBE*) a polaritonilor excitonici bidimensionali (2D) în microcavități și constă din două părți. Prima parte este dedicată lucrărilor preponderent experimentale și teoretice care au adus recent la descoperirea și studierea proprietăților polaritonilor în stare de *CBE* pe suprafețe spațiale limitate atunci când polaritonii sunt formați din fotoni și excitoni Wannier-Mott 2D.

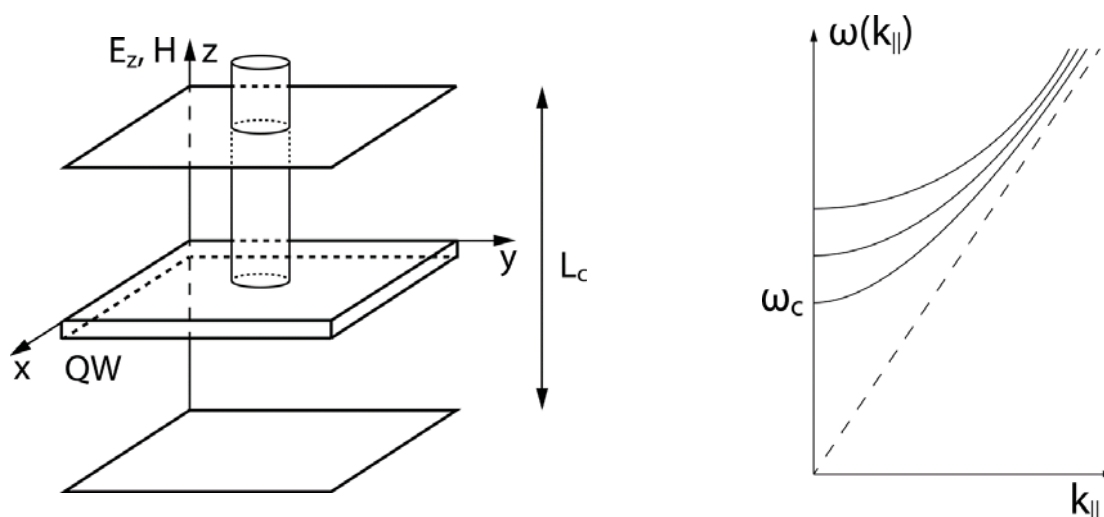
Partea a doua este dedicată *CBE* a excitonilor și polaritonilor magnetici 2D, care apar în prezența cuantificării Landau a electronilor și golurilor sub influența câmpului magnetic puternic perpendicular la suprafața stratului de semiconductor precum și a unui câmp electric orientat în aceeași direcție care dă naștere la interacțiunea spin-orbită de tip Rashba.

Informația din acest articol se bazează pe raportul prezentat de unul dintre coautori (S. Moscalenco) la seminarul științific consacrat problemelor fundamentale ale fizicii stării condensate, care a avut loc la 26 septembrie 2013 în cadrul Academiei de Științe a Moldovei. Raportul a fost extins, completat și adaptat la rigorile unei reviste științifice și este semnat de doi autori.

Articolul constă din două părți. În prima parte se relevă performanțele obținute în procesul studierii fenomenului de condensare Bose-Einstein (*CBE*) a polaritonilor excitonici în microcavități, luându-se ca bază articolul de sinteză semnat de H. Deng, H. Haug și Y. Yamamoto [1]. În partea a doua se descriu proprietățile acestui sistem, supus acțiunii suplimentare a unui câmp magnetic puternic îndreptat de-a lungul axei microcavității și perpendicular pe suprafața gropii cuantice introduse în interiorul rezonatorului, precum și a unui câmp electric aplicat în aceeași direcție. Aceasta situație e reprezentată pe desenul 1. Câmpul magnetic este atât de puternic, încât energia ciclotronică este mai mare decât energia de legătură a electronului și golului în componența excitonului Wannier-Mott în semiconductorul bidimensional. Datorită acestor două câmpuri electromagnetice fenomenele de cuantificare Landau,acompaniate cu interacțiunea spin-orbita de tip Rashba, joacă un rol primordial în desfășurarea tuturor proceselor fizice începând cu formarea excitonilor magnetici bidimensionali.

Unele rezultate referitoare la *CBE* a excitonilor magnetici bidimensionali și generalizarea acestora, luând în considerație formarea polaritonilor magnetoexcitonici, obținuți de colaboratorii Institutului de Fizică Aplicată (IFA) al Academiei de Științe a Moldovei (AȘM) împreună cu colegii din străinătate, sunt publicate în articolele [2-10].

Excitonii Wannier-Mott se aseamănă cu atomii de hidrogen. Ei sunt formați din perechi electron-gol legați prin interacțiunea lor Coulombiană. Electronii se găsesc în banda pustie de conductibilitate, pe când golurile apar datorită locurilor libere în banda de valență, care în semiconductorii neexcitați, adică în starea lor de bază, este complet umplută cu electroni. Atunci când electronii de valență sunt smulși din banda lor, de exemplu, datorită absorbției fotonilor din exterior și transferați în banda de conductibilitate, locurile libere din banda de valență se comportă asemănător unor cvasiparticule cu încărcătura electrică pozitivă $|e|$ și masa m_h . Locul liber reprezintă o deficiență de încărcătura electrică negativă și de aceea seamănă cu o încărcătura pozitivă și se numește gol. Golul în banda de valență împlută cu



Desenul 1. Microcavitata și un strat de semiconductor încadrat în ea. Legea de dispersie a fotonului în microcavitata

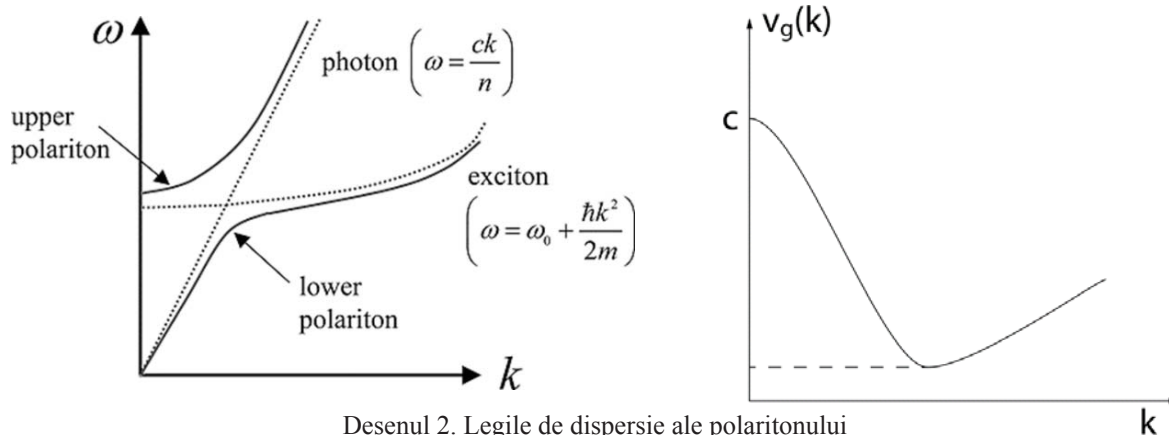
electroni se aseamănă cu un balonaș cu aer într-o sticlă împlută cu apă.

Excitonul Wannier-Mott în semiconductor se caracterizează prin vectorul de unda \vec{k} , care determină mișcarea de translare a centrului de greutate a excitonului. Masa de translare m_{ex} a excitonului este egală cu suma maselor electronului m_e și a golului m_h ($m_{ex} = m_e + m_h$). Vectorul de undă și masa m_{ex} determină viteza excitonului $\vec{V}_{ex} = \hbar\vec{k}/m_{ex}$ unde \hbar este constanta lui Planck. Perechea electron-gol și excitonul pot apărea în urma absorbției unui foton și transferului unui electron din banda de valență în cea de conductibilitate. Și invers, reîntoarcerea electronului din banda de conductibilitate în locul liber din banda de valență, proces care se numește recombinare electron-gol radiativă, are loc cu emiteria unui foton. Spre deosebire de atomul de hidrogen, excitonul are posibilitatea să se transforme în foton. Transformările multiple exciton-foton în ambele direcții, nefiind stingherite de alte procese de împrăștiere, dau naștere la polariton.

Energia excitonului este egală cu

$E_{ex} = E_{ex}(0) + \hbar^2 k^2 / 2m_{ex}$ și-i reprezentată pe desenul 2 cu o linie punctată, la început orizontală, iar apoi crescândă monoton cu o dependență pătratică. Pe același desen cu o linie punctată înclinată este reprezentată energia fotonului în mediul omogen egală cu $\hbar\omega_{ph}(\vec{k}) = \hbar|\vec{k}|c/n$. Ea depinde de modulul $|\vec{k}|$ vectorului de undă $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$, $|\vec{k}| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$, indicele de refracție n și viteza luminii în vid egală cu c .

Din simbioza acestor două cvasiparticule, exciton și foton, se poate forma o cvasiparticulă compusă semiexciton-semifoton, numită polariton. Sunt două ramuri polaritonice: cea de jos $E_{p,l}(k)$ și cea de sus $E_{p,u}(k)$. Dependențele energiilor lor de vectorul de undă se numesc legi de dispersie. Sunt două ramuri de dispersie a polaritonului: cea de jos $E_{p,l}(k)$ și cea de sus $E_{p,u}(k)$. Ele sunt reprezentate de curbe solide pe desenul 2. Tot aici este reprezentată dependența vitezei de grup a ramurii de jos a polaritonului $\vec{V}_g(\vec{k}) = dE_{p,l}(\vec{k})/d\vec{k}$. Această curbă se schimbă de la valoarea vitezei luminii în mediu

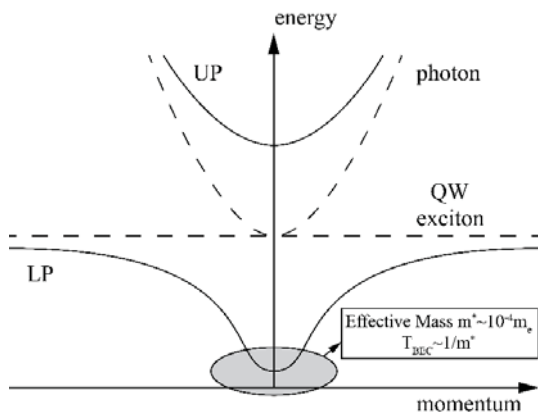


Desenul 2. Legile de dispersie ale polaritonului

c/n până la valorile $\hbar k/m_{ex}$ trecând prin valoarea minimă. În unele materiale valoarea minimă poate fi foarte mică, comparabilă cu viteza ciclistului de 10 m/sec, o asemenea viteză a luminii în mediul condensat fiind observată experimental.

Microcavitatea reprezentată pe desenul 1 este un rezonator cu două oglinzi paralele situate la distanța L_c . În interiorul rezonatorului este instalat un strat bidimensional de semiconductor numit groapă cuantică. Fotonul în rezonator are proiecția vectorului de undă k_z egală cu $\pi N/L_c$, unde $N = \pm 1, \pm 2, \dots$ și legea de dispersie $E_{ph}(k) = \hbar c \sqrt{\pi^2 N^2/L_c^2 + \vec{k}_{\parallel}^2}/n$, unde \vec{k}_{\parallel} este vectorul de undă orientat în planul gropii cuantice $\vec{k}_{\parallel} = \vec{i}k_x + \vec{j}k_y$. Când N este egal cu 1 și \vec{k}_{\parallel} este egal cu 0, energia fotonului în rezonator este egală cu $\hbar c\pi/nL_c$, fiind denumită energie de rețezare. Fotonul cu energie mai mică nu poate exista în rezonator. Legea lui de dispersie este reprezentată pe desenul 1. Din simbioza fotonului în rezonator și a excitonului bidimensional, în groapa cuantică se creează polaritonul bidimensional în microcavitate cu legea de dispersie reprezentată pe desenul 3, reluat din lecția lui D.W. Snoke [11].

Particularitatea importantă a legii de dispersie a ramurii polaritonice de jos constă în faptul că masa ei efectivă este foarte mică $m^* = 10^{-4} m_e$, cu patru ordine de mărime mai mică decât masa electronului liber m_e . În cele ce urmează vom avea de a face numai cu polaritonii ramurii de jos. Datorită masei mici, ciocnirile elastice dintre polaritoni sunt foarte rapide, se produc în intervale scurte de timp. Atunci când densitatea polaritonilor este de aproximativ 10^{10} cm^{-2} , timpul de termalizare devine foarte scurt și cvasiechilibrul termodinamic se instaurează în intervale de timp comparabile cu zecimi de picosecunde (1 picosecundă este egală cu 10^{-12} secundă). Timpul de termalizare trebuie comparat cu du-



Desenul 3. Ramurile polaritonilor bidimensionali în gropile cuantice restaurate în microcavități. Desenul este reprodus din referința [11]

rata vieții polaritonilor excitonici în microcavitate. Componenta fonică a polaritonului, care a adus un avantaj prin crearea masei efective mici, în același timp a adus și un dezavantaj prin faptul că polaritonul poate evada ușor din rezonator prin oglinzile lui, transformându-se într-un foton din exterior. Aceasta posibilitate lipsește la excitonul din semiconductor, care există numai în cristal și nu se poate propaga în vid. Dezavantajul constă în faptul că durata vieții polaritonului în microcavitate este scurtă, de zeci de picosecunde, pe când excitonul în semiconductor trăiește un timp mai îndelungat de nanosecunde (10^{-9} sec). Sunt cazuri când ciocnirile elastice, termalizarea și cvasiechilibrul nu dovedesc să aibă loc în intervalul de timp cât trăiesc cvasiparticulele implicate în proces și CBE nu are loc [12]. În pofida duratei scurte de viață a polaritonilor în microcavități, totuși termalizarea lor, cvasiechilibrul termodinamic și CBE a reușit să se instaureze. Chiar și dezavantajul menționat anterior s-a dovedit a fi un al doilea avantaj foarte util prin faptul că transformarea polaritonului din microcavitate în fotonul din exterior, cum este arătat pe desenul 4, se produce în conformitate cu legea conservării energiei și a vectorului de undă \vec{k}_{\parallel} orientat în planul gropii cuantice. Legea conservării se manifestă deoarece simetria de translație în planul stratului nu este distrusă prin prezența oglinzilor. Acestea din urmă au distrus simetria de translație numai în direcția axei z a microcavității. În această direcție are loc cuantificarea spațială a proiecției k_z a vectorului de undă menționată mai sus.

Deoarece un polariton din microcavitate se transformă exact într-un foton exterior cu aceeași energie și vector de undă în planul stratului \vec{k}_{\parallel} , această oportunitate a permis, studiind fotonii exteriori, să cunoaștem exact ce se petrece cu polaritonii în interiorul microcavității. În felul acesta au fost determinate funcțiile de distribuție Bose-Einstein și statistica polaritonilor în microcavitate.

Se au în vedere valorile temperaturii efective și ale potențialului chimic μ ale funcției de distribuție Bose-Einstein, care determină numărul de particule n_k în starea de echilibru termodinamic și numărul lor total N_T .

$$n_k = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon(k)-\mu}{k_B T}} - 1}; \quad N_T = \sum_k n_k.$$

Aici $\varepsilon(k)$ este legea de dispersie a particulei. În cazul polaritonilor în microcavitate, dependența $\varepsilon(k)$ de vectorul de undă \vec{k} în apropierea punctului $\vec{k} = 0$ este pătratică. Potențialul chimic nu poate depăși valoarea zero $\mu \leq 0$. Pentru a calcula numă-

rul total de particule N_T , care poate fi acomodat de distribuirea Bose-Einstein, este necesar a face sumarea după vectorul de undă sau integrarea după energia particulei introducând densitatea stărilor cuantice pe o unitate de energie. Aceste sumări dau rezultate complet diferite în funcție de dimensionalitatea sistemului de particule studiat.

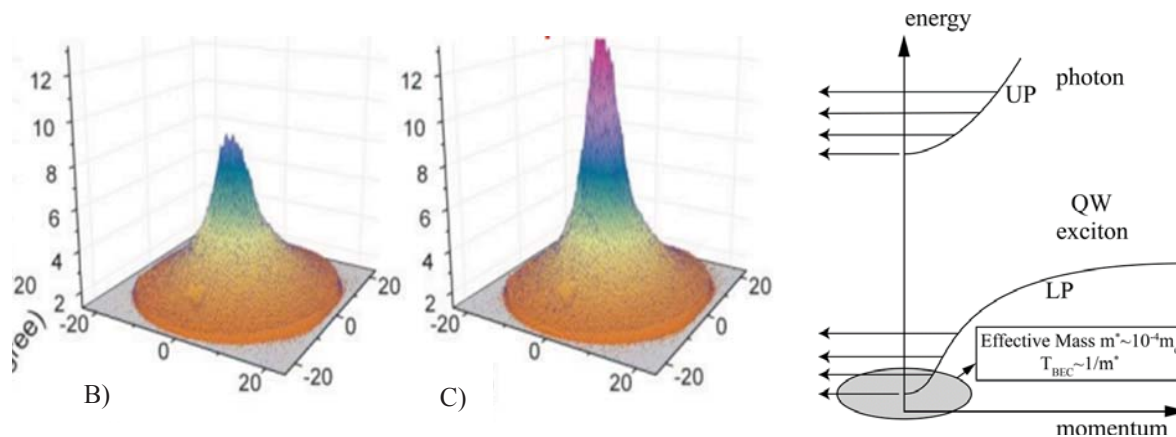
Acum e timpul să informăm cititorul în ce constă fenomenul de condensare Bose-Einstein.

Particulele, care se supun statisticii Bose-Einstein, se numesc bosoni. Ele se caracterizează prin valori întregi ale spinului. Particulele cu valori semiîntregi ale spinului se supun statisticii Fermi-Dirac și se numesc fermioni. Electronii și golurile sunt fermioni, fotonul și fononul sunt bosoni. Particulele compuse din electroni, protoni și neutroni, cum sunt atomii și moleculele, sau din electroni și goli, cum sunt excitonii, biexcitonii și trionii, se numesc bosoni sau fermioni compuși în funcție de spinul lor sumar.

Bose și Einstein [13, 14] primii au pus întrebarea: ce se va întâmpla dacă numărul de particule N al unui gaz bosonic este mai mare decât N_T , cel determinat de expresiile scrise mai sus? Această întrebare este asemănătoare cu ce se va întâmpla, dacă numărul de vizitatori într-un teatru este mai mare decât numărul de scaune în parter, lojă și galerii? Răspunsul este că toți vor sta în picioare în parter ca să nu se prăbușească galeriile. Răspunsul propus de Bose și Einstein este asemănător și constă în aceea că surplusul de particule $N_0 = N - N_T$, în condițiile de echilibru termodinamic, se va acomoda în starea cuantică cu vectorul de undă $\vec{k} = 0$ și cu energia cinetică minimală. Toate particulele suplimentare au aceeași stare cuantică, în cazul de față cu același vector de undă și energie. Este o condensare nu în spațiul real, ci în spațiul vectorilor de undă, vectorilor vitezei sau pe o stare cuantică anumită. Și numărul

al acesta N_0 este macroscopic, adică proporțional cu dimensionalitatea sistemului de bosoni. Ulterior, F. London [15] a înțeles că starea macroscopică dată se caracterizează printr-o funcție de undă cuantică macroscopică, amplitudinea căreia este proporțională cu radicalul din dimensionalitatea sistemului și prin faza acestei funcții. Este o particularitate suplimentară extrem de importantă. Anume aceasta idee a fost pusă la baza teoriei microscopice a suprafluidității de N.N. Bogoliubov [16], V.L. Ghinzburg și L.D. Landau [17] în teoria fenomenologică a supraconductibilității. Ca să demonstrăm cât este de importantă faza funcției macroscopice de undă, vom compara condensarea obișnuită gaz-lichid cu condensarea Bose-Einstein.

Condensarea gaz-lichid are loc în spațiul real când vaporii tind să formeze picături de lichid într-un loc anumit, ceea ce este asemănător cu adunarea oamenilor la un miting în fața tribunei. Condensarea Bose-Einstein este asemănătoare cu defilarea unei unități militare în care toți soldații țin cadența mișcându-se în aceeași direcție cu aceeași viteză și toți începând cu dreptul. Cadența la paradă este echivalentă cu faza funcției de undă cuantice macroscopice. Numărul de particule N_0 se numește condensat Bose-Einstein. Numărul N_T este finit în cazul gazului bosonic tridimensional (3D) și este infinit în cazul sistemului bosonic cu două dimensionalități (2D). De aici rezultă că în cazul sistemelor de bosoni (3D), fenomenul de condensare Bose-Einstein (CBE) există, pe când în cazul 2D este imposibil. Cauza acestei deosebiri se datorează fluctuațiilor cuantice, adică încercărilor virtuale ale particulelor de a părăsi starea staționară sau metastabilă instaurată în sistem în condițiile de echilibru termodinamic. Aceste încercări sunt cu atât mai violente cu cât dimensionalitatea sistemului e mai mică. E mai ușor de părăsit defilarea când soldații merg într-



Desenul 4. Fotoluminescența în afara microcavității care se datorează fotonilor evadați din interior. Desenul este reprodus din referința [23]

un rând decât atunci când sunt multe rânduri alături. Astfel s-a ajuns la concluzia că într-un sistem 2D, omogen cu o suprafață a planului S infinit de mare, CBE a particulelor este imposibilă. Pentru a evita aceasta interdicție categorică la nivel de teoremă este nevoie de a organiza o neomogenitate pe suprafața stratului sau, cu alte cuvinte, de a face suprafața stratului 2D finită. Și aceasta tentativă ingenioasă a fizicienilor-experimentatori a reușit. S-a găsit o stavilă fluctuațiilor cuantice violente, particulele gazului bosonic 2D fiind concentrate pe suprafețe restrânse prin diferite metode: cu ajutorul fascicolului de lumină îngust cum este arătat pe desenul 1, sau cu deformații locale speciale, sau în urma rotirii sistemului și apariției de vârtejuri cuantice care încalcă omogenitatea pe suprafața infinită, înlătură restricțiile menționate anterior și permite realizarea, *de facto*, a fenomenului de CBE în sistemele bosonice restrânse, bidimensional limitate.

Trebuie să menționăm că varianta polaritonilor excitonici în microcavități s-a evidențiat și a ocupat un loc de frunte în tentativele de descoperire a fenomenului de CBE a excitonilor în semiconductori în ultimele decenii. În anii precedenți, începând cu primele lucrări în această direcție [18-20], eforturile principale erau concentrate asupra excitonilor în cristalele voluminoase de tip Cu_2O cu trei dimensionalități [3D] și a excitonilor indirecți în gropile cuantice duble supuse acțiunii câmpului electric perpendicular pe suprafața straturilor. Rezultatele obținute de multe colective de cercetători în perioada anilor 1960-2000 sunt enumerate în monografia [21] scrisă împreună cu profesorul David Snoke de la Universitatea din Pittsburg, SUA. Vom aminti că fenomenul de CBE discutat în lucrările inițiale clasice și fundamentale [13-17] se referă la stările de echilibru termodinamic cu participarea particulelor reale cu durata de viață infinită.

Spre deosebire de aceste condiții, cazul excitonilor în semiconductori se referă la stări de cvasiechilibru termodinamic, care totuși se deosebesc de echilibrul termodinamic și au loc cu participarea cvaziparticulelor cu durata de viața finită. În multitudinea de lucrări dedicate fenomenului de CBE a excitonilor în semiconductori reflectate în monografia [21] un loc central îl joacă teoria dezvoltată de L.V. Keldâș și A.N.Kozlov [20], în care din start se ia în considerație că excitonii sunt bosoni compuși din fermioni, electroni și goluri. Aceștia din urmă se supun principiului de excludere al lui Pauli. Starea coerentă macroscopică a fost introdusă în Hamiltonian cu ajutorul transformării unitare coerente exprimate prin operatorii de creare și anihilare a exci-

tonilor de tip Wannier-Mott înscrisi în reprezentarea electron-gol. Metoda propusă a permis de a lua în considerație nu numai interacțiunea dinamică dintre excitoni, ci și cea cinematică [20]. O altă teorie, formulată în special pentru cazul CBE a atomilor în curse și care se referă în aceeași măsură la cazul excitonilor în semiconductori, este teoria tranziției de fază din starea normală în cea de CBE propusă de H.T.C. Stoof [22]. Ideea principală constă în faptul ca excitațiile elementare multiple, care apar în starea normală în preajma temperaturilor critice, generează instabilitate în sistem, în urma căreia se produce tranziția de fază cu formarea embrionului de condensat. Primul pas în tranziția de fază are loc într-un interval relativ scurt de timp, comparabil cu timpul de ciocniri elastice în sistem. Al doilea pas al tranziției de fază este cel mai important și cere un interval de timp mult mai îndelungat. El se referă la evoluția ulterioară a embrionului și transformarea lui în condensat macroscopic coerent, care se caracterizează prin modulul amplitudinii și prin faza ei. Ambele componente ale amplitudinii condensatului sunt interdependente și au un timp comun de instaurare [22].

Făcând o scurtă trecere în revistă a lucrărilor principale predecesoare ultimului deceniu, să revenim la cazul concret al polaritonilor în micro-cantități. El este reflectat în referința [1], la baza căreia sunt multe alte referințe, dintre care vom menționa lucrările [23-26]. Cazul CBE bidimensionale limitate are loc la concentrația critică n_C^{CBE} care se exprimă prin lungime de undă de Broglie termică λ_T și prin latura L a suprafeței $S = L^2$ în felul următor [1]:

$$n_C^{CBE} = \frac{1}{\lambda_T^2} \ln\left(\frac{L}{\lambda_T}\right); \quad \lambda_T = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}$$

Restrângerea spațială a polaritonilor pe suprafețe limitate cu dimensiunea liniară L conduce la incertitudinea vectorului de undă $\Delta\kappa \approx \frac{1}{L}$. Atunci când L are o mărime de 30 nm, această incertitudine este egală cu $\Delta\kappa \approx 3 \cdot 10^2 \frac{1}{cm}$ și este mai mică decât intervalul unde se observă spectrul linear al excitațiilor colective de tip Bogoliubov.

Chiar dacă diametrul fascicolului de lumină laser este micrometric, datorită masei mici a polaritonului cuantificarea spațială a energiei lui aduce la un spectru energetic cu cel puțin un nivel discret separat de continuum. Aceasta separare este de zecimi de meV și determină valoarea potențialului chimic, care acum este diferit de zero și numărul total de locuri N_T este finit. Atunci când intensitatea laserului

va depăși pragul de pompare, apariția condensatului este posibilă și realizată prin experiență.

Altă posibilitate de a evita omogenitatea pe o suprafață infinită a stratului este implicarea polaritonilor în formarea vârtejurilor cuantice locale. Formarea spontană a unui vârtej separat este imposibilă deoarece are nevoie de o energie extensivă proporțional cu $\ln\left(\frac{R}{a}\right)$, unde R este raza exterioară a vârtejurii și valoarea a determină nucleul vârtejurii. Însă vârtejurile pot apărea spontan în perechi vârtej-antivârtej, energia cărora este finită și comparabilă cu $K_B T$.

Într-o pereche vârtej-antivârtej, vitezele de rotație ale particulelor implicate sunt compensate și egale cu zero la distanțe mari de la axa perechii, ceea ce se soldează cu energii finite de creare. Perechile de vârtejuri pot fi în stare legată sau liberă, dezlegată. Tranziția de fază a perechilor de vârtejuri din starea legată în cea dezlegată se numește tranziție de tip Berezinskii-Kosterlitz-Thouless și are tempe-

ratura critică $T_{BKT} = \frac{n_s \pi \hbar^2}{2m}$, unde n_s este densitatea

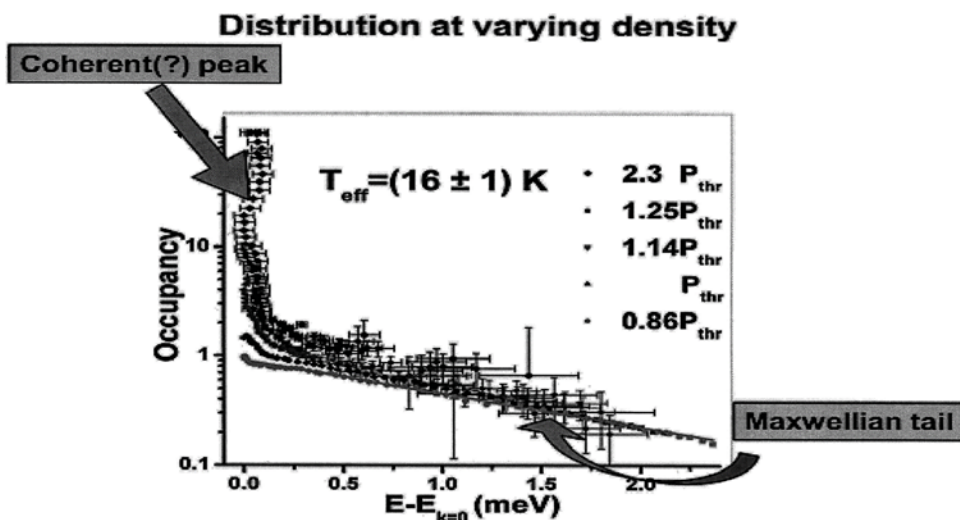
de suprafață a particulelor și m este masa lor. Vârtejurile cuantice pot apărea numai într-un lichid ideal fără disipație. În cazul nostru se cere existența preventivă a condensatului coerent creat de polaritoni. Pe de altă parte, condensatul poate apărea numai în prezența vârtejurilor locale, care exclud omogenitatea întregii suprafețe infinite și permit *CBE* bidimensională limitată. Fluctuațiile cuantice care conduc la crearea spontană a perechilor de vârtejuri creează, în concordanță cu sine însăși, și condensatul coerent necesar existenței vârtejurilor cuantice. Care anume mecanism aduce la *CBE* a polaritonilor excitonici în microcavități, încă nu-i determinat definitiv.

Studierea procesului de tranziție de fază din starea normală în cea de *CBE* poate fi urmărită în funcție de intensitatea luminii care excită semiconductorul. Polaritonii, creați sub influența laserului de pompare pe ramura de jos într-un punct $K_{||} \neq 0$, după împrăștiere multiple ajung în starea de cvasiechilibru și de *CBE* în punctul $K_{||} = 0$. Prin studierea procesului tranziției de fază se are în vedere determinarea funcției de distribuție a polaritonilor necondensați în spațiul vectorilor de undă $K_{||}$ orientați în planul gropii cuantice în funcție de intensitatea pomparii și evoluția în timp a stării macroscopice cuantice numite condensat Bose-Einstein. Funcția de distribuție Bose-Einstein a polaritonilor necondensați depinde de temperatura efectivă T , de potențialul chimic μ și de legea de dispersie a polaritonilor $\varepsilon(k)$, care este complet diferită în prezența și în

absența condensatului. Conform teoriei microscopice a suprafluidității propuse de Bogoliubov, legea de dispersie $\varepsilon(k)$ are o dependență lineară de vectorul de undă în regiunea vectorilor mici, care treptat se transformă într-o dependență pătratică. Tocmai o astfel de comportare a fost observată experimental în cazul polaritonilor în microcavitare.

Sistemul de polaritoni în microcavitare dispune de un avantaj unic, care permite studiarea statisticii cuantice și a proceselor în interiorul cavității analizând proprietățile fotoluminescenței apărute în afara cavității datorită fotonilor evadați din interior. Se are în vedere că direcția fotonului evadat și unghiul format de această direcție cu perpendiculara la suprafața gropii cuantice este strict determinat de vectorul de undă al polaritonului în microcavitare.

Studiind intensitatea fotoluminescenței în funcție de unghiul de evadare, obținem o informație exactă despre distribuția polaritonilor în microcavitare în spațiul vectorilor de undă $K_{||}$. Mai mult ca atât: trecând fotonii din componența fotoluminescenței prin interferometrul Hanbury-Braun și Twiss, au fost măsurate funcțiile lor de corelare temporală și spațială de gradul 1 și 2 și a fost determinat gradul de coerență al condensatului Bose-Einstein. În felul acesta s-a observat că atunci când nivelul de pompare este mai jos de prag și numărul de polaritoni pe ramura de jos este mic, principalul mecanism de împrăștiere este interacțiunea polariton-fononică. Această împrăștiere, ca și orice alta, se supune legilor conservării energiei și vectorilor de undă orientați în planul stratului. Atunci când în procesul de împrăștiere ia parte un polariton și un fonon la temperaturi joase, polaritonul în starea finală după împrăștiere nu poate nimeri în punctul $K_{||} = 0$, ceea ce este necesar pentru condensare. De aceea polaritonii se acumulează în aceste condiții într-un punct de ambuteiaj sau de concentrare diferit de punctul $K_{||} = 0$ și *CBE* nu are loc. Atunci când intensitatea laserului a depășit pragul de pompare și numărul de polaritoni a devenit suficient de mare, mecanismul principal de împrăștiere a devenit interacțiunea polariton-polariton. În această condiție și într-o condiție suplimentară, când frecvența de rețezare a luminii în rezonator aproape coincide cu frecvența excitonului în punctul $K_{||} = 0$, punctul de acumulare al polaritonilor a migrat în punctul $K_{||} = 0$ și *CBE* a fost realizată experimental. Distribuția Bose-Einstein a polaritonilor necondensați în spațiul vectorilor de undă $\vec{K}_{||}$ s-a dovedit a fi în concordanță cu legea de dispersie propusă în teoria lui Bogoliubov, ceea ce confirmă prezența condensatului. Prezența condensatului a fost confirmată suplimentar și evident prin



Desenul 5. Distribuția polaritonilor pe ramura de jos în microcavitate. Ea cuprinde distribuția Bose-Einstein a polaritonilor necondensați cu vectorii de undă arbitrari și surplusul de polaritoni în punctul $K = 0$, care formează condensatul Bose-Einstein. Desenul este reprodus din referința [23]

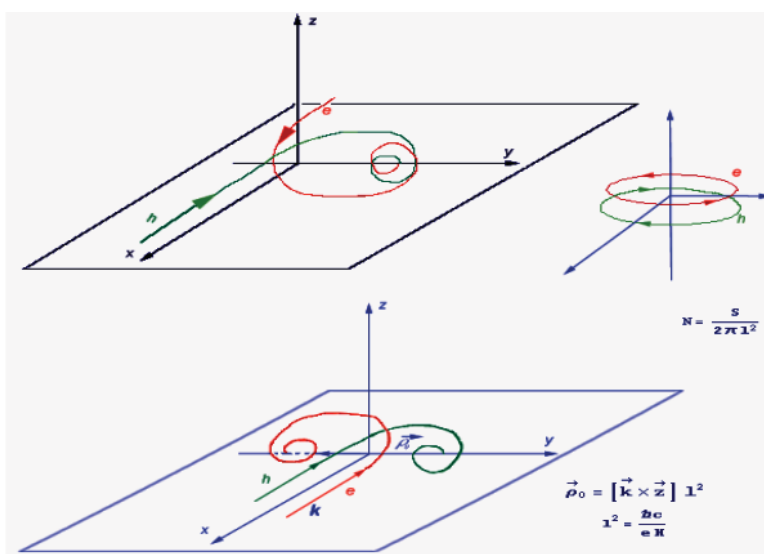
faptul că în punctul $K_{||} = 0$ a fost observată o populație excesivă față de cea care rezultă din distribuția Bose-Einstein. Aceste rezultate sunt demonstrate în desenul 5.

Parametrul de degenerare cuantică α care se exprimă prin raportul potențialului chimic $+\mu$ la energia termică în forma $\alpha = \frac{-\mu}{K_B T}$ a fost determinat ca egal cu 0,02. Temperatura efectivă a polaritonilor T a fost diferită de temperatura rețelei cristaline egale cu $4K$, ceea ce înseamnă că echilibrul termodinamic al polaritonilor cu baia fononică nu s-a instaurat. În felul acesta a fost determinată funcția de distribuție Bose-Einstein a polaritonilor necondensați, cât și parametrii condensatului Bose-Einstein în formă de stare coerentă macroscopică. Starea aceasta coeren-

tă macroscopică, are asemănarea unui lichid ideal în care au loc procese reversibile fără disipație, s-a evidențiat și prin prezența suprafluidității, și prin formarea vârtejurilor cuantice care pot apărea numai într-un mediu coerent ideal.

Suprafluiditatea polaritonilor în microcavitate a fost observată prin faptul ocolirii obstacolelor și împrăstierii reduse în timpul propagării lor. A fost, de asemenea, înregistrată apariția vârtejurilor cuantice în special atunci când erau mișcări de rotație a polaritonilor. Toate cele expuse mai sus ne demonstrează convingător că fenomenul de CBE al polaritonilor excitonici în microcavități a fost realizat experimental.

În continuare vom arăta la ce ne putem aștepta atunci când sistemul bidimensional de electroni



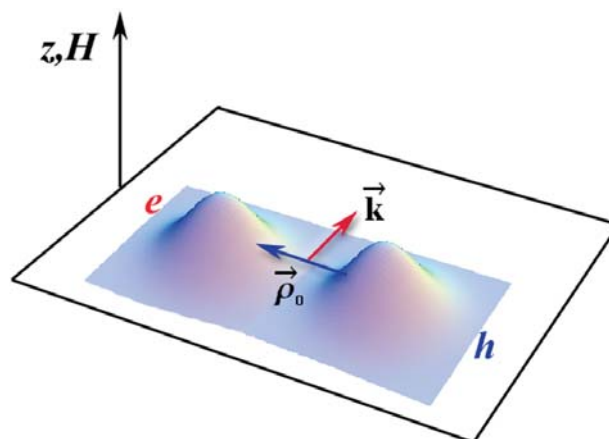
Desenul 6. Mișcarea electronului și golului în planul stratului sub influența forței Lorentz exercitate de câmpul magnetic perpendicular puternic. Desenul este reprodus din referința [27]

și goluri este supus suplimentar acțiunii unui câmp magnetic perpendicular puternic, însoțit de acțiunea unui câmp electric aplicat în aceeași direcție. Ambele câmpuri aduc la cuantificarea Landau a electronilor și golurilor însoțită de interacțiunea spin-orbita de tip Rașba.

Excitonii Wannier-Mott bidimensionali se creează în exclusivitate datorită interacțiunii Coulombiene. În prezența câmpului magnetic puternic perpendicular pe suprafața stratului, interacțiunea Coulombiană joacă un rol secundar atunci când energiile ciclotronice ale electronului și golului sunt mai mari decât energia de legătură a excitonului 2D. Forța lui Lorentz, exercitată de câmpul magnetic asupra electronului și golului cu vectori de undă \vec{K}_e și \vec{K}_h orientați de-a lungul axei x , îi face să se miște în planul stratului cum este arătat pe desenul 6.

Dacă vectorii \vec{K}_e și \vec{K}_h sunt orientați în aceeași direcție, atunci devierile sunt în diferite direcții ale axei y și particulele iau parte în procesul de cuantificare Landau în jurul diferitor centre de oscilare, distanța dintre care d este egală cu vectorul sumar al centrului de greutate $\vec{K} = \vec{K}_e + \vec{K}_h$ luat după modul și înmulțit cu lungimea magnetică l_0 luată la pătrat $d = |\vec{K}|l_0^2$, unde $l_0^2 = \frac{\hbar c}{eB}$ depinde invers proporțional de intensitatea câmpului magnetic B . În cazul vectorilor \vec{K}_e și \vec{K}_h opuși și vectorului sumar $\vec{K} = 0$ devierile au loc în aceeași direcție a axei y și cuantificarea are loc în jurul aceluiași punct de oscilare. Frecvențele ciclotronice ω_{ce} și ω_{ch} sunt diferite, fiind invers proporționale cu masele m_e și m_h ale particulelor, însă razele orbitelor de cuantificare sunt egale, deoarece ele nu depind de masă și-s determinate numai de lungimea magnetică l_0 . Orbitalele electronului și golului se suprapun și formează un obiect neutru. Acum vom lua în considerație interacțiunea Coulombiană între electron și gol, care aduce la crearea excitonului magnetic bidimensional. Această interacțiune joacă un rol secundar, deoarece structura geometrică a perechii electron-gol ($e-h$) este determinată de câmpul magnetic. Excitonul magnetic bidimensional este reprezentat pe desenul 7 și seamănă cu un dipol format din două centre de cuantificare separate la distanța d . Dipolul electric de translare $\vec{\rho}_0$ este orientat în planul stratului și este perpendicular pe direcția vectorului de undă al centrului de greutate \vec{K} .

Excitonii magnetici bidimensionali cu vectorii de undă $\vec{K}_{||} = 0$, atunci când electronul și golul se găsesc pe nivele de cuantificare Landau cele mai de jos, datorită structurii lor compacte cu orbite suprapuse ale electronului și golului se comportă ca

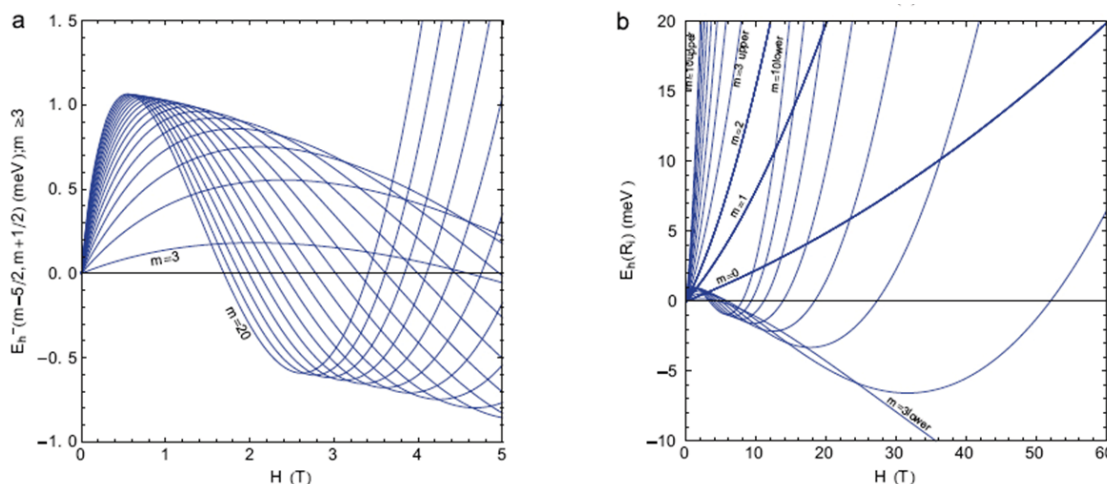


Desenul 7. Forma excitonului magnetic bidimensional cu vectorul de undă al centrului de greutate \vec{K} și cu dipolul electric de translare $\vec{\rho}_0$ perpendicular vectorului \vec{K} și cu lungimea $d = |\vec{K}|l_0^2$. Desenul este reprodus din referința [27]

un gaz ideal. Interacțiunea Coulombiană dintre doi excitoni este egală cu zero. Această proprietate neobișnuită a fost remarcată pentru prima dată de Lerner și Lozovik [28], care au inițiat studiarea CBE a excitonilor magnetici 2D. Pentru a face această interacțiune diferită de zero, este nevoie de a lua în considerație influența nivelelor excitate Landau (NEL), ceea ce a fost realizat în referințele [3,6,7] și a permis studiarea excitațiilor elementare colective în cazul CBE a excitonilor magnetici 2D cu vectorul de undă $\vec{K} = 0$. Rezultatele obținute în această direcție vor fi menționate în continuare. Studiarea CBE a excitonilor magnetici 2D cu vectori de undă \vec{K} diferiți de zero, în special cu valori $Kl_0 \approx 3-4$, a scos la iveală o stare nouă numită fază metastabilă de lichid dielectric (FMLD), existența căreia este determinată de doi factori. Primul reiese din interacțiunea de atracție care apare într-un sistem de dipoli electrici de translare orientați paralel în planul stratului, iar altul este legat cu existența stărilor coerente excitate în prezența stării coerente macroscopice de bază. Stările coerente excitate de tip Anderson se deosebesc de starea de bază prin faptul că o singură pereche electron-gol părăsește starea de bază fiind excitată în afara condensatului [2].

Rezultatele obținute în această direcție de asemenea vor fi menționate în continuare. Însă originea acestor rezultate este legată cu structura excitonilor magnetici 2D expusă anterior.

În cazul excitonilor magnetici, totul pornește de la cuantificarea Landau. De aceea vom începe cu rezultatele obținute în referințele [5,10], care descriu cuantificarea Landau în cazul electronilor și golurilor cu legi de dispersie neparabolice cu componente



Desenul 8. Nivelele de cuantificare Landau ale golurilor grele bidimensionale în funcție de intensitatea câmpului magnetic. a) Ramurile de jos începând cu numărul cuantic $m=3$ până la $m=20$. b) Ramurile de sus și de jos cu numerele cuantice $m=0,1,\dots,10$. Rezultatele sunt împrumutate din referința [10]

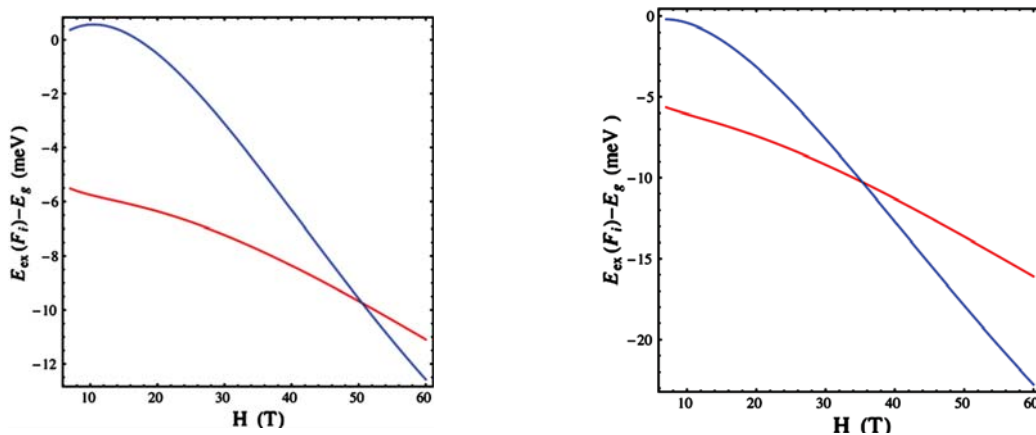
de isospin și cu diferite grade de chiralitate. Pe desenul 8 este reprezentată dependența de intensitatea câmpului magnetic B a nivelelor de cuantificare Landau ale golurilor grele bidimensionale în cazul gropii cuantice de tip *GaAs* cu termeni de gradul 2 și 4 în legea de dispersie neparabolică și cu chiralitate de gradul 3.

După cum vedem, au loc intersecții și suprapuneri ale nivelelor energetice și schimbarea poziției lor pe scara energetică. Această comportare influențează spectrul energetic al excitonilor magnetici 2D, după cum vedem în desenul 9, și determină tranzițiile cuantice din starea de bază a semiconductorului în stările magnetoexcitonice.

Înainte de a discuta excitațiile colective elementare ale unui sistem, care apar în starea lui de bază sub influența fluctuațiilor cuantice, vom aminti în ce măsură aceste excitații depind de însuși proprietățile

stării de bază. Starea de bază a sistemului dictează unele particularități ale excitațiilor elementare care sunt formulate în formă de teoreme [29].

Cele spuse se referă la sisteme care în starea normală înainte de tranziția de fază au simetrii continue pe care le pierd după tranziția de fază, simetriile fiind distruse tocmai de acele fluctuații cuantice care aduc la apariția excitațiilor elementare. În cazul excitonilor magnetici bidimensionali, cu un număr bine determinat de particule situate pe un strat omogen de semiconductor într-un câmp magnetic perpendicular, sunt două simetrii continue: una de etalonare și alta de rotire în jurul axei z a câmpului magnetic la un unghi arbitrar α . Hamiltonianul sistemului este invariant față de operațiunea de transformare sub influența operatorului $\hat{U}(\alpha) = e^{i\hat{N}\alpha}$ unde \hat{N} este operatorul numărului total de particule, α este o fază arbitrară și are loc egalitatea $H = U(\alpha)HU^{-1}(\alpha)$.



Desenul 9. Nivelele energetice ale excitonului magnetic bidimensional cu numerele $m=3,4$ ale golurilor grele din componența lui în funcție de intensitatea câmpului magnetic. Rezultatele se referă la parametrii teoriei $C=2,75$ și $E_z=7,3$ kv/cm în cazul a) și la $E_z=8,1$ kv/cm în cazul b). Desenele sunt împrumutate din referința [10]

A doua simetrie este cea de rotire. Ea înseamnă ca Hamiltonianul este invariant față de transformarea cu ajutorul operatorului $\hat{C}_z = e^{\frac{iL_z \alpha}{\hbar}}$ unde \hat{L}_z este proiecția pe axa z a operatorului momentului de mișcare.

De asemenea, are loc egalitatea $H = \hat{C}_z(\alpha)H\hat{C}_z^{-1}(\alpha)$ și în ambele cazuri α are o valoare arbitrară care se schimbă în mod continuu. De aceea simetriile se numesc continue. Operatorii \hat{N} și \hat{L}_z se numesc generatori de simetrie.

Existența simetriilor continue aduce la aceea că starea de bază a sistemului degenerează, adică există un continuum de stări de bază cu aceeași energie și cu un continuum de funcții de undă care se desosebesc prin faza lor. Pe desenul 10 este reprezentată energia unui sistem în dependență de funcția de undă $\varphi(\alpha)$ în cazul simetriei continue de etalonare. Energia are forma unei pălării mexicane când minimurile energiei de bază formează o albie circulară.

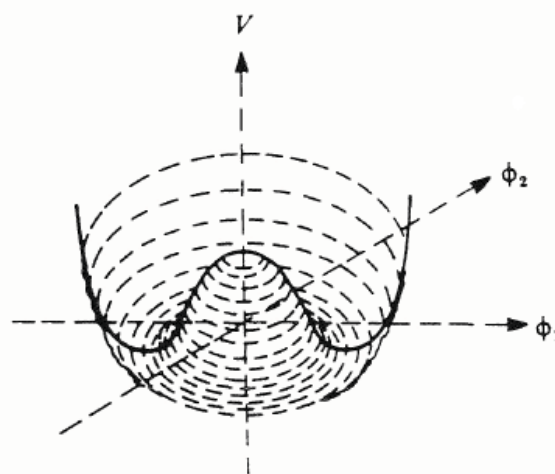
De-a lungul albiei energiile sunt aceleași, pe când pentru a schimba modulul funcției $|\varphi(\alpha)|$ este nevoie de a ieși din albia ulucului și-i nevoie de energie. Deja din examinarea acestui desen ne putem da seama ca sunt doua tipuri de excitări elementare. Unele care pot fi efectuate de-a lungul albiei cu energii infinitezimale fără prag și altele pentru a schimba raza ulucului care cere energii finite, adică cu prag energetic.

Să vedem ce se întâmplă atunci când are loc tranziția de fază și distrugerea, de exemplu, a simetriei continue de etalonare. În acest caz nu mai avem o mulțime de funcții de bază, ci numai una cu o fază fixată, de exemplu $\varphi(\alpha_1)$. Această situație se numește fixație de fază. Fluctuațiile cuantice care vor încerca să excite starea de bază, adică să-i schimbe funcția $\phi(\alpha_1) = |\phi|e^{i\alpha_1}$ o pot face în două feluri, după cum am spus mai sus. Unul să-i schimbe numai faza din α_1 în $\alpha_1 + \delta\alpha$ și în acest caz nu-i nevoie de energie pentru că deplasarea se face de-a lungul albiei. A doua posibilitate este de a schimba modulul funcției de undă $|\phi|$ ceea ce duce la schimbarea finită a energiei care trebuie să depășească un prag anumit. Aceste afirmații constituie conținutul teoremei lui Goldstone, care afirmă că atunci când are loc tranziția de fază cu distrugerea unei simetrie continue în spectrul excitațiilor elementare, apare o ramură cu energii infinite de mici la vectori de undă mici, ceea ce corespunde în fizica relativistă cu existența particulelor fără masă. Ramurile excitațiilor elementare fără prag energetic sau, cum se mai spune, fără masă, se numesc mode de tip Nambu-Goldstone.

Sunt două tipuri de mode Nambu-Goldstone

(NG): de genul 1 cu dependență lineară de vectorul de undă mic și de genul 2 cu dependență pătratică în aceeași regiune de vectori de undă mici. Nielsen și Chadha au formulat o teoremă care determină numărul de mode NG care apar în spectrul excitațiilor colective elementare atunci când după tranziția de fază sunt distruse câteva simetrii continue, de exemplu, două simetrii, cum e cazul excitonilor magnetici bidimensionali. Teorema afirmă că numărul de mode NG de genul 1 – N_I fiind socotit o dată și numărul de mode NG de genul 2 – N_{II} fiind luat în considerație dublu, trebuie să fie mai mare sau egal cu numărul de operatori de simetrie distruși N_{BG} , adică $N_I + 2N_{II} \geq N_{BG}$.

Excitațiile colective elementare, care au prag energetic, sunt echivalente cu particulele relativiste cu masa diferită de zero și se numesc masive. Datorită teoremelor formulate de Goldstone, Nielsen și Chadha noi știm la ce ne putem aștepta în cazul studierii spectrului energetic al excitațiilor colective elementare în cazul CBE a excitonilor magnetici bidimensionali cu vectorul de undă \vec{K} diferit de zero orientat în planul stratului. CBE este o stare coerentă macroscopică, caracterizată printr-o fază a funcțiilor de undă și un vector de undă orientat în planul stratului bine determinat. Numărul de particule în starea coerentă nu este bine determinat, însă fiind un număr macroscopic incertitudinea lui poate fi neglijată. Cu toate acestea, introducerea în Hamiltonian a stării coerente macroscopice aduce la distrugerea simetriei continue de etalonare. În același timp, prezența condensatului cu un vector de undă diferit de zero orientat în planul stratului aduce de asemenea



Desenul 10. Energia potențială $V(\varphi)$ a unui sistem cu nelinearitate în dependență de funcția de undă $\varphi(\alpha)$. Potențialul are forma unei pălării mexicane cu maximum în punctul $\varphi = 0$ și cu minimuri la valorile $|\varphi(\alpha)| = \alpha$. Desenul este reproduc din referința [29]

la distrugerea simetriei continue de rotire $C_z(\alpha)$.

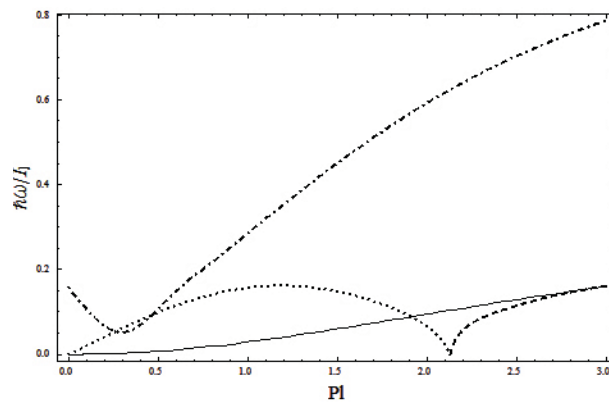
Astfel, *CBE* a excitonilor magnetici 2D este însoțită cu distrugerea a două simetrii continue și numărul de operatori-generatori de simetrie distruși este egal cu $2(N_{BG} = 2)$. Teorema lui Goldstone ne garantează că modele *NG* nu acumulează masă în nicio ordine a teoriei perturbațiilor. Însă sunt cazuri contrare. Câteodată apar mode fără prag energetic (ele se numesc moi) în aproximația zero a teoriei perturbațiilor, care devin masive din cauza corecțiilor cuantice ulterioare. Existența lor a fost demonstrată de Weinberg, care le-a numit inițial pseudo-mode, iar acum se numesc mode *cvasi-NG*. Ele apar atunci când simetria energiei potențiale în aproximația zero este mai înaltă decât a Hamiltonianului în întregime. Georgi și Pais au menționat că modele *cvasi-NG* pot apărea și atunci când simetria stării de bază este mai mare decât simetria Hamiltonianului [29].

Excitațiile colective elementare în cazul *CBE* a excitonilor magnetici 2D cu vectorul de undă $\vec{K} = 0$ pot fi obținute numai atunci când luăm în considerare influența *NEL* asupra electronilor și golurilor situați pe nivelele Landau cele mai de jos. Influența *NEL* aduce la o interacțiune suplimentară directă de atracție electron-electron, gol-gol și electron-gol în aproximația Hartree și la o interacțiune de schimb de respingere în aproximația Fock. Interacțiunea de respingere contribuie la stabilizarea condensatului Bose-Einstein și înlătură tentativa de colaps în sistem, care există în lipsa ei.

Să ne amintim că în cazul *CBE* a excitonilor Wannier-Mott există numai două ramuri excitonice ale excitațiilor colective elementare. Una se numește energetică sau pozitivă și are proprietățile modei *NG*, a doua este cea precedentă luată cu semnul minus și se numește negativă sau *cvasienergetică*. Aceste două ramuri corespund la două funcții ale lui Green – cea normală și la cea anormală – care apare datorită existenței condensatului.

În cazul excitonilor magnetici 2D, în condițiile de *CBE* apar 4 ramuri ale excitațiilor colective elementare, dintre care două sunt excitonice iar alte două sunt plasmonice. Una dintre ele corespunde plasmonilor optici, iar alta plasmonilor acustici care apar în sistemul bicomponent de perechi electron-gol 2D. În sistemele electronice tridimensionale (3D) plasmonii au energie de prag și sunt separați pe scara energetică de ramurile excitonice care apar în condiții de *CBE*. Spre deosebire de sistemele 3D, în cazul excitonilor magnetici 2D toate cele 4 ramuri ale spectrului se găsesc în aceeași regiune pe scara energetică și pot fi obținute din soluționarea unui sistem unic de ecuații de mișcare scrise pentru

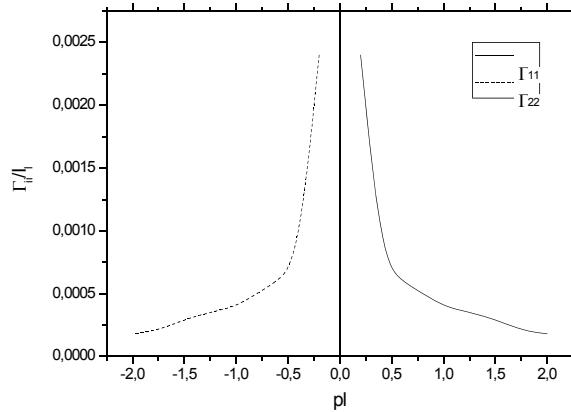
4 operatori integrali biparticuli $\hat{\rho}(a)$, $\hat{D}(\bar{a})$, $d^+(\bar{k})$ și $d(k)$ care descriu plasmonii optici, plasmonii acustici, crearea excitonilor și anihilarea lor corespunzător. Pe desenul 11 sunt reprezentate numai trei ramuri și anume ramura excitonică pozitivă și două ramuri plasmonice. Una din aceste ramuri corespunde plasmonilor optici, are un spectru de tip *NG* veritabil de genul 2. Ramura a doua are proveniența excitonică, este de tip *cvasi-NG*, deoarece are prag energetic în punctul $p = 0$, o comportare de roton în regiunea intermediară a vectorilor de undă și o dependență de saturare în restul spațiului vectorilor de undă. Ramura are tip *cvasi-NG* deoarece simetria părților energetice proprii, care apar în ecuațiile de mișcare ale celor 4 operatori integrali bi-particuli, este mai înaltă decât simetria Hamiltonianului ce descrie fenomenul de *CBE*.



Desenul 11. Trei ramuri ale excitațiilor colective: ramura excitonică de tip *cvasi-NG* cu prag energetic în punctul $pl=0$, ramura plasmonilor optici de tip *NG* de genul 2 și ramura plasmonilor acustici de tip *NG* cu instabilitate (curba punctată). Desenul este reprodus din referințele [6,7]

A treia ramură pe desenul 11 cu un segment punctat reprezintă plasmonii acustici. Spre deosebire de cei optici, ei au o instabilitate în regiunea vectorilor de undă mici și intermediari. În această regiune a vectorilor de undă în sistem există forță de atracție care trebuie depășită pentru a schimba poziția centrului de greutate al electronilor și golurilor care iau parte în oscilațiile plasmonice acustice. Această piedică nu există pentru oscilațiile plasmonice optice, deoarece ele prezintă oscilații relative ale electronilor față de goluri fără a schimba poziția centrului de greutate.

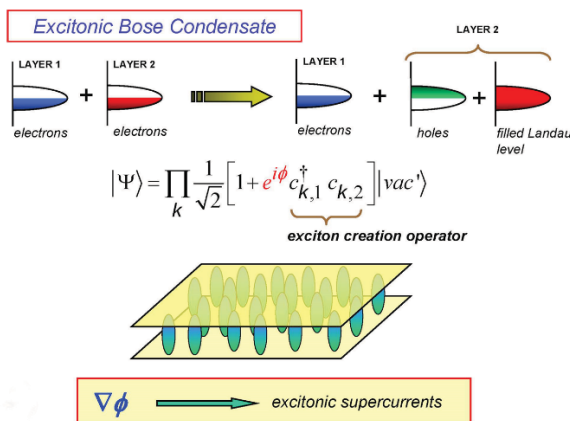
Pe desenul 12 sunt reprezentate atenuările care apar la părțile energetice-proprii și care determină atenuările spectrului energetic. Aceste atenuări sunt inferioare valorilor reale ale spectrului energetic și demonstrează veridicitatea calculelor făcute.



Desenul 12. Atenuarea părților energetice-proprii în funcție de vectorii de undă. Desenul este reprodus din referințele [6,7].

Rezultatele obținute au fost comparate cu spectrul excitațiilor elementare colective obținut de Fertig [30] în cazul gazului electronic 2D cu două straturi paralele situate într-un câmp magnetic perpendicular. Cele mai de jos nivele Landau în benzile lor de conductibilitate sunt umplute cu electroni pe jumătate. Factorul de umplere în fiecare strat este egal cu $\frac{1}{2}$ și pentru ambele straturi este egal cu 1. De fapt, mai există al treilea strat adiacent cu impurități pozitive care compensează încărcătura negativă a celor două straturi cu electroni.

Acest sistem neutru este echivalent cu două straturi: unul umplut pe jumătate cu electroni și altul umplut pe jumătate cu goluri în banda de conductibilitate, așa cum este reprezentat pe desenul 13 reprodus din lecția lui J. Eisenstein [31].



Desenul 13. Condensarea Bose-Einstein a excitonilor magnetici creați de electronii 2D formați pe două straturi cu factorul de umplere egal cu $\frac{1}{2}$ în fiecare strat. Desenul este reprodus din referința [31].

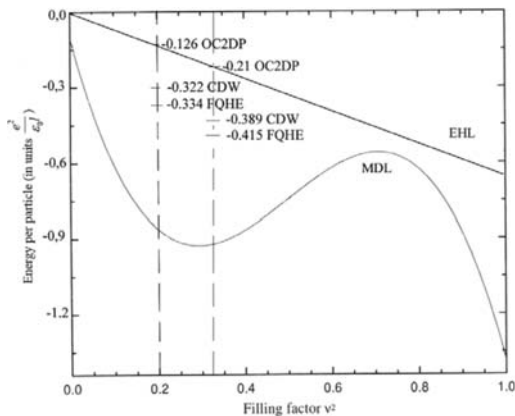
În modelul discutat de Fertig sunt electroni și goluri separați la o distanță d dintre ei. Electronii și

golurile se găsesc pe nivelele Landau cele mai de jos în benzile de conductibilitate ale ambelor straturi și au aceeași factori de umplere egali cu $\frac{1}{2}$. Starea lor de bază este cea de CBE a excitonilor magnetici 2D. Acest model se deosebește de excitonii magnetici coplanari 2D descriși mai sus, în care d este egal cu zero și golurile sunt formate în banda de valență. Spectrul energetic al excitațiilor colective elementare obținut de Fertig conține o singură ramură de oscilații plasmonice optice de tip NG , care este de genul 1 atunci când $d \neq 0$ și este de genul 2 în cazul $d = 0$. În ultimul caz, rezultatul obținut de Fertig coincide cu spectrul plasmonilor optici demonstrat pe desenul 11. Alte ramuri de excitații colective în regiunea energiilor și vectorilor de undă infinitezimale n-au fost evidențiate în calculele lui Fertig. O posibilă explicație o găsim în desenul 11, unde ramura excitonică are prag energetic fără energii infinitezimale, iar ramura plasmonică acustică, datorită instabilității, are valori imaginare ale energiei în regiunea vectorilor de undă mici în loc de cele reale.

Atunci când CBE a excitonilor magnetici 2D s-a produs pe o stare cu vectorul de undă \vec{K} diferit de zero și orientat în planul stratului, toți excitonii își orientează paralel dipolii \vec{p}_0 de asemenea în planul stratului însă perpendicular direcției vectorului \vec{K} . Apare interacțiunea dintre excitoni cu semnul de atracție, care duce la instabilitate în sistem deoarece excitonii tind să-și mărească concentrația. Această tendință apare în aproximația Hartree-Fock și poate fi combătută dacă luăm în considerație energia de corelare calculată cu ajutorul stărilor coerente excitate de tip Anderson. Starea coerentă excitată există numai în prezența condensatului Bose-Einstein și se deosebește de starea de bază prin faptul că o pereche electron-gol a ieșit din componența condensatului schimbându-și vectorul de undă \vec{K} . Starea coerentă excitată nu se referă la un exciton aparte, nu-i legată de existența nivelelor excitate Landau luate în considerație atunci când am discutat mai sus cazul CBE cu $\vec{K} = 0$. Energia de corelare care apare datorită stărilor coerente excitate de tip Anderson este proporțională cu un factor de corelare care tinde spre zero atunci când vectorul condensatului \vec{K} tinde spre zero. Anume așa și trebuie să se întâmple, pentru că excitonii magnetici 2D cu vectorul de undă $\vec{K} = 0$ formează un gaz ideal în absența influenței NEL.

Luând în considerație energia de corelare, potențialul chimic al sistemului de excitoni magnetici 2D are o nouă comportare, reprezentată pe desenul 14, în funcție de factorul de umplere ν^2 a nivelelor

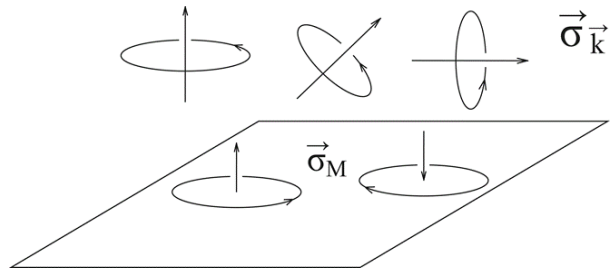
Landau celor mai de jos ocupate de electroni și goluri. În intervalul de valori mici ale lui $\nu^2 (\nu^2 \leq 0,2)$, se observă o micșorare bruscă a potențialului chimic și tendința spre colaps care este stopată de energia de corelare. În prezența acesteia apare o fază nouă metastabilă de lichid dielectric format din excitoni magnetici condensati Bose-Einstein cu vectorul de undă \vec{K} diferit de zero. Faza lichidului dielectric metastabil (*FLDM*) are o compresibilitate pozitivă în regiunea valorii relativ minimale a potențialului chimic μ , după care el crește și, depășind bariera de metastabilitate, iar descrește. Energia care revine unei perechi electron-gol în starea de *FLDM* este egală cu valoarea potențialului chimic în punctul valorii relativ minimale. Atunci când factorul de umplere ν^2 este mai mic de valoarea ν_m^2 la care apare minimumul relativ, lichidul dielectric format din excitoni magnetici se va restrânge în picături cu factorul de umplere ν_m^2 . Energia care revine unei particule în componența perechilor electron-gol este egală cu o jumătate din potențialul chimic. Valoarea $\frac{\mu}{2}$ poate fi comparată cu energia care revine unei particule în alte stări cuantice posibile, cum ar fi lichidul metalic electron-gol (*EHL*), lichidul cuantic incompresibil (*IQL*) de tip Laughlin, care apare într-un sistem electronic în condițiile de existență a efectului cuantic Hall fracțional, starea de plasma 2D cu o componentă (*OC2DP*) și starea de undă a densității electrice (*CDW*). Toate aceste stări sunt



Desenul 14. Energiile care revin la o particulă în unități $e^2/l_0 \epsilon_0$ în patru stări diferite esențiale ale gazului electronic 2D cu o componentă și al sistemului de perechi electron-gol 2D, cum ar fi: lichidul cuantic incompresibil (IQL) care apare în condițiile de efect cuantic Hall fracțional (FQHE), unda densității electrice (CDW), plasma 2D cu o componentă (OC2DP) cu proprietățile de lichid metalic electron-gol (EHL) și faza lichidului metastabil dielectric (MDLP) format din excitoni magnetici 2D în stare de CBE cu vectorul de undă diferit de zero. Desenul este reprodus din referința [32]

însemnate pe desenul 14 reprodus din referința [32]. Din această comparație putem conchide că *FLDM* evidențiată în referința [2] prezintă interes de rând cu alte stări cuantice.

Un alt aspect al fizicii excitonilor magnetici 2D, care se studiază în momentul de față, se referă la interacțiunea electronilor cu câmpul electromagnetic. După cum știm, perechile electron-gol și excitonii sunt restrânși pe planul stratului 2D și sunt supuși acțiunii câmpului magnetic perpendicular puternic. Fotonii câmpului electromagnetic au posibilitatea să se propage în spațiul 3D într-o direcție arbitrară față de stratul 2D cum e arătat pe desenul 15.



Desenul 15. Orientarea reciprocă a vectorilor de polarizare circulară $\vec{\sigma}_K$ și $\vec{\sigma}_M$ Desenul este reprodus din referințele [4,9]

Atunci când fotonii pătrund în microcavitate, ei se supun restricțiilor dictate de rezonator. În referințele [4, 9] a fost descris Hamiltonianul interacțiunii electronilor cu câmpul electromagnetic în condițiile date, luând în considerație tranzițiile cuantice din banda de valență cu înveliș electronic de tip $P(l = 1)$ în banda de conductibilitate cu înveliș electronic de tip $S(l = 0)$ în gropile cuantice de tip *GaAs*. Stările excitonilor magnetici în aceste condiții se caracterizează, în primul rând, prin vectorul de undă 2D pe care-l vom însemna $\vec{K}_{\parallel,ex}$. Mai sunt numerele cuantice ale cuantificării Landau n_e și n_h pentru electron și gol în benzile lor corespunzătoare și numărul cuantic M suplimentar pentru banda de valență. El determină proiecția pe axa câmpului magnetic a operatorului momentului de mișcare și are două valori $M = \pm 1$ în corespundere cu funcțiile de undă de tip $\frac{1}{\sqrt{2}}(x \pm iy)$ ale benzii de valență.

În loc de numărul cuantic M , a fost introdus vectorul de polarizare circulară $\vec{\sigma}_M$ precum este arătat pe desenul 15. După cum a fost menționat mai sus, fotonii se caracterizează prin vectori de undă 3D cu componenta K_z perpendiculară planului și cu componenta $\vec{K}_{\parallel ph}$ orientată în planul stratului. În afară de vectorul de undă $\vec{K}(K_z, \vec{K}_{\parallel ph})$, fotonii se mai caracterizează prin vectorul polarizării circulare $\vec{\sigma}_K^{\pm}$,

care este echivalent cu proiecția unui moment de rotație în direcția vectorului \vec{K} sau în direcția opusă lui. Elementele de matrice ale tranzițiilor cuantice dipol-active inter-bandă sub influența fotonilor sunt proporționale expresiei

$$\frac{e}{m_0 l_0} \sqrt{\frac{1}{\hbar \omega_K L_C}} P_{CV}(0) (\vec{\sigma}_K^\pm \cdot \vec{\sigma}_\mu^*) \delta_{kr}(\vec{K}_{\parallel,ex}, \vec{K}_{\parallel,pt}) \delta_{kr}(n_e, n_h)$$

Ele se supun regulilor de selecție, conform cărora au loc următoarele consecințe:

1. Excitonii magnetici 2D sunt creați de fotoni cu aceeași vectori de undă în planul stratului $\vec{K}_{\parallel,ex} = \vec{K}_{\parallel,ph}$.

2. Numerele cuantice de cuantificare Landau ale electronului și golului coincid, $n_e = n_h$ în cazul tranzițiilor dipol-active.

3. Fotonii sunt capabili să excite excitonii numai atunci când produsele scalare ale vectorilor de polarizare circulară sunt diferite de zero ($\vec{\sigma}_K^\pm \cdot \vec{\sigma}_\mu^*) \neq 0$. Aceasta înseamnă că excitonii se aliniază la polarizarea circulară a fotonilor. Alinierea excitonilor este unul din multiplele fenomene ale orientării optice. În cazul formării polaritonilor magnetoexcitonici în microcavități, atunci când sunt satisfăcute regulile de selecție ale tranzițiilor optice dipol-active, frecvența Rabi ω_R , care determină însuși efectul polaritonic și anvergura ramurilor polaritonice, este egală cu $|\omega_R| = \frac{e}{m_0 l_0} \sqrt{\frac{1}{L_C \hbar \omega_K}} |P_{CV}(0)|$.

$P_{CV}(0)$ este elementul de matrice inter-banda în lipsa câmpului magnetic și este calculat cu ajutorul părților periodice ale funcțiilor lui Bloch. l_0 este lungimea magnetică, L_C este lungimea rezonatorului și ω_K frecvența fotonului. Frecvența Rabi este proporțională cu \sqrt{B} și crește în aceeași măsură ca și potențialul de ionizare I_l odată cu creșterea intensității câmpului magnetic B. Să ne amintim că frecvența ciclotronică ω_c este proporțională cu B și crește mai repede decât ω_R .

Acest rezultat are loc atunci când frecvența ciclotronică ω_c a cuantificării Landau este mai mare decât frecvența potențialului de ionizare I_{l_0}/\hbar al excitonului magnetic 2D, iar acesta din urmă este mai mare decât frecvența Rabi

$$\omega_C > \frac{I_l}{\hbar} > \omega_R$$

Făcând un scurt rezumat al celor scrise, am putea sublinia că fenomenul de CBE a cvasiparticulelor în stare de cvasiechilibru, chiar dacă ea este îndepărtată de echilibrul termodinamic, are loc în natură și a devenit un eveniment remarcabil al fizicii stării condensate contemporane.

Bibliografie

1. H.Deng, H. Haug, Y. Yamamoto Rev. *Exciton-polariton Bose-Einstein condensation*. Mod. Phys. 82, 1489 (2010).
2. S.A. Moscalenko, M.A. Liberman, D.W. Snoke and V.V. Botan. *Polarizability, correlation energy and dielectric liquid phase of Bose-Einstein condensate of 2D excitons in a strong perpendicular magnetic field* Phys. Rev. B 66, 245316 (2002), 15 pages.
3. S.A. Moscalenko, M.A. Liberman, P.I. Khadzhi, E.V. Dumanov, Ig. V. Podlesny and V. Botan. *Influence of excited Landau levels on a two-dimensional electron-hole system in a strong perpendicular magnetic field*, Sol. State Comm. 140/5, 236 (2006).
4. S.A. Moscalenko, M.A. Liberman, I.V. Podlesny. *Exciton-cyclotron resonance in two-dimensional structures in a strong perpendicular magnetic field and optical orientations condition*, Phys. Rev. B, 79, 125425 (18pp.) (2009).
5. S.A. Moscalenko, I.V. Podlesny, P.I. Khadzhi, B.V. Novikov, A.A. Kiselyov. *Landau quantization of a two-dimensional electron with the non-parabolic dispersion law, pseudospin components and chirality terms*, Solid State Comm., 151, 1690 (2011).
6. S.A. Moscalenko, M.A. Liberman, D.W. Snoke, E.V. Dumanov, S.S. Rusu, F. Cerbu. *Nambu-Goldstone modes of the two-dimensional Bose-Einstein condensed magnetoexcitons*, Eur. Phys. J. B 85:359, (14pp.) (2012)/ DOI:10.1140/epjb/e2012-30406-6.
7. S.A. Moscalenko, M.A. Liberman, D.W. Snoke, E.V. Dumanov, S.S. Rusu, F. Cerbu. *True, quasi and unstable Nambu-Goldstone modes of the two-dimensional Bose-Einstein condensed magnetoexcitons*, Solid State Communications, 155, p. 57-616(2013)/DOI:10.1016/j.ssc.2012.11.006.
8. E.V. Dumanov, M.A. Liberman, S.A. Moscalenko, B.V. Novikov and S.S. Rusu. *Mixed exciton-plasmon collective elementary excitations of the Bose-Einstein condensed bidimensional magnetoexcitons with motional dipole moment's*, Phys. Status Solidi B, 250(1), p. 115-127, (2013)/ DOI: 10.1002/pssb. 201248131.
9. S.A. Moscalenko, I.V. Podlesny, M.A. Liberman, B.V. Novikov. *Two-dimensional magnetoexciton-polariton*, J. Nanophoton. 6(1), 061806 (Nov 29, 2012). DOI: 10.1117/1.JNP. 6.061806.
10. I.V. Podlesny, S.A. Moscalenko, T.Hakioglu, A.A. Kiseliyov, L. Gherciu. *Landau quantization of two-dimensional heavy holes, energy spectrum of magnetoexcitons and Auger recombination lines*, Physica E, Volume 49, March 2013, pages 44-51.
11. D.W. Snoke. *Excitons and polariton BEC* in Cambridge – ITAP workshop Turkey 2009.
12. K. Yoshioka et al PRB 88 041201 (R) (2013)
13. S.N. Bose, Zeitschrift für Physik 26, 1, 178–181 (1924), doi:10.1007/BF01327326.
14. A. Einstein. *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften* 1, 3 (1925).
15. F. London. *Nature* 141, 3571, 643–644 (1938).

16. N.N.Bogoliubov. *Selected works*, vol. 2,3, New-York, Gordon and Brech Sci Publ. 1990-1991.
17. V.I. Ghinzburg, L.D. Landau, *J. Exp. i Teoret. Fiz.* 20, 12 (1950).
18. S.A.Moskalenko. *Reversible optico-hydrodynamic phenomena in a non ideal exciton gas*, *Sov. Phys. Solide State.* 4, 199-204 (1962).
19. J.M. Blatt, K.W. Boer, and W. Brandt. *Bose-Einstein Condensation of Excitons*, *Phys. Rev.* 126(5), 1691-1692 (1962), <http://dx.doi.org/10.1113/PhysRev.126.1691>.
20. L.V. Keldysh, A.N. Kozlov, *JETP* 27, 3, 521, (1968).
21. S.A.Moskalenko and D.W.Snoke. *Bose-Einstein Condensation of Excitons and Biexcitons and Coherent Nonlinear Optics with Excitons*, p. 428, Cambridge University Press, Cambridge (2000).
22. H.T.C. Stoof *Phys. Rev. Lett* 66 3148 (1991)
23. J.Kasprzak et al. *Bose-Einstein condensation of exciton polaritons*, *Nature* 443, 409-414 (2006), <http://dx.doi.org/10.1038/nature05131>.
24. D.W. Snoke. *Spontaneous Bose Coherence of excitons and polaritons*, *Science* 298 (5597), 1368-1372 (2002), <http://dx.doi.org/10.1126/science.1078082>.
25. K.G. Lagoudakis et al. *Quantized vortices in an exciton-polariton condensate*, *Nat. Phys.* 4, 706-710 (2008), <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1051>.
26. D.W. Snoke and P. Littlewood. *Polariton condensates*, *Phys. Today* 63(8), 42-47 (2010), <http://dx.doi.org/10.1063/1.3480075>.
27. S.A. Moskalenko, M.A. Liberman and E.V.Dumanov. *Exciton Condensation under high magnetic field*. *J. Nanoelectron optoelectron* 6, 393-419 (2011).
28. I.V. Lerner and Iu. E. Lozovok *Zh. Exp. Teor. Fiz.* 80, 1488(1981); *Sov. Phys. JETP* 53, 763(1981).
29. S.A. Moskalenko, M.A. Liberman, E.V. Dumanov and E.S. Moskalenko. *Spontaneous symmetry breaking and coherence in two-dimensional electron-hole and exciton systems*. *J. Nanoelectron. Optoelectron.* 7, 640-670(2012); arxiv:129,0597v1(2012).
30. H.A. Ferting. *Energy spectrum of a layered system in a strong magnetic field*, *Phys.Rev. B* 40, 1087 (1989).
31. J. Eisenstein. *Exciton Bose Condensate*, Lecture at Cambridge – ITAP Workshop Turkey, Sept. 2009.
32. S.A. Moskalenko, M.A. Liberman, E.V. Dumanov, A.G. Stefan and M.I. Shmiglynk. *Intra-Landau-level excitations of the two-dimensional electron-hole liquid* *J.Phys.:* *Condens. Matter* 21, 235801(2009).



Tudor Zbârnea. *Schimb de tăceri*, u/p, 800 × 1000 mm, 2010