Бозе-эйнштейновская (и не только) конденсация экситонов в низкоразмерных наноструктурах с беспорядком



М.М. Глазов, <u>**Р.А. Сурис</u>** ФТИ им. А. Ф. ИОФФЕ</u>

23 – 29 февраля 2020 г.

60 лет «Коуровке», 110 лет со дня рождения С.В. Вонсовского

МОЙ КОУРОВСКИЙ ПОСЛУЖНОЙ СПИСОК



- 1. Е.А. Туров «Теория магнитных структур»
- 2. П.С. Зырянов «Интеграл столкновений заряженных частиц в магнитном поле»
- 3. Ю.П. Ирхин «Особенности гальваномагнитных эффектов в ферромагнетиках»
- 4. А.С. Боровик-Романов «Слабый ферромагнетизм и пьезомагнетизм»
- 5. С.В. Малеев «Рассеяние нейтронов в антиферромагнетиках»
- 6. Р.А. Сурис «Рассеяние нейтронов в геликоидальных структурах»
- 7. В.Г. Песчанский «Кинетические эффекты в металлах»
- 8. С.В. Тябликов «Метод запаздывающих функций Грина в теории ферромагнетизма»
- 9. К.П. Белов «Магнетизм редкоземельных соединений»

Коуровка – 9, Лысьва, д/о 'Сокол', 21 февраля – 4 марта 1969 г.

1. Л.В. Келдыш, Д.И. Хомский «Электронные корреляции в узких зонах (модель Хаббарда)» 2. Р.Г. Архипов «Исследования твердого тела при высоких давлениях»

3. М.Я. Амусья «Об устойчивости основного парамагнитного состояния электронного газа» 4. А.Л. Эфрос «Квазиклассический подход в теории сильно легированных полупроводников в магнитном поле»

5. Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис «Влияние Бозе-Энштейновской конденсации экситонов на физические свойства полепроводников»

6. Р.Н. Гуржи «Гидродинамические явления в твердых телах при низких температурах»

- 7. И.Г. Шапошников «Динамика намагничивания парамагнетика»
- 8. С.В. Малеев «О рассеянии электронов на парамагнитной примеси (эффект Кондо)»
- 9. Л.В. Келдыш «Бозе-конденсация и металлизация экситонов. Биоэкситоны»
- 10. Е.Г. Максимов «Когерентные состояния в квантовой теории»
- ☑ Л.Б. Левитин «Существует ли физический предел скорости переработки информации?»





ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 4, в. 12 SOLID STATE PHYSICS Vol. 4, № 12

О РАССЕЯНИИ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ НА СЛОЖНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

1962

1962

С. В. Малеев, В. Г. Барьяхтар и Р. А. Сурис

Рассматривается упругое расссяние медленных нейтронов на магнетиках, облаимощих сложной периодической магнитной структурой. Получено общее выражение им сечения и поляризации при таком расссянии, причем падающие нейтроны счииются также поляризованными. Проанализирован вопрос о восстановлении магнитной пруктуры по экспериментальным данным. В конце работы приведены формулы для сечения и поляризации в случае ряда конкретных структур.

Недавно были обнаружены новые магнитные структуры ряда веществ ру, Ег и др.), характерной особенностью которых является то, что при переходе от одного атома к другому ориентация атомных спинов периодически изменяется, причем период этого изменения не совпадает периодом кристаллической решетки и не является целым кратным этого периода и более того зависит от температуры (см., например, работы Ишимуры [¹], Каплана [^{2, 3}], Эллиота [⁴] и Вилкинсона и др. [^{5, 6}]). 8 настоящей статье подробно рассмотрено упругое рассеяние нейтронов на структурах такого типа. Получены выражения для сечения и поля-

OPTICAL PROPERTIES OF AN EXCITON CONDENSATE IN A SEMICONDUCTOR

V. A. GERGEL', R. F. KAZARINOV, and R. A. SURIS

Submitted August 17, 1966; resubmitted February 10, 1967

Zh. Eksp. Teor. Fiz. 53, 544--555 (August, 1967)

A gas of bound electrons and holes (excitons) in a semiconductor is considered. It is demonstrated that such a system is capable of forming a Bose condensate, and the conditions for such a formation are determined. The interaction between light and an exciton condensate is studied. The real and imaginary parts of the dielectric polarizability of a semiconductor near the exciton absorption line are determined. It is shown that negative light absorption should occur at a frequency somewhat lower than that of exciton absorption.

¹J. M. Blatt and K. W. Boer, Phys. Rev. **126**, 1621 (1962).

²S. A. Moskalenko, Fiz. Tverd. Tela 4, 276 (1962)
[Sov. Phys.-Solid State 4, 199 (1962)]; Zh. Eksp. Teor.
Fiz. 45, 1159 (1963) [Sov. Phys.-JETP 18, 799 (1964)].
³L. V. Keldysh and A. N. Kozlov, ZhETF Pis. Red.
5, 238 (1967) [JETP Lett. 5, 190 (1967)].



Саша Козлов

НАПОМИНАНИЕ: БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙН КОНДЕНСАТ В СЛАБО НЕИДЕАЛЬНЫЙ БОЗЕ-ГАЗЕ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

Н.Н. Боголюбов. К теори сверхтекучест // Изв. А СССР, сер. физ., 1947, т. 11, № 1, с. 77-90



 $\omega(k) = \{\frac{4\pi fn}{M^2}\}^{1/2}k$ при малых *k* это звук

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОГО КОНДЕНСАТА НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ РОЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ

$$\chi^{\alpha\beta}(\omega,\mathbf{k}) = -\sum_{m} \frac{d_{m}^{\alpha}(d_{m}^{\beta})^{*}}{r_{3}^{3}} \left[\frac{N_{\mathbf{k}}^{m}+1}{\omega - \mu_{12} - \omega_{m}(\mathbf{k}) + i\delta} - \frac{N_{\mathbf{k}}^{m}}{\omega - \mu_{12} + \omega_{m}(\mathbf{k}) + i\delta} \right]$$

$$\chi^{\prime\prime\alpha\beta}(\omega,\mathbf{k}) = \pi \sum_{m} \frac{d_{m}^{\alpha}(d_{m}^{\beta})^{*}}{r_{e}^{3}} [(N_{\mathbf{k}}^{m}+1)\delta(\omega-\mu_{12}-\omega_{m}(\mathbf{k})) - N_{\mathbf{k}}\delta(\omega-\mu_{12}+\omega_{m}(\mathbf{k}))].$$

УСИЛЕНИЕ СВЕТА БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКИМ КОНДЕНСАТОМ ЭКСИТОНОВ



НЕКОТОРЫЕ ПУБЛИКАЦИИ

3D EXCITON BE CONDENSATION

S. A. Moskalenko, Sov. Phys. Solid State 4, 199 (1962).
J. M. Blatt, K. W. Boer, and W. Brandt, Phys. Rev. 126, 1691 (1962).
L. V. Keldysh and A. N. Kozlov, JETP Lett. 5, 190 (1967).
L. V. Keldysh and A. N. Kozlov, Sov. Phys. JETP 27, 521 (1968).
V. A. Gergel', R. F. Kazarinov, and R. A. Suris, Sov.Phys. JETP 26, 354 (1967).
V. A. Gergel', R. F. Kazarinov, and R. A. Suris, Sov.Phys. JETP 27, 159 (1968).
V. A. Gergel', R. F. Kazarinov, and R. A. Suris, Sov.Phys. JETP 31, 367 (1970)
V.M.Agranovich and B.S.Toshich, Sov.Phys. JETP 26 (1968) 104

2D EXCITON BE CONDENSATION

A. V. Larionov, V. B. Timofeev, P. A. Ni, S. V. Dubonos, I. Hvam, and K. Soerensen, JETP Lett. 75, 570, (2002).

D. Snoke, S. Denev, Y. Liu, L. Pfeiffer, and K. West, Nature (London, U.K.) 418, 754 (2002). M. Stern, V. Umansky, and I. Bar-Joseph, Science (Washington, DC, U. S.) 343, 55 (2014). A. V. Gorbunov and V. B. Timofeev, JETP Lett. 84, 329 (2006).

V. B. Timofeev, A. V. Gorbunov, and D. A. Demin, J. Low Temp. Phys. 37, 179 (2011).

L. V. Butov, J. Exp. Theor. Phys. 122, 434 (2016).

БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ЭКСИТОНОВ В ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЕ ДИПОЛЯРНЫХ ЭКСИТОНОВ ??



ВОПРОСЫ:

В ДВУМЕРНОЙ ИДЕАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ НЕТ БЭК. ВЕРНО ЛИ ЭТО ДЛЯ СИСТЕМЫ С БЕСПОРЯДКОМ?

- **ИМЕЕТ ЛИ МЕСТО БЭК ДЛЯ БОЗОНОВ, ВРЕМЯ ЖИЗНИ КОТОРЫХ КОНЕЧНО?**
- КАКОВА РОЛЬ ОТТАЛКИВАНИЯ МЕЖДУ ЧАСТИЦАМИ В ФОРМИРОВАНИИ ИХ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ С БЕСПОРЯДКОМ?
- КАКОВА РОЛЬ ФЛЮКТУАЦИЙ НАКАЧКИ В БЭК КОЛЬ СКОРО МЫ ИМЕЕМ ДЕЛО С НЕРАВНОВЕСНОЙ СИСТЕМОЙ ЭКСИТОНОВ
- □ КАК РАСПРОСТРАНЯЕТСЯ ЛОКАЛЬНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ В ТАКОЙ СИСТЕМЕ?

ОТВЕТЫ: М. М. Глазов*, Р. А. Сурис, КОНДЕНСАЦИЯ ЭКСИТОНОВ В ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЕ С БЕСПОРЯДКОМ ЖЭТФ, 2018, том 153, вып. 6, стр. 1001–1011 с 2018

ЧТО ТАКОЕ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКАЯ КОНДЕНСАЦИЯ? (НАПОМИНАНИЕ)



КОНДЕНСАТ С МАКРОСКОПИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ С НУЛЕВЫМ ИМПУЛЬСОМ ЕСТЬ МАКРОСКОПИЧЕСКИ КОГЕРЕНТНОЕ СОСТОЯНИЕ !

ИСТОЧНИК И БЕСПОРЯДКА И ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ



We consider the situation when the energy spectrum is bounded from below.

We set the low boundary of spectrum *E=0*

$$DOS(E) = \begin{cases} \frac{N_p E_{\nu}}{E^2} \exp\left(-\frac{E_{\nu}}{E}\right), & E > 0, \\ 0, & E < 0. \end{cases}$$
I. M. LIFSHITZ, THEORY OF FLUCTUATION LEVELS IN DISORDERED
SYSTEMS, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 53, 743-758 (August, 1967)

$$E_{\nu} = \pi N_p / m$$

In the model of lateral potential wells, N_p is the well concentration

БЭК В ДВУМЕРИИ С БЕСПОРЯДКОМ



THE INTERRELATION OF THE CRITICAL TEMPERATURE, T_c , and critical concentration, N_c , **IS GIVEN BY THE EQUATION:**

$$N_{c} = \int_{0}^{\infty} f(E;T_{c},0) DOS(E) dE = \int_{0}^{\infty} \frac{N_{p}e^{-x}dx}{\exp(E_{\nu}/xT_{c}) - 1}$$

$$\int_{0}^{0.3 - 0.3} \int_{0}^{0.3 - 0.3} \frac{1}{T_{c}/E_{\nu}} \int_{0}^{0.3 - 0.3} \frac{1}{T_{c}/E_{\nu}} \frac{1}{T_{c}} \sim \frac{N_{p}}{N_{c}} \frac{1}{\ln^{2}\left(\sqrt{\pi}\frac{N_{p}}{N_{c}}\right)} \gg 1 \qquad T_{d} \sim N_{c}/m$$
In a disordered 2D system,
the BEC critical temperature T_{c} profoundly exceeds the temperature T_{d} corresponding to the de Broglie wave length close to the average distance between particles!

temperature T_d corresponding to the de Broglie wave length close to the average distance between particles! This is due to filling in of deep fluctuation potential wells.

А ЕСТЬ ЛИ БЭК ЧАСТИЦ С КОНЕЧНЫМ ВРЕМЕНЕМ ЖИЗНИ?



Probability of hopping between levels *E* and *E*' of 2 wells on distance r per unit of time (\varkappa is inverse tunnel length):

$$E \to E', r) = w_0 \exp(-2\varkappa r) \times$$

 $\times \begin{cases} 1, & E' \leq E, \\ \exp\left(\frac{E-E'}{T}\right), & E' > E. \end{cases}$

We call the wells as TRAPS, if the time of annihilation of particles in them, au_0 , is less than the time of their hopping into neighboring wells

THE ENERGY DISTRIBUTION FUNCTION OF EXCITONS IN TRAPS (G is generation rate):

$$f_{tr}(E) = G\tau_0 P_{tr}(E).$$

$$P_{tr}(E) = exp\left(-\int_{w(E \to E', r)\tau_0 > 1} dE' dr 2\pi r DOS(E')\right) \quad \text{THE PROBABILITY} \text{OF A WELL BEING A TRAP}$$

УСЛОВИЯ БЭК

THRESHOLD ENERGY LEVEL, E_C : THE WELLS WITH ENERGY $E > E_C$ ARE NOT THE TRAPS

$$P_{tr}(\boldsymbol{E}_{\boldsymbol{C}}) = exp\left(-\int_{w(\boldsymbol{E}_{\boldsymbol{C}}\to\boldsymbol{E}',r)\boldsymbol{\tau}_{\boldsymbol{0}>1}} d\boldsymbol{E}'dr 2\pi r DOS(\boldsymbol{E}')\right) < 1$$

For long enough lifetimes where the exciton hopping between the wells is



РОЛЬ ЭКСИТОН-ЭКСИТОННОГО ОТТАЛКИВАНИЯ

In a lateral potential well of 2D system, the particle energy shift due to pair collisions in low density approximation is

$$\delta E \equiv \mathcal{E}_R - E_R = \mathcal{T}N, \quad \mathcal{T} = \frac{2\pi}{m} \frac{1}{\ln\left(E_0/\mathcal{E}_R\right)}$$

With logarithmic accuracy

$$\mathcal{E}_R = \frac{2\pi N}{m} \frac{1}{\ln\left(mE_0/2\pi N\right)}.$$

 ${\cal T}$ - the scattering amplitude $E_R = 1/mR^2$ $E_0 \sim (1/ma^2) \exp(2\pi\Gamma/m)$

a – characteristic radius of the interaction potential Γ - the bare interaction constant

Repulsion of particles results in a limitation of their number in each of the wells and screening of potential fluctuations



СПЕКТР ВОЗБУЖДЕНИЙ БЭК С КОНЕЧНЫМ ВРЕМЕНЕМ ЖИЗНИ БОЗОНОВ

Elementary excitation spectrum and the correlation function might be obtained using ideal liquid hydrodynamic equations* supplemented with the terms describing particle generation and annihilation

*<u>An introduction to the theory of superfluidity by I.M. Khalatnikov ;</u> Cambridge, Mass., 2000



КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ БЭК

$$\varrho(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle \psi^{\dagger}(\mathbf{r}_1)\psi(\mathbf{r}_2) = N \exp\left[-\Phi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, 0)/2\right]$$

The damping of the correlation is due to the particle generation fluctuations

$$\langle g_{\mathbf{k},\omega}g_{\mathbf{k}',\omega'}\rangle = g_0\delta_{\mathbf{k},-\mathbf{k}'}\delta(\omega+\omega')$$

At $r = |\mathbf{r_1} - \mathbf{r_2}| \to \infty$

3D GAS
$$\Phi^{(3D)}(\mathbf{r},t) = \frac{\mathcal{T}m}{8\pi r} \operatorname{erf}\left(\frac{r}{2\sqrt{Dt}}\right) \to 0 \quad \text{LONG-RANGE ORDER}$$
$$\varrho(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) \neq \mathbf{0}$$
2D GAS
$$\tilde{\Phi}(\mathbf{r},t) = -\frac{\mathcal{T}m}{8\pi} \left(4\gamma + \ln\frac{Dt}{r^2}\right)$$
$$\varrho(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) \to 0 \quad \text{as } (Dt/r^2)^{\frac{\mathcal{T}m}{8\pi}} \quad \text{NO LONG-RANGE ORDER}$$

Naturally, thermal fluctuations also result in destruction of the long-range order

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ВОЗМУЩЕНИЕ ПЛОТНОСТИ БЭК ЭКСИТОНОВ

$$\delta n(r,t) = \delta g \exp\left(-\frac{t}{2\tau_0}\right) \int \frac{dk\,k}{2\pi} J_0(kr) \exp(-kr_0) \left[\cos\left(\Omega_k t\right) - \frac{\sin\left(\Omega_k t\right)}{2\tau_0 \Omega_k}\right]$$



ИТАК:

В ОТЛИЧИЕ ОТ ИДЕАЛЬНОЙ ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЫ В ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЕ С БЕСПОРЯДКОМ БЭК ВОЗМОЖНА

КОНЕЧНОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ БОЗОНОВ ПРИВОДИТ К НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ГРАНИЦЕ ОБЛАСТИ БЭК НА ДИАГРАММЕ СОСТОЯНИЙ

□ БОЗОН-БОЗОННОЕ ОТТАЛКИВАНИЕ ПРИВОДИТ К ОГРАНИЧЕНИЮ ЧИСЛА ЧАСТИЦ В ЛАТЕРАЛЬНЫХ ЯМАХ И ЭКРАНИРОВАНИЮ ФЛЮКТУАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА

□ КАК ФЛЮКТУАЦИИ НАКАЧКИ, ТАК И ТЕПЛОВЫЕ ФЛЮКТУАЦИИ РАЗРУШАЮТ ДАЛЬНИЙ ПОРЯДОК И В ОТЛИЧИЕ ОТ ТРЕХМЕРНОЙ СИСТЕМЫ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ В СИСТЕМЕ ДВУМЕРНОЙ СПАДАЮТ С РАССТОЯНИЕМ *г* КАК 1/*r*^α

□ ЛОКАЛЬНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ ПЛОТНОСТИ КОНДЕНСАТА РАСПРОСТРАНЯЕТСЯ СО СКОРОСТЬЮ КОНДЕНСАТНОГО ЗВУКА, СПАД ЖИЗНИАЯ ПО АМПЛИТУДЕ ИЗ-ЗА КОНЕЧНОГО ЗНАЧЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ЭКСИТОНОВ А ТЕПЕРЬ ПРО «...И НЕ ТОЛЬКО...»

Фазовый переход ГАЗ – «КРИСТАЛЛ» в системе пространственно-непрямых экситонов



□ ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЭКСИТОНА В ДВУСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗДЕЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК

□ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ЭКСИТОНАИ

□ ТЕРМОДИНАМИКА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКИ ЭКСИТОНОВ

□ ТЕРМОДИНАМИКА ЭКСИТОННОГО ГАЗА СО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

ТЕМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ ЭКСИТОННЫЙ ГАЗ - КРИСТАЛЛ

ПРОЯВЛЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОРЯДКА

□ ЗАКЛЮЧЕНЕ

R.A. Suris, ISSN 1063-7761, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2016, Vol. 122, No. 3, pp. 602–607. © Pleiades Publishing, Inc., 2016.

Original Russian Text © R.A. Suris, 2016, published in Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki, 2016, Vol. 149, No. 3, pp. 695–701.десь ваш текст

ЭКСЛТОН В ДВУКСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ С ПРОСТРАНСТВЕННО РАЗДЕЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНОМ И ДЫРКОЙ



$$-\frac{1}{2m}\left(\frac{d^2}{dr^2}\psi(r)+\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\psi(r)\right)-\frac{e^2}{\varepsilon}\frac{1}{\sqrt{r^2+H^2}}\psi(r)=E\psi(r)$$

Если радиус экситона а_{Есх,} много меньше расстояния между квантовыми ямами Н



$$-\frac{e^2}{\varepsilon}\frac{1}{\sqrt{r^2+H^2}}\approx-\frac{e^2}{\varepsilon}\frac{1}{H}-\frac{e^2}{2\varepsilon}\frac{r^2}{H^3}$$

Энергия связи экситон

$$\int E_{B0} = \frac{me^4}{2\varepsilon^2} and \quad a_B = \frac{4}{me^4}$$

еэнергия связи и радиус

объемного экситона)

Радиус экситона

$$\psi(r) = const \bullet exp\left(-\frac{r^2}{2 a_{Exc}^2}\right)$$

$$E_{Exc} = 2 \cdot E_{B0} \frac{a_B}{H} \left(1 - \left(\frac{a_B}{H} \right)^{1/2} \right)$$

$$a_{Exc} = \left(a_B H^3\right)^{\frac{1}{4}} = a_B \left(\frac{H}{a_B}\right)^{\frac{3}{4}}$$

ЭКСИТОН, ПОЛОЖИТЕЛЬНО И ОТРИЦАТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫЕ ТРИОНЫ И БИЭКСИТОН В ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ



Р.А. Сергеев, кандидатская диссертация, 2004, ФТИ, С. Петербург

- *R. A. Sergeev and R. A. Suris,* Semiconductors, Vol. 37, No. 10, 2003, pp. 1205–1210;
- *R. A. Sergeev and R. A. Suris*, in "Optical Properties of 2D Systems with Interacting Electrons", Ed. by W. Ossau and R. Suris, NATO Scientific Series, Kluwer Academic Publishers, 2003, pp. 279-288

SKENTOH-SKENTOHHOE BSAMMOZEŇGTBHE



$$V(r_{1,2}) = \frac{2e^2}{\varepsilon} \left(\frac{1}{r_{1,2}} - \frac{1}{\sqrt{r_{1,2}^2 + H^2}} \right)$$

Это простое выражение верно, если только расстояние между экситонами r_{1.2} много больше размера экситона *а_{Ехс}*

Обменное взаимодействие может привести к межэкситонному притяжению и образованию экситонной молекулы

Однако при *H* > *a_B*, энергия связи молекулы много меньше актуальной температуры

плотность свободной энергиитреугольной решетки экситонов

Плотность энергии кулоновского взаимодействия

$$Coul(n) = \frac{1}{2} n \sum_{s,p} V\left(\sqrt{\left(s + \frac{p}{2}\right)^2 + \frac{3}{4}p^2} n^{-1} \frac{2}{\sqrt{3}}\right)$$

$$v = n H^2$$







плотность свободной энергии кристалла

$$\mathcal{F}_{\text{cryst}} \approx \frac{2.48}{h^2} \frac{e^2}{\varkappa h} (Nh^2)^{5/2} - NT \ln\left(\frac{g^g}{(g-1)^{g-1}}\right)$$

КУЛОНОВСКАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ В ЭКСИТОННОМ ГАЗЕ

Кулоновская энергия = $\frac{1}{2} \int V(r) (\langle n(0)n(r) \rangle - n(r)\delta(r)) d^2r$ $< n(0)n(r) > -n \delta(r) = n^2$ В пренебрежении корреляциями $< n(0)n(r) > -n \delta(r) = n^2 exp(-V(r)/T)$ В низшем порядке по концентрации R(T) At $T > e^2/\epsilon H$ $E_{C,G}(n) = \frac{2\pi H}{\epsilon} (en)^2$ $E_{C,G}(n) = \frac{2\pi H}{\epsilon} \left(\frac{T}{e^2/\epsilon H}\right)^{1/3} (en)^2$ $e^{2} H^{2} / R(T)^{3} \varepsilon \sim T$ At $T < e^2/\epsilon H$ $R(T) \sim (e^2 H^2 / \epsilon T)^{1/3}$

плотность свободной энергии газа

$$\mathcal{F}_{gas} \approx \frac{2\pi}{\varepsilon H} \left(\frac{\varepsilon HT}{e^2}\right)^{1/3} (nH^2)^2 - nTln\left(\frac{n_d}{n}\right)$$

РАВНОВЕСИЕ ЭКСИТОННЫЙ ГАЗ - КРИСТАЛЛ



РЕЧЬ ИДЕТ О ЖИДКОСТИ С БОЛЬШИМИ ДЛИНАМИ КРИСТАЛЛОПОДОБНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ





$$\hbar\Delta\omega(\mathbf{n}) = \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} \mathbf{E}_{\mathbf{c}}(\mathbf{n})$$

$$\hbar\Delta\omega_{\rm S}(n) = \frac{8.9}{\epsilon} \frac{5}{2} e^2 n H(n H^2)^{1/2}$$

Эта разница должна проявлять себя как расщепление линии люминесценции в области сосуществования двух фаз





Продемонстрирована возможность существования треугольной решетки экситонов в двухслойной структуре с пространственно разделенными электронами и дырками

Показана возможность сосуществования двухфазного состояния газ – «кристалл»

Найдены кулоновские сдвиги линий люминесценции экситонного газа и кристалла

В области сосуществования решетки и газа экситонов линия люминесценции расщепляется на две линии, соответствующие газовой и кристаллической фазам

R.A. Suris, Gas–Crystal Phase Transition in a 2D Dipolar Exciton System, *JETP, 2016, Vol. 122, No. 3, pp. 602–607*

M.M. Glazov, R.A. Suris, Exciton Condensation in a Two-Dimensional System with Disorder JETP, 2018, Vol. 126, No. 6, pp. 833–841. M.M. Glazov, R.A. Suris "<u>Collective states of excitons in semiconductors</u>" DOI: <u>10.3367/UFNe.2019.10.038663</u>

ЧТО ЖЕ ДАЛЬШЕ??

W. Shakespeare, Hamlet

Hamlet

There are more things in heaven and earth, Horatio, Than are dreamt of in your philosophy.

Есть многое на свете, друг Горацио,

Что и не снилось нашим мудрецам

Перевод (1828) Михаила Павловича Вронченко.

Горацио, - на небе и земле Есть многое, что и не снилось даже Науке.

Гнедич Петр