

01;03

О возможности существования одномерных периодических структур поляронов в металл-аммиачных системах

© В.К. Мухоморов

Агрофизический научно-исследовательский институт,
195220 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: vmukhomorov@agrophys.ru

(Поступило в Редакцию 4 ноября 2003 г.)

Установлены критерии по температуре и концентрации частиц появления в металл-аммиачных системах периодической одномерной структуры поляронов малой амплитуды на фоне их пространственно однородного распределения. Приведено дисперсионное уравнение, устанавливающее связь между существованием одномерных поляронных структур и их трансляционной скоростью. Найдена верхняя граница трансляционной скорости, при которой периодический вклад в распределение исчезает. Показано, что существование специфического взаимодействия между поляронами приводит к результатам, принципиально отличающимся от случая взаимодействия частиц по кулоновскому закону.

Введение

Одномерные и квазиодномерные электронные структуры представляют практический интерес, поскольку именно в квазиодномерных (в капиллярах) электронейтральных металл-аммиачных системах появляются необычные электронные свойства, например, с понижением температуры наблюдается резкое падение на несколько порядков электросопротивления, напоминающее переход в сверхпроводящее состояние.

В представленной работе исследуется возможность существования в диэлектрических средах, в частности в металл-аммиачных системах, одномерных нитеобразных поляронных структур. Ранее было установлено [1–4], что межполяронный потенциал для поляронов адиабатической и сильной связи характеризуется притягивающими свойствами, причем при определенных условиях, накладываемых на диэлектрические параметры среды и величину константы электрон-фононной связи, возникают связанные двухчастичные образования биполяронного типа. В то же время известно [5], что существование притягивающего взаимодействия между частицами может изменить коллективные свойства многочастичной системы, при этом их исходное однородное распределение становится неустойчивым и может при определенных условиях, накладываемых на температуру среды, концентрацию частиц и параметры парного межполяронного потенциала, перейти в структурированное неоднородное состояние.

Основные уравнения

Для исследования коллективных свойств равновесной системы поляронов в нитеподобных одномерных структурах воспользуемся бесконечной системой зацепляющихся стационарных интегродифференциальных уравнений Боголюбова [6] для простой $F_1(z)$, бинарной

$F_2(z_1, z_2)$ и других пространственных функций распределения

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_1(z_1)}{\partial z_1} + \frac{N}{\vartheta L} \int_{(L)} \frac{\partial \Phi(|z_1 - z_2|)}{\partial z_1} F_2(z_1, z_2) dz_2 = 0, \\ \frac{\partial F_2(z_1, z_2)}{\partial z_1} + \frac{1}{\vartheta} \frac{\partial \Phi(|z_1 - z_2|)}{\partial z_1} F_2(z_1, z_2) \\ + \frac{N}{\vartheta L} \int_{(L)} \frac{\partial \Phi(|z_1 - z_2|)}{\partial z_1} F_3(z_1, z_2, z_3) dz_3 = 0 \quad (1) \end{aligned}$$

с учетом условий нормировки

$$\begin{aligned} \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{(L)} F_1(z) dz = 1, \\ \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{(L)} F_s(z_1, z_2, \dots, z_s) dz_s = F_{s-1}(z_1, z_2, \dots, z_{s-1}), \\ \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L^s} \int_{(L)} \dots \int_{(L)} F_s(z_1, z_2, \dots, z_s) dz_1, dz_2, \dots, dz_s = 1, \\ \vartheta = k_B T, \quad (2) \end{aligned}$$

где L — макроскопическая длина одномерной структуры вдоль оси z , $N_0 = N^3$ — средняя плотность поляронов в объеме, $\Phi(z)$ — одномерная потенциальная функция (центрального) парного взаимодействия между поляронами.

Для обеспечения устойчивости равновесной системы поляронов предполагается существование компенсирующего фона положительных зарядов. Причем, как показали исследования [7], состояния поляронов не зависят от валентности растворенных щелочных металлов. Из системы уравнений (1) очевидно, что функции распределения зависят от параметров, температуры (T) и плотности частиц.

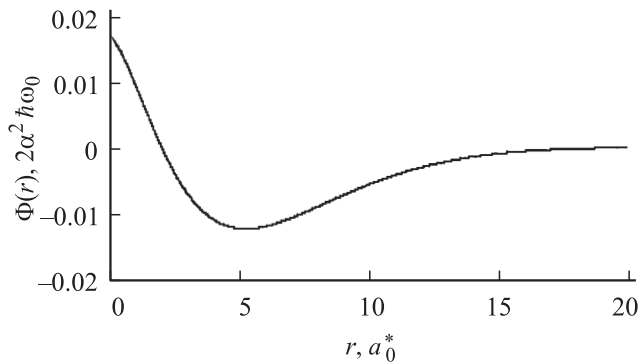


Рис. 1. Парный трехмерный межполяронный потенциал для поляронов в аммиаке.

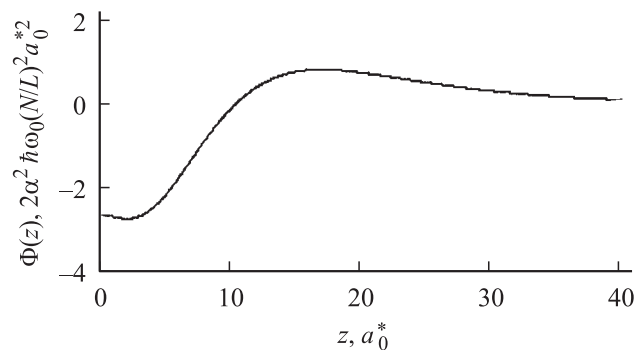


Рис. 2. Одномерный парный межполяронный $\Phi(z)$ потенциал в аммиаке.

Как показано [8], трехмерный парный межполяронный потенциал в зависимости от расстояния между центрами тяжести поляронов (рис. 1) может быть достаточно надежно аппроксимирован следующей аналитической формой:

$$\Phi(r) = 2\alpha^2 \hbar \omega_0 \left\{ [d + cr^2 + (a + b(r - r_0)^2)(1 - \exp(-\gamma r))] \times \exp(-\delta r) + \varepsilon^* (1 - \exp(-\delta r)) \exp(-kr) / \varepsilon_\infty r \right\}. \quad (3)$$

Межполяронный потенциал определялся прямым вариационным методом в рамках адиабатической трансляционно-инвариантной теории биполярона [1–3], при этом учитывались эффекты квантового обмена, межэлектронные корреляции при обязательном выполнении дополнительного ограничивающего условия — теоремы вириала. Игнорирование (см., например, [9]) этого обязательного требования приводит к переоценке вклада в энергию связи биполярона от корреляционных эффектов и как следствие этого к результатам, несоответствующим оптимальным волновым функциям и не имеющим физического смысла. За нуль отсчета энергии в (3) принята полная энергия двух поляронов, разнесенных друг от друга на бесконечность ($\Phi(\infty) \rightarrow 0$); r — расстояние между центрами тяжести поляронов; $\alpha = (1/2\varepsilon^*)(e^2/\hbar\omega_0)(2m^*\omega_0/\hbar)^{1/2}$ — безразмерная константа электрон-фононной связи;

$\kappa = (4\pi e^2 N_0 / \varepsilon_s \vartheta)^{1/2}$ — обратная длина дебаевского экранирования дальнодействующих кулоновских взаимодействий. Эффективная диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon^{*-1} = \varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_s^{-1}$; ε_s и ε_∞ статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости.

В частном случае поляронов в металл-аммиачных системах параметры парного потенциала (3) будут следующими: $a = -5.175 \cdot 10^{-7}$, $b = 6.885 \cdot 10^{-3} a_0^{*-2}$, $c = 6.857 \cdot 10^{-3} a_0^{*-2}$, $d = 0.001$, $r_0 = 8.67 \cdot 10^{-3} a_0^*$, $\delta = 0.2 a_0^{*-1}$, $\gamma = 0.245 a_0^{*-1}$, $\varepsilon_s = 22.7$, $\varepsilon_\infty = 1.756$, $\alpha = 13.4$, $a_0^* = \hbar^2 \varepsilon^* / e^2 m^*$ — эффективный борковский радиус. Эффективная изотропная масса электрона $m^* = 1.73m$ и определялась из сопоставления теоретического и экспериментального максимумов полосы поглощения полярона в металл-аммиачных системах [8].

Одномерный межполяронный парный потенциал $\Phi(z)$ (рис. 2) определяется из трехмерного потенциала следующим образом:

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= \int_{(L)} dx \int_{(L)} dy \Phi(x, y, z) F_1(x) F_1(y) \\ &= \frac{N^2}{L^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \Phi(\rho, z) \rho d\rho, \quad \rho = (x^2 + y^2)^{1/2}. \quad (4) \end{aligned}$$

Для расщепления бесконечной системы уравнений (1) используем для равновесной бинарной функции распределения мультипликативное приближение

$$F_2(z_1, z_2) = Q(|z_1 - z_2|) F_1(z_1) F_1(z_2), \quad (5)$$

где множитель $Q(|z_1 - z_2|)$ учитывает корреляцию в положениях взаимодействующих поляронов и тем самым позволяет также включить в рассмотрение многополяронные эффекты. Абсолютные значения функции $Q(|z_1 - z_2|)$ могут служить мерой упорядоченности или структурированности в распределении поляронов в пространстве. Будем искать аналитическую форму корреляционной функции $Q(|z_1 - z_2|)$ вблизи равномерного распределения частиц, полагая, что в нулевом приближении $F_1(z) = f_0 = \text{const}$. Принимая во внимание условие ослабления корреляций при увеличении расстояния между квазичастицами, наложим естественное дополнительное требование на корреляционную функцию $Q(|z_1 - z_2|) \rightarrow 1$ при $|z_1 - z_2| \rightarrow \infty$. Подставляя аппроксимацию (5) во второе уравнение системы (1) и пренебрегая интегральными слагаемыми, получим уравнение для определения приближенной аналитической формы функции $Q(|z_1 - z_2|)$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q(|z_1 - z_2|)}{\partial z_1} F_1(z_1) F_1(z_2) \\ + \frac{1}{\vartheta} \frac{\partial \Phi(|z_1 - z_2|)}{\partial z_1} Q(|z_1 - z_2|) F_1(z_1) F_1(z_2) = 0. \quad (6) \end{aligned}$$

Из уравнения (6) находим для корреляционной функции следующую аналитическую форму:

$$Q(|z_1 - z_2|) = C \exp(-\Phi(|z_1 - z_2|)/\vartheta). \quad (7)$$

С учетом условия ослабления корреляций на больших расстояниях постоянная $C = 1$. Таким образом, бинарная функция распределения для поляронов, распределение которых слабо отличается от пространственно-однородного, может быть записана так

$$F_2(z_1, z_2) = F_1(z_1)F_1(z_2) \exp(-\Phi(|z_1 - z_2|/\vartheta)). \quad (8)$$

Представление бинарной функции в форме (8) позволяет разорвать бесконечную систему уравнений (1). Подставим (8) в первое уравнение системы (1) и, выполняя интегрирование по переменной z_1 , получаем нелинейное интегральное уравнение для простой функции распределения

$$\ln(\mu F_1(z_1)) + \frac{N}{L} \int_{(L)} K(|z_1 - z_2|) F_1(z_2) dz_2 = 0, \quad (9)$$

где $K(|z_1 - z_2|) = (1 - \exp(-\Phi(|z_1 - z_2|/\vartheta)))$.

Неопределенный множитель μ от координат не зависит и определяется из условия нормировки простой функции распределения.

Нелинейное интегральное уравнение (9) относится к классу нелинейных интегральных уравнений типа Гаммерштейна [9]. Тривиальным решением уравнения (9) является функция $F_1(z) = \text{const}$, соответствующая пространственно однородному распределению поляронов и удовлетворяющая условию нормировки. В случае отсутствия внешних полей и вдали от поверхностей, ограничивающих рассматриваемую систему, функция $F_1(z)$ определяет равновероятное положение частиц, что соответствует однородному распределению частиц.

Однако известно, что нелинейные интегральные уравнения типа Гаммерштейна имеют множество решений. При определенных значениях параметров уравнения (9) появляются решения, отвечающие от пространственно однородных и имеющие качественно иной характер. Для нахождения отвечающих нетривиальных решений уравнения (9) воспользуемся методом последовательных приближений. Разложим F_1 , μ и ϑ по малому параметру $(\vartheta - \vartheta_0)^{1/2}$

$$\begin{aligned} F_1(z) &= f_0 + (\vartheta - \vartheta_0)^{1/2} \varphi_1(z) + (\vartheta - \vartheta_0) \varphi_2(z) + \dots, \\ \mu &= \mu_0 + (\vartheta - \vartheta_0)^{1/2} \mu_1 + (\vartheta - \vartheta_0) \mu_2 + \dots, \\ \frac{1}{\vartheta} &= \frac{1}{\vartheta_0} + \frac{\vartheta - \vartheta_0}{\vartheta^2} + \dots, \end{aligned} \quad (10)$$

причем

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int f_0 dz = 1 \quad \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int \varphi_1(z) dz = 0, \quad \varphi_1 \ll f_0 = 1.$$

Температура $\vartheta \leq \vartheta_0$ при заданной концентрации поляронов соответствует условиям существования отвечающих решений исходного нелинейного интегрального уравнения (9), отличающихся от пространственно-однородного распределения и соответствующих пространственной нерегулярности частиц.

Подставим разложения (10) в уравнение (9) и, собирая слагаемые при одинаковых степенях $(\vartheta - \vartheta_0)^{1/2}$, получим последовательность интегральных уравнений. Первое уравнение из этой последовательности, соответствующее нулевому приближению, имеет вид

$$\ln \mu_0 + \frac{N}{L} \int_{(L)} K_0(|z_1 - z_2|) dz_2 = 0, \quad (11)$$

а уравнение в первом приближении

$$\varphi_1(z_1) + \frac{N}{L} \int_{(L)} K_0(|z_1 - z_2|) \varphi_1(z_2) dz_2 = -\frac{\mu_1}{\mu_0}. \quad (12)$$

Здесь $K_0(|z_1 - z_2|) = (1 - \exp(-\Phi(|z_1 - z_2|/\vartheta_0)))$. Из уравнения (11) следует требование, налагаемое на эффективный потенциал

$$\int_{(L)} K_0(|z_1 - z_2|) dz < \infty.$$

Критическое значение ϑ_0 определяется как первое собственное значение однородного интегрального уравнения (12) для малых отклонений от пространственно-однородного распределения

$$\varphi_1(z_1) + \frac{N}{L} \int_{(L)} (1 - \exp(-\Phi(|z_1 - z_2|/\vartheta_0))) \varphi_1(z_2) dz_2 = 0. \quad (13)$$

Учитывая, что интегральные уравнения типа (13) [9] имеют множество решений, введем дополнительное условие, накладываемое на решения уравнения (13). Потребуем, чтобы эти решения были периодическими, т.е. дополнительный вклад в исходную функцию распределения будет иметь вид

$$\varphi_1(z) = C \exp(-ik_z z), \quad (14)$$

где k_z — волновое число.

Подставляя решение (14) в интегральное уравнение (13) и выполняя интегрирование, получаем соотношение, из которого можно определить критическую температуру ϑ_0 , ниже которой однородная система поляронов становится неустойчивой по отношению к возникновению дополнительной периодической одномерной структурированной составляющей в распределении

$$\frac{N}{L} \sigma_z(k_z) = -1, \quad (15)$$

где

$$\sigma_z(k_z) = \int_{(L)} K_0(z) \exp(-ik_z z) dz, \quad L \rightarrow \infty.$$

Очевидно, для равновесных систем критерий (15) выполняется, только если $\sigma_z < 0$. На рис. 3 представлена зависимость фурье-образа σ_z от величины волнового

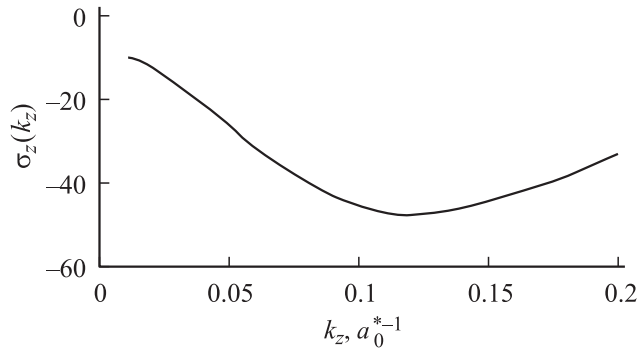


Рис. 3. Фурье-образ $\sigma_z(k_z)$ одномерного парного межполяронного потенциала $\Phi(z)$.

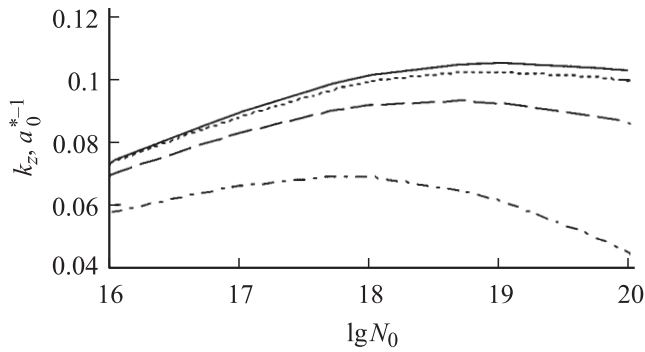


Рис. 4. Зависимость волнового числа от концентрации поляронов. Ω : — 0, — 0.5, - - - - 1.0, - · - · - 1.5.

числа k_z . Периодический вклад в распределение поляронов появляется, как только параметры соотношения (15) достигнут строго определенных значений. Период структурированного вклада $\varphi_1(z)$ в пространственное распределение определяется соотношением $d_z = 2\pi/k_z$, причем k_z находим из условия минимума $\sigma_z(k_z)$ (рис. 4). Величина критической температуры $T_{cr} = \vartheta_0/k_B$ определяет верхнюю границу по температуре существования периодического вклада в функцию распределения $F_1(z)$ и возрастает с увеличением концентрации (рис. 5).

Расстояние между одномерными нитеподобными структурами поляронов определяется из условия минимума двумерного потенциала

$$\Phi(\rho) = \frac{N^2}{L^2} \iint_{(L)} \Phi(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) F_2(z, z') dz dz'. \quad (16)$$

На рис. 6 представлена зависимость двумерного потенциала $\Phi(\rho)$ от расстояния. Оптимальное расстояние ρ_0 между одномерными структурами, определяемое из условия минимума потенциала $\Phi(\rho)$, зависит как от параметров, так от температуры и концентрации. Расстояние между одномерными периодическими поляронными структурами монотонно снижается с увеличением плотности частиц (рис. 7).

С помощью бинарной функции распределения можно вычислить внутреннюю энергию одномерного периодического вклада

$$E = \frac{N\vartheta}{2} + \frac{N^2}{L^2} \iint_{(L)} \Phi(|z - z'|) F_2(z, z') dz dz',$$

которую необходимо сравнить с внутренней энергией однородного распределения поляронов. Как показал анализ, для одномерной структуры во всем допустимом

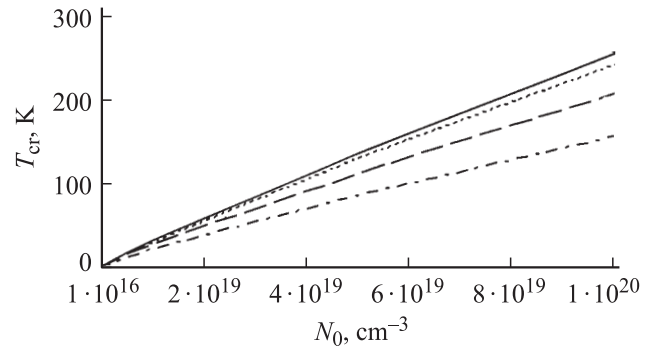


Рис. 5. Критические температуры, ниже которых возможно существование периодических структур Ω : — 0, — 0.5, - - - - 1.0, - · - · - 1.5.

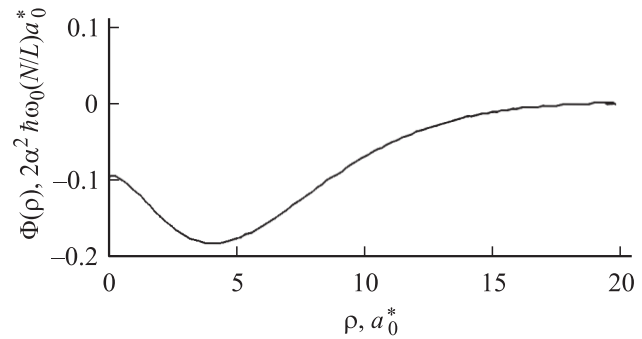


Рис. 6. Двумерный межполяронный потенциал $\Phi(\rho)$.

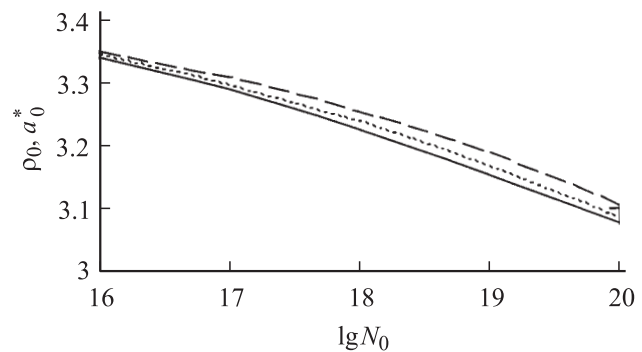


Рис. 7. Концентрационная зависимость расстояния между одномерными поляронными периодическими структурами. Ω : — 0, — 1.0, - - - - 1.5.

интервале температур и плотности внутренняя энергия периодического вклада в распределении лежит ниже, чем для однородного одномерного распределения, что указывает на неустойчивость исходного состояния с равномерной плотностью поляронов.

Влияние трансляционного перемещения поляронов на периодический вклад в распределении и обсуждение результатов

Теперь рассмотрим условия возникновения периодических одномерных структур для движущихся поляронов, осуществляющих трансляционное перемещение вдоль нитеподобной структуры со средней скоростью v_z . Для этого воспользуемся нестационарным кинетическим уравнением для одномерной функции распределения $F_1(t, z, v_z)$ [5]

$$\frac{\partial F_1(t, z, v_z)}{\partial t} + v_z \frac{\partial F_1(t, z, v_z)}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial M} \nabla_{v_z} F_1 \nabla_z \left(\int_{(L)} K(|z - z'|) F_1(t, z, v_{z'}) dv_{z'} dz' \right) = 0. \quad (17)$$

Известно [5], что уравнение (17) имеет точное решение $F_1 = F_1(v_z)$, зависящее только от трансляционной скорости частиц, соответствующее пространственно однородному распределению частиц. $M = 0.023\alpha^4 m^* \gg m^*$ — трансляционная масса полярона.

Для исследования решений, отличающихся от пространственно однородных, линеаризуем уравнение (17). Когда объемный заряд в среднем скомпенсирован фоном положительных ионов, уравнение (17) можно линеаризовать

$$\frac{\partial \varphi(t, z, v_z)}{\partial t} + v_z \frac{\partial \varphi(t, z, v_z)}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial M} \nabla_{v_z} f_0(v_z) \nabla_z \left(\int K(|z - z'|) \varphi(t, v_{z'}, z') dv_{z'} dz' \right) - \frac{\partial}{\partial M} \nabla_{v_z} \varphi(t, v_z, z) \nabla_z \left(\int K(|z - z'|) f_0(v'_z) dv_{z'} dz' \right) = 0. \quad (18)$$

При этом предполагалось, что $F_1(t, z, v_z) = f_0(v_z) + \varphi(t, z, v_z)$ при условии $\varphi \ll f_0$. Это приближение не противоречит приближению, используемому при выводе уравнения (10) для стационарного случая. Линеаризованное интегродифференциальное уравнение (18) можно заменить эквивалентным ему интегральным уравнением и, когда начальный момент времени не выделен, его

можно записать так:

$$\varphi(t, z, v_z) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t \Phi(\tau, z - v_z(t - \tau), v_z) d\tau + \frac{1}{2} \int_{\infty}^t \Phi(\tau, z - v_z(t - \tau), v_z) d\tau, \quad (19)$$

где

$$\Phi(t, z, v_z) = \frac{\partial}{\partial M} \nabla_{v_z} f_0 \nabla_z \times \left(\int K(|z - z'|) \varphi(t, z', v_{z'}) dv_{z'} dz' \right).$$

Введем функцию пространственной плотности, проинтегрировав возмущение равновесной функции распределения $\varphi(t, z, v_z)$ по скорости,

$$\rho(t, z) = \int \varphi(t, z, v_z) dv_z.$$

Будем, как и в случае интегрального уравнения (13), искать периодические решения для избыточной макроскопической пространственной плотности, выбрав $\rho(t, z) = \rho_k(t) \exp(ik_z z)$. Подстановка этого решения в интегральное уравнение (19) дает для определения $\rho_k(t)$ следующее уравнение:

$$\rho_k(t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t G_k(t - \tau) \rho_k(\tau) d\tau + \frac{1}{2} \int_t^{\infty} G_k(t - \tau) \rho_k(\tau) d\tau, \quad (20)$$

где ядро интегрального уравнения имеет вид

$$G_{k_z}(t - \tau) = \frac{\sigma_z(k_z) \partial}{\partial M} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik_z v_z(t - \tau)} (ik_z \nabla_{v_z} f_0) dv_z, \quad \sigma(k_z) = 2 \int_0^{\infty} K(z) \cos(k_z z) dz.$$

Здесь использовано приближение, что в условиях равновесия координаты и импульсы частиц статистически независимы. Тогда условием разрешимости (20) является требование выполнения равенства

$$\int_0^{\infty} G_{k_z}(t) \cos(k_z v_z) dt = 1. \quad (21)$$

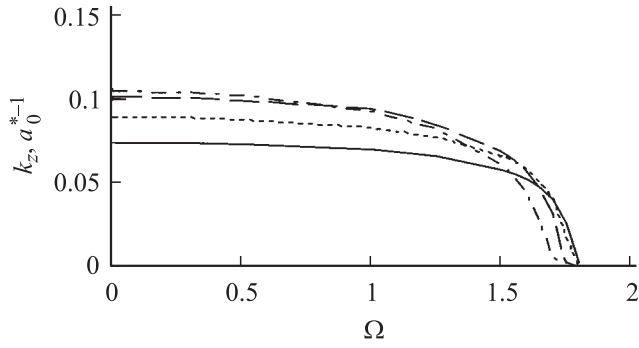


Рис. 8. Зависимость волнового числа от скорости дрейфового движения поляронов в z -направлении. N_0 : — — — 10^{16} , — 10^{17} , - - - - - 10^{18} , - · - · - · 10^{19} cm^{-3} .

При выводе соотношения (21) в функции распределения по скоростям $f_0(v'^2)$ была включена скорость трансляционного движения вдоль оси z : $v' = v - v_z$. Используя максвелловскую функцию распределения по скоростям $f_0[(v - v_z)^2]$, критерий возникновения периодического вклада в системе движущихся поляронов (21) можно записать так:

$$\frac{2N\sigma_z(k_z)}{L} J(\Omega) = -1,$$

$$J(\Omega) = \int_0^\infty x \exp(-x^2) \cos(\Omega x) dx, \quad (22)$$

где безразмерный параметр $\Omega = v_z(2M/\vartheta)^{1/2}$ включает скорость трансляции поляронов.

Для неподвижных поляронов ($v_z = 0$) критерий (22), очевидно, совпадает с критерием (15). С увеличением трансляционной скорости вдоль оси z область допустимых температур существования периодического вклада в распределение поляронов сужается (рис. 5) и при достижении критической скорости $v_z^{\text{cr}} = 1.307(\vartheta_0/M)^{1/2}$ спонтанно исчезает ($\Omega_{\text{cr}} = 1.848$), при этом расстояние между периодическими структурами с увеличением скорости увеличивается, уменьшаясь одновременно с ростом концентрации (рис. 7).

Изменение оптимального волнового числа (а тем самым периода поляронной структуры) в зависимости от трансляционной скорости представлено на рис. 4 и 8. С увеличением трансляционной скорости поляронов при заданной концентрации происходит медленное уменьшение волнового числа k_z , причем при приближении к критическому значению Ω_{cr} (интеграл $J(\Omega)$ меняет знак при $\Omega = \Omega_{\text{cr}}$ и становится отрицательным) исчезновение периодического вклада происходит практически скачкообразно.

Совершенно иначе происходит возникновение периодической структуры в системе классических зарядов, взаимодействующих по кулоновскому закону

$\Phi(r) = e^2/r$. Для упрощения вычислений и их большей прозрачности воспользуемся методом самосогласованного поля [5]. Качественно результаты при этом не изменяются. Критерий возникновения периодической структуры будет иметь вид

$$-\frac{N}{L^3} \frac{8\pi e^2}{k_z^2 \vartheta_0} J(\Omega) = 1. \quad (23)$$

Этот критерий может выполняться только в том случае, если Ω достигает своего критического значения Ω_{cr} (при $v_z^{\text{cr}} = \Omega_{\text{cr}}(\vartheta_0/2M)^{1/2}$), выше которого интеграл $J(\Omega) < 0$. Очевидно, при трансляционной скорости частиц $v_z < v_z^{\text{cr}}$ (в этом случае $J(\Omega) > 0$) критерий (23) никогда не выполняется и структурированный периодический вклад в распределении одноименно заряженных частиц, очевидно, может появляться только при условии превышения критической скорости, т.е. в этом случае ситуация противоположна той, которая возникает в системе поляронов, характеризующихся специфическим взаимодействием (3).

Теперь рассмотрим случай парного взаимодействия между частицами по экранированному кулоновскому взаимодействию $\Phi(r) = e^2 \exp(-\kappa r)/r$. В этом случае критерий возникновения периодической структуры можно записать следующим образом:

$$-\frac{2N\sigma(k_z)}{L^3 \vartheta_0} J(\Omega) = 1, \quad (24)$$

где

$$\sigma(k_z) = 2 \int_0^\infty \Phi(z) \cos(k_z z) dz = \frac{4\pi e^2}{\kappa^2 + k_z^2},$$

$$\Phi(z) = 2\pi \int_0^\infty \frac{\exp(-\kappa w(\rho, z)) \rho}{w(\rho, z)} d\rho,$$

$$w(\rho, z) = (\rho^2 + z^2)^{1/2}.$$

Из соотношения (24) получаем критерий возникновения периодической структуры для классических одноименно заряженных частиц

$$-\frac{8N\pi e^2}{L^3(\kappa^2 + k_z^2)\vartheta_0} J(\Omega) = 1. \quad (25)$$

Учитывая определение константы дебаевского экранирования κ , критерий (25) можно переписать так:

$$k_z^2 = -\frac{4\pi e^2 N}{L^3 \vartheta_0} \left(\frac{1}{\epsilon_s} + 2J(\Omega) \right). \quad (26)$$

Критерий возникновения периодической структуры при отрицательных $J(\Omega)$ очевидно будет иметь вид $|2J(\Omega)| > 1/\epsilon_s$.

Список литературы

- [1] Мухоморов В.К. // Оптика и спектр. 1983. Т. 55. Вып. 2. С. 246–254. Там же. 1993. Т. 74. Вып. 6. С. 1083–1095.
- [2] Мухоморов В.К. // Хим. физика. 1983. Т. 2. № 5. С. 642–651.
- [3] Mikhomarov V.K. // Phys. Stat. Sol. (b). 2002. Vol. 231. N 2. P. 462–476.
- [4] Mikhomarov V.K. // J. Phys. C. 2001. Vol. 13. P. 3633–3642. ФТТ. 2002. Т. 44. Вып. 1. С. 232–238.
- [5] Власов А.А. Теория многих частиц. М.: ГИТТЛ, 1950.
- [6] Боголюбов Н.Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. Избранные труды по статистической физике. М.: Изд-во МГУ, 1979.
- [7] Мотт Н.Ф. Переходы металл–изолятор. М.: Наука, 1979.
- [8] Мухоморов В.К. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 8. С. 1–13. Phys. Stat. Sol. (b). 2000. Vol. 219. N 1. P. 71–89.
- [9] Каширина Н.И., Лахно В.Д., Сычев В.В. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 1. С. 163–167.
- [10] Назаров Н. Нелинейные интегральные уравнения типа Гаммерштейна. Труды Среднеазиатского гос. университета. Сер. V-а. Математика. Вып. 33. Ташкент: Узгосиздат, 1941.