

# ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ЧАСТИЦ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ В ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Г. С. Драган\*

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова  
65026, Одесса, Украина

Поступила в редакцию 5 августа 2003 г.

Экспериментально определены частоты собственных электроакустических колебаний частиц оксида алюминия в ламинарном дисперсном пламени алюминия емкостным методом. Предложена расчетная модель для оценки частоты собственных колебаний заряженных частиц в дымовой плазме с учетом доплеровского эффекта. Показано, что при собственной частоте колебаний 51 кГц два измеренных максимума в спектре колебаний на частотах 30 кГц и 60 кГц соответствуют доплеровским частотам.

PACS: 52.35.Fp

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Продукты сгорания, получаемые при сжигании металлического порошка в газообразном окислителе, содержат мелкодисперсные частицы оксида металла, и в зависимости от режима горения их размеры могут изменяться от сотых долей микрона (объемная конденсация при газофазном режиме горения) до нескольких микрон (гетерогенное горение и конденсация) [1]. При температуре продуктов сгорания более 2000 К конденсированные частицы заряжены в результате термоэлектронной эмиссии с их поверхности и поэтому газовая фаза содержит свободные электроны. Если в газовой фазе отсутствует легкоионизирующаяся примесь атомов щелочных металлов, ионизацией газа можно пренебречь. Такая разновидность плазмы продуктов сгорания иногда называется «плазмозолем» и, в свою очередь, является одной из разновидностей низкотемпературной плазмы с конденсированной дисперсной фазой (КДФ) [2]. В работе [3] плазма, содержащая конденсированную фазу в виде частиц дыма, называется «дымовой» плазмой.

Одной из характерных особенностей плазмы с КДФ является межфазное термодинамическое взаимодействие, в результате которого в плазме возникают собственные электрические поля, обусловленные поверхностными процессами, зарядовым состо-

янием и подвижностью заряженных компонентов плазмы: конденсированных частиц, электронов и ионов [2, 4]. Вполне вероятно, что эти процессы в плазме приводят к образованию линейных цепочек дымовых частиц [5], а также к формированию упорядоченных пространственных структур, которые были обнаружены в работе [6] и продемонстрированы в обзоре [7]. В стоячих стратах газового разряда в пылевой плазме плазменно-пылевые структуры имеют более совершенный характер и поэтому получили название плазменных кристаллов [8, 9].

С другой стороны, межфазное термодинамическое взаимодействие в плазме с КДФ приводит к возникновению новых колебательных мод и неустойчивостей [10–12]. Акустические колебания в конденсированной фазе дымовой плазмы, возникающие в результате флуктуаций электрического заряда на поверхности частиц, впервые изучались в работе [10]. Позднее [11] аналогичные колебания рассматривались в пылевой плазме тлеющего разряда постоянного тока и были представлены как результат плазменно-пылевой токовой неустойчивости. Наиболее полный анализ колебательных процессов и неустойчивостей в пылевой плазме приведен в обзоре [12]. К сожалению, дымовая плазма со своими специфическими свойствами осталась вне сферы внимания автора, хотя некоторые из изложенных результатов могут быть применимыми в обоих случаях. Таким образом, электроакустические колебания в дымовой

\*E-mail: pipeaes@te.net.ua

плазме практически не изучались. Кроме того, отметим, что указанные особенности плазмы с КДФ, такие как образование упорядоченных структур и возникновение колебательно-волновых процессов, могут быть взаимосвязаны друг с другом.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию спектра собственных низкочастотных электроакустических колебаний конденсированной дисперсной фазы во фронте ламинарного факела алюминиевого порошка и предпринята попытка интерпретировать экспериментальные результаты как следствие формирования упорядоченной структуры частиц оксида алюминия в плазменном потоке.

Отметим прежде всего отличительные особенности двух распространенных видов плазмы с КДФ:

а) пылевая плазма — это плазма, которая получается при введении в газовый разряд легких пылевых частиц при низком давлении или реализуется в присутствии пылевых частиц в межпланетном пространстве [12]; ее характерными чертами являются различие температуры электронов и ионов, слабая роль термоэлектронной эмиссии с поверхности частиц в процессе их зарядки, бесстолкновительный характер процессов в объеме, в результате — возможность применения самосогласованного уравнения Власова для электронов;

б) дымовая плазма содержит частицы дыма, т. е. частицы, образованные в продуктах сгорания при объемной конденсации либо как остатки догорающего топлива [2]; образование свободных электронов в газовой фазе происходит за счет термоэлектронной эмиссии с частиц или в результате ионизации атомов газа; распределение самосогласованного электростатического потенциала в окрестности свободных зарядов и заряженных частиц описывается уравнением Пуассона–Больцмана.

Таким образом, исследуемый ламинарный факел частиц алюминия является типичным примером дымовой плазмы.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на установке, описанной в работе [1]. Мелкодисперсный порошок алюминия марки АСД-4 со средним размером частиц равным 4 мкм выносился потоком воздуха через металлическую трубку в зону горения, которая формировалась над сечением трубки при поджигании топливо-воздушной смеси. Методика эксперимента

позволяла равномерно распределить порошок в потоке и организовать ламинарный диффузионный факел. Факел имел коническую форму высотой  $L = 0.12$  м и диаметром основания вблизи устья горелки  $d = 0.028$  м. Вдоль оси факела располагались две плоскопараллельные металлические пластины высотой 0.16 м и шириной 0.11 м, удаленные друг от друга на расстояние 0.065 м. Пластины устанавливались таким образом, что между ними и факелом существовал воздушный зазор. Одна из пластин заземлялась через сопротивление  $R = 1$  кОм. На другую пластину подавался постоянный потенциал относительно заземленной пластины, равный 4 кВ. При распространении факела в межэлектродном пространстве на сопротивлении  $R$  возникало падение напряжения, которое регистрировалось запицающим осциллографом. Этот же сигнал подавался на низкочастотный спектроанализатор.

Спектральные исследования излучения факела в видимой области спектра показали, что ширина фронта горения равна  $L \approx 10^{-3}$  м, а продукты сгорания содержат газовую и конденсированную фазы. В газовой фазе имеется неконтролируемая примесь атомов натрия и молекулы с высокими значениями потенциала ионизации.

Конденсированная фаза исследовалась методом отбора проб из факела с последующим анализом под электронным микроскопом. Установлено, что конденсированная фаза представлена субмикронными дымовыми частицами  $Al_2O_3$  сферической формы со среднекубическим диаметром 0.12 мкм. Концентрация частиц и их средний заряд в плазме определялись по методикам, описанным в работе [1]. Среднее значение концентрации частиц равнялось  $(2 \pm 1) \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ , средний заряд в единицах заряда электрона равнялся  $30 \pm 10$ .

Пространственно-усредненная температура частиц определялась по сплошному спектру излучения полицветовым методом, а газовой фазы — по абсолютной интенсивности резонансных линий Na. Эксперименты показали, что температура газовой фазы в пределах ошибки измерений равна температуре конденсированной фазы и составляет величину  $T = (3150 \pm 100)$  К.

Обработка результатов экспериментального исследования колебательных процессов в дымовой плазме, находящейся в межэлектродном пространстве, показала, что сигнал, снимаемый с сопротивления  $R$ , является переменным и двухполярным, несмотря на постоянство подаваемого напряжения. Усредненное амплитудное значение сигнала равнялось  $U = 0.8 \pm 0.2$  В, длительность колебаний со-

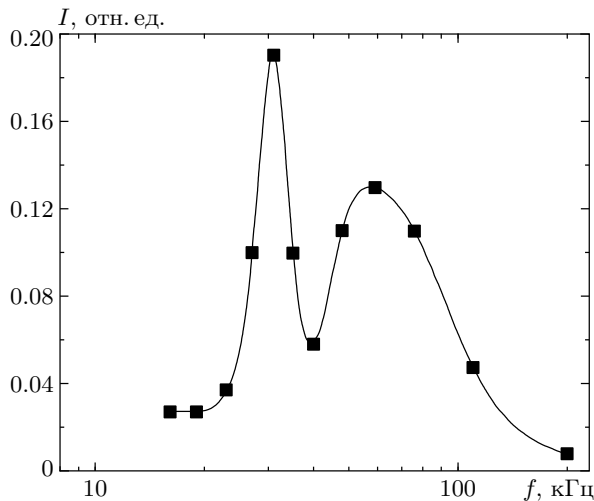


Рис. 1. Спектр низкочастотных электроакустических колебаний в дымовой плазме оксида алюминия

ставляла  $\tau = 70 \pm 30$  мс. Колебательный процесс возникал периодически и случайным образом.

Спектральный состав сигнала  $I$  представлен на рис. 1. Как видно, колебательный процесс развивается в частотном диапазоне от 15 до 200 кГц, причем имеют место две характерные частоты вблизи 30 и 60 кГц с ярко выраженными максимумами. Первый максимум с частотой 30 кГц имеет большую амплитуду с достаточно малой дисперсией. Полуширина функции распределения составляет приблизительно 1 кГц. Второй максимум с меньшей амплитудой имеет большую полуширину 6 кГц.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для объяснения наблюдаемых колебаний падения напряжения на эталонном сопротивлении  $R$  рассмотрим процессы, протекающие в межэлектродном пространстве. Очевидно, что приложенное к пластинам постоянное напряжение не вызывает электрического тока в цепи, так как контакта между плазмой и пластинами нет. Наличие воздушного промежутка между плазмой и пластинами обеспечивает также отсутствие тока проводимости в плазме и, следовательно, поляризацию плазмы. В этом случае ток в цепи может возникнуть только в результате изменения диэлектрической проницаемости в межэлектродном пространстве, т. е. колебания носят емкостной характер. Учитывая то, что исследуемый факел является стационарным и колебания его размеров

с такой частотой маловероятны, можно предположить наличие колебаний внутри факела.

Определим основные плазменные характеристики. В исследуемой дымовой плазме температура электронной компоненты близка к газовой из-за достаточно высокой частоты столкновений (давление окружающей среды  $10^5$  Па) и отсутствия тока проводимости через плазменный поток. Газовая фаза состоит из молекул с высокими значениями потенциала ионизации, поэтому их ионизация незначительна. Можно предположить, что образование свободных электронов в газовой фазе происходит в результате термоэлектронной эмиссии с поверхности частиц  $Al_2O_3$ . Тогда концентрацию свободных электронов можно определить из условия квазинейтральности:

$$n_e = Zn_p, \quad (1)$$

где  $n_e$  — концентрация свободных электронов в газовой фазе,  $n_p$  — концентрация частиц  $Al_2O_3$ ,  $Z$  — средний заряд частиц в единицах элементарного заряда. Подставляя экспериментальные значения заряда и концентрации частиц, получим среднее значение концентрации свободных электронов, равное  $6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ .

Дебаевская длина экранирования в такой плазменной среде определяется как расстояние от поверхности частицы, на котором значение дебаевского потенциала в 2.7 раза меньше кулоновского потенциала, и равна

$$D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 n_e}} = 1.6 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$$

Это значение близко к среднему расстоянию между частицами,  $l \approx n_p^{-3} \approx 1.7 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ , и много меньше характерного масштаба плазмы, что является необходимым условием существования плазмы. Плазменная частота для электронной компоненты равна  $1.4 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ .

Понятно, что колебания электронов не могут вызвать низкочастотные колебания, поэтому будем считать, что колебания вызваны дымовыми частицами. При смещении заряженных частиц друг относительно друга возникает возвращающая сила в результате электростатического взаимодействия, что приводит к колебаниям, распространяющимся в конденсированной фазе дымовой плазмы. Потенциальная энергия взаимодействия частиц, как несложно убедиться, сравнима с энергией теплового движения. Учитывая электрическую природу взаимодействия между частицами и низкочастотный характер колебаний, будем называть рассматриваемые колебания электроакустическими. Интересно отметить,

что, в свою очередь, колебания частиц могут привести к распространению ультразвука в газовой фазе.

#### 4. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Предположим, что в дымовой плазме существует определенная упорядоченность, аналогичная кристаллической структуре [8, 9], или частицы образуют линейные цепочки, описанные в работе [5]. Тогда представляется возможным рассмотреть одномерную линейную модель, следуя методическому подходу работы [13], в которой описана задача о распространении волн в кристаллических решетках.

Будем считать систему монодисперсной. Тогда плоскую волну, распространяющуюся вдоль цепочки дымовых частиц, представим в виде

$$u_j = A \exp [i(kja - \omega t)], \quad (2)$$

где  $u_j$  — смещение частицы под номером  $j$  относительно положения равновесия в цепочке,  $A$  — амплитуда продольных колебаний,  $k$  — волновое число,  $\omega$  — угловая частота,  $a$  — среднее расстояние между частицами,  $t$  — время.

Рассмотрим взаимодействие частицы под номером  $j$  с ближайшими соседями под номерами  $j - 1$  и  $j + 1$ . Принимая во внимание экранирование заряда поверхности частицы пространственным зарядом электронов, выражения для распределения потенциала  $\varphi$  в ее окрестности и напряженности  $E$  электрического поля, создаваемого частицей, запишем в виде

$$\varphi = \frac{eZ}{r} \exp \left( \frac{r_p - r}{D} \right),$$

$$E = \frac{eZ}{r^2} \exp \left( \frac{r_p - r}{D} \right) + \frac{ez}{rD} \exp \left( \frac{r_p - r}{D} \right),$$

где  $e$  — заряд электрона,  $r_p$  — радиус частицы.

Отсюда для силы электростатического взаимодействия между частицами  $j$  и  $j + 1$  получим

$$F_{j,j+1} = \frac{Z^2 e^2}{(a + u_{j+1} - u_j)^2} \exp \left( -\frac{a + u_{j+1} - u_j}{D} \right) + \frac{Z^2 e^2}{(a + u_{j+1} - u_j)D} \exp \left( -\frac{a + u_{j+1} - u_j}{D} \right). \quad (3)$$

Аналогичное выражение можно получить для силы  $F_{j,j-1}$ .

Результирующая сила, действующая на  $j$ -ю частицу, равна

$$F_j = F_{j,j+1} - F_{j,j-1}. \quad (4)$$

Разложим выражение (3) и аналогичное выражение для  $F_{j,j-1}$  в ряд Тейлора и, принимая во внимание, что  $u_{j-1}, u_j, u_{j+1} \ll a$ , ограничимся линейными членами разложения. Тогда формула (4) преобразовывается к виду

$$F_j = \mu (2u_j - u_{j+1} - u_{j-1}), \quad (5)$$

где

$$\mu = \frac{Z^2 e^2}{a^3 D^2} \exp \left( \frac{r_p - a}{D} \right) (a^2 + 2D^2 + 2aD). \quad (6)$$

Запишем уравнение движения частицы с массой  $m$ :

$$m \frac{d^2 u_j}{dt^2} = \mu (2u_j - u_{j+1} - u_{j-1}). \quad (7)$$

Подставляя выражение (2) в (7), получаем дисперсионное уравнение для продольных волн, которые распространяются в линейной цепочке конденсированной фазы дымовой плазмы:

$$\omega = \pm \omega_0 \sin \frac{ka}{2}, \quad (8)$$

$$\omega_0 = 2\sqrt{\frac{\mu}{m}}. \quad (9)$$

Знаки плюс и минус соответствуют волнам, распространяющимся в противоположных направлениях.

В области больших длин волн, когда  $ka \ll 1$ , выражение (8) принимает вид

$$\omega = v_0 k = ak \left( \frac{\mu}{m} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Для оценки характерных величин используем параметры дымовой плазмы, полученные из эксперимента:  $n_p = 2.0 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ ,  $r_p = 0.06 \text{ мкм}$ ,  $T = 3150 \text{ К}$ ,  $Z = 30$ , плотность частицы  $\rho = 3570 \text{ кг/м}^3$ .

Тогда из выражений (6), (9), (10) получаем

$$\mu \approx 8.4 \cdot 10^{-8} \text{ Н/м}, \quad f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \approx 51 \text{ кГц},$$

$$v_0 \approx 0.33 \text{ м/с}.$$

Обратим внимание на весьма низкую скорость распространения волн (0.33 м/с), что связано с большей, в сравнении с атомной, массой частиц,  $m \approx 10^{-18} \text{ кг}$ .

Для анализа спектрального состава колебаний рассмотрим распределение мод по частотам (плотности состояний). В соответствии с [13] плотность состояний для линейной одночастичной цепочки можно записать в виде

$$g(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{dk}{d\omega}. \quad (11)$$

Принимая во внимание выражение (8), получаем

$$g(\omega) = \frac{1}{\pi v_0} \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (12)$$

Как видно, плотность состояний имеет явную зависимость от  $\omega$  и обращается в бесконечность при  $\omega = \omega_0$ . Вероятно, если учесть полидисперсность системы, распределение частиц по зарядам и диссипацию энергии, то плотность состояний не будет обращаться в бесконечность. Однако вблизи  $\omega_0$  должен находиться максимум частотного спектра. Напомним, что  $f_0 = 51$  кГц. Эксперимент показывает наличие двух максимумов вблизи 30 кГц и 60 кГц. Поэтому отметим, что, несмотря на количественное согласие результатов при столь приближенной модели, имеет место принципиально важный недостаток — модель указывает лишь на один максимум.

Для объяснения полученных результатов рассмотрим возможность образования двух максимумов в спектре колебаний вследствие доплеровского эффекта. Во фронте горения дымовая плазма движется со скоростью около  $v_{pl} \approx 0.6$  м/с, что превышает скорость волны  $v_0$ . Для монодисперсной линейной цепочки частиц фазовая,  $v_f$ , и групповая,  $v_g$ , скорости продольных волн будут соответственно равны

$$v_f = \frac{\omega}{k} = v_0 \frac{\sin(ka/2)}{ka/2}, \quad (13)$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = v_0 \cos \frac{ka}{2}. \quad (14)$$

Учитывая уравнение (8), для случая  $\omega = \omega_0$  получаем  $\sin(ka/2) = 1$ ,  $\cos(ka/2) = 0$ . Тогда групповая скорость  $v_g = 0$ . Следовательно, на частоте  $\omega = \omega_0$  формируется стоячая волна, которую можно представить как результат сложения двух направленных навстречу друг другу бегущих волн. Их скорость, согласно (13), равна  $v_f = 2v_0/\pi$ . Причем одна из волн распространяется вдоль движения плазменного потока, другая — навстречу. В системе отсчета, связанной с установкой, определим значения частот воспринимаемых сигналов:

$$f_1 = f_0 \left( 1 + \frac{v_{pl}}{v_f} \cos \alpha \right)^{-1} = 41 \text{ кГц},$$

$$f_2 = f_0 \left( 1 - \frac{v_{pl}}{v_f} \cos \alpha \right)^{-1} = 68 \text{ кГц},$$

где  $\alpha$  — угол между направлением движения плазмы и волновым вектором. В нашем случае этот угол определяется геометрией факела  $\alpha = \arctg(2L/d)$ ,

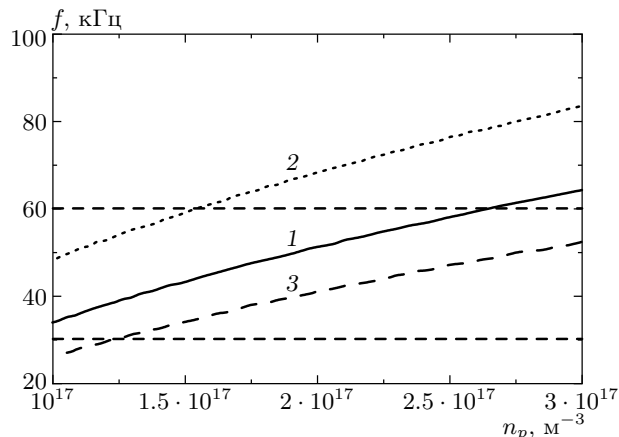


Рис. 2. Зависимость собственной частоты колебаний (1) и доплеровских частот  $f_1$  (2) и  $f_2$  (3) от концентрации дымовых частиц

где  $L = 0.12$  м — высота факела,  $d = 0.028$  м — диаметр факела в устье горелки.

Таким образом, полученные значения частот колебаний конденсированной фазы в дымовой плазме согласуются с результатами экспериментов, что позволяет сделать вывод о возможности наблюдения доплеровского эффекта в ламинарном факеле металлического порошка.

Рассмотрим зависимость доплеровских частот колебаний от концентрации дымовых частиц оксида алюминия, показанную на рис. 2. Кривая 1 описывает расчетную зависимость собственной частоты колебаний конденсированной фазы от концентрации частиц, кривые 2 и 3 — доплеровских частот, соответственно,  $f_1$  и  $f_2$ . Отметим, что частота колебаний заряженных дымовых частиц зависит от их концентрации. С увеличением  $n_p$  в три раза частота колебаний частиц возрастает почти в два раза. Очевидно, что собственная частота колебаний частиц и частоты регистрируемых доплеровских волн определяются не только параметрами конденсированной фазы, но и свойствами частиц, от которых зависит их зарядовое состояние, например, от работы выхода электронов с поверхности частиц в плазму.

Для сравнения на рисунке горизонтальными штриховыми линиями обозначены экспериментальные значения частот 30 и 60 кГц. Как видно из графиков, экспериментальные значения частот колебаний в пределах погрешности измерений концентрации дымовых частиц практически совпадают.

Таким образом, в рамках проведенного анализа можно полагать, что во фронте ламинарного дисперсного пламени может формироваться упорядо-

ченная структура из конденсированных субмикронных частиц. С другой стороны, принимая во внимание предположение о расположении частиц в потоке в виде цепочек, можно считать, что упорядоченность частиц в пространстве и их зарядовое состояние являются причинами наблюдаемых колебаний.

Интересно отметить, что колебания дымовых частиц имеют макроскопический характер, поэтому они могут вызывать, соответственно, акустические колебания газовой фазы пламени. Последние, вероятно, следует регистрировать акустическими методами.

В заключение автор выражает свою искреннюю благодарность А. В. Флорко и Н. И. Полетаеву за полезные обсуждения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Золотко, Я. И. Вовчук, Н. И. Полетаев, А. В. Флорко, *Физика горения и взрыва* **32**, 24 (1996).
2. В. И. Вишняков, Г. С. Драган, С. В. Маргашук, в сб. *Химия плазмы*, под ред. Б. М. Смирнова, Энергоатомиздат, Москва (1990), вып. 16, с. 98.
3. G. S. Dragan and V. I. Vishnyakov, in *30<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, St. Peterburg, Russia (2003), <http://eps2003.ioffe.ru/publics/pdfs/O-1.3B-pre.pdf>.
4. Г. С. Драган, *Вестник Одесск. гос. унив., физ.-матем. науки* **8**, 163 (2003).
5. М. П. Кирьякова, М. Н. Чесноков, *Физика аэродисперсных систем* **1**, 126 (1969).
6. Г. С. Драган, А. А. Мальгота и др., в сб. *Труды междунар. научн.-техн. совещания по МГДЭС на угле*, Алма-Ата (1982), с. 77.
7. I. T. Yakubov and A. G. Khrapak, *Sov. Tech. Rev. B* **2**, 269 (1989).
8. J. H. Chu and Lin I, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4009 (1994).
9. A. P. Nefedov, O. F. Petrov, V. I. Molotkov, and V. E. Fortov, *Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **72**, 313 (2000).
10. В. И. Вишняков, Г. С. Драган, С. В. Маргашук, в сб. *Труды III Всесоюзн. совещ. по физ. низкотемп. плазмы с КДФ*, Одесса (1988), с. 17.
11. В. И. Молотков, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский, В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, *ЖЭТФ* **116**, 902 (1999).
12. P. K. Shukla, *Phys. Plasmas* **5**, 1791 (2001).
13. Дж. Блэйкмор, *Физика твердого тела*, Мир, Москва (1988).