

УДК 546.36

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ ГОРЕНИИ ЧАСТИЦЫ МАГНИЯ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Н. И. Полетаев

Институт горения и нетрадиционных технологий Одесского национального университета
им. И. И. Мечникова, 65082 Одесса, Украина, Poletaev@ukr.net

Для горящей в воздухе частицы магния (диаметром 6 мкм) обнаружено существование пороговой напряженности внешнего постоянного электрического поля 30 кВ/м, при которой в измерительной цепи наблюдается возникновение электрических колебаний. Спектральный анализ колебаний позволил выявить две колебательные моды — низкочастотную (5 кГц) и высокочастотную (25 кГц). Показано, что низкочастотные электрические колебания обусловлены колебаниями плотности положительного объемного заряда субмикронных частиц MgO между поверхностью частицы металла и отрицательно заряженной пластиной конденсатора. Высокочастотные колебания вызваны модуляцией диэлектрической проницаемости среды в зоне химической конденсации частицы магния. Причина модуляции — возникновение неустойчивости в зоне конденсации горящей частицы, которая проявляется в возбуждении продольных колебаний частиц MgO (пылевых акустических волн), распространяющихся в термоэмиссионной плазме продуктов горения магния. Возникновение пылевых акустических волн объясняется потоковой неустойчивостью, обусловленной различием дрейфовых скоростей носителей заряда в электрическом поле.

Ключевые слова: горение магния, плазменные колебания, возникновение неустойчивости, электронно-пылевая плазма, пылевые акустические волны.

ВВЕДЕНИЕ

В работе представлены результаты исследования электрических колебаний, которые были обнаружены при горении в воздухе одиночных частиц Mg в постоянном электрическом поле. Эксперимент проводился с целью исследовать отклик высокотемпературной ($T \approx 2600$ К) двухфазной среды, окружающей горящую одиночную частицу магния, на приложенное постоянное электрическое поле. В исследованиях [1, 2] ламинарного пылевого факела частиц алюминия при атмосферном давлении установлено, что в постоянном электрическом поле плоского конденсатора, начиная с некоторой пороговой напряженности поля, в цепи возникают электрические колебания частотой до 30 кГц. Сделано предположение, что наблюдавшиеся колебания обусловлены потоковой неустойчивостью, появляющейся в термоэмиссионной пылевой плазме продуктов горения частиц алюминия, состоящей из положительно заряженных частиц оксида алюминия (средний диаметр частиц ≈ 0.1 мкм), термоэлектронов и электронейтрального газа (азот

и кислород). Потоковая неустойчивость возникает в пылевой плазме в результате движения электронов и ионов под действием электрического поля относительно заряженных частиц конденсированной фазы [3–5]. Этот вид неустойчивости наблюдался экспериментально в плазме тлеющего разряда (при давлении газа $p \approx 0.3$ Торр) [6], в пылевой плазме отрицательно заряженных частиц в постоянном электрическом поле (давление азота $p \approx 60 \div 80$ мТорр) [7, 8], в плазме высокочастотного (ВЧ) разряда [9, 10]. Особенность плазменных колебаний, которые наблюдались в экспериментах настоящей работы, а также при горении факела металлических частиц [1], диффузионного газового факела с высоким содержанием углеродных частиц [11], заключается в том, что колебания субмикронных частиц конденсированной фазы возникали при атмосферном давлении. При высоком давлении газа демпфирование колебаний частиц пыли за счет соударений с нейтральными молекулами газовой фазы является основным фактором, приводящим к затуханию колебаний в пылевой плазме [12, 13].

Для анализа природы колебаний в терми-

ческой плазме продуктов горения необходима информация об исследуемой двухфазной системе (температуры конденсированной и газовой фаз, концентрации частиц конденсированной фазы, размер частиц и их электрический заряд, локализация частиц в пространстве и т. п.). Закономерности горения одиночных частиц магния в воздухе хорошо изучены экспериментально и теоретически [14–28]. Температура кипения магния $T_b = 1365$ К, в кислородсодержащих средах этот металл горит в парофазном режиме [14]. После воспламенения частицы пары металла диффундируют в направлении от поверхности капли и реагируют с кислородом в узкой зоне, положение которой определяется условием достижения стехиометрии встречных диффузионных потоков паров магния и кислорода. При атмосферном давлении зона химической реакции удалена от поверхности частицы на расстояние нескольких радиусов капли металла. Образовавшийся в зоне химической реакции газообразный оксид магния конденсируется в зоне конденсации с образованием субмикронных частиц MgO. Частицы MgO накапливаются в зоне, границы которой определяются условием равенства нулю конвективных потоков в окрестности частицы. Для крупных частиц Mg (диаметром $d_p > 2$ мм) размеры зон химической конденсации и накопления определялись экспериментально [15, 18, 19] по радиальным распределениям собственного излучения конденсированной фазы горячей частицы ($l_c = 140$ мкм) и по измерениям радиальных распределений экстинкции лазерного излучения (ширина зоны накопления не превышала 60 мкм). Зоны конденсации и накопления разнесены в пространстве на расстояние ≈ 330 мкм. Для частиц диаметром $d_p = 5 \div 6$ мм ширина зоны конденсации ($l_c \approx 300$ мкм), а также концентрация частиц оксида магния в ней ($N_p = (5 \pm 2) \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$) определялись по результатам спектральных измерений [17].

Горение одиночной частицы магния ($d_p = 5 \div 6$ мм) в воздухе в электрическом поле плоского конденсатора изучалось в работах [23, 28]. Исследовалась реакция горячей частицы на прямоугольный импульс напряжения амплитудой $1.5 \div 4.0$ кВ. По осаждению продуктов горения магния на пластины конденсатора установлено [28], что частицы MgO могут иметь как положительный ($Z_1 = 30 \pm 10$ зарядов электрона, средний радиус частиц 0.05 мкм), так и отрицательный заряд ($Z_2 = -900 \pm 200$, средний

радиус 0.3 мкм). Концентрация частиц оксида магния в зоне химической конденсации определялась по радиальным распределениям светимости конденсированной фазы. Полученное значение $N_p = (3 \pm 1) \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ хорошо согласуется с результатами работы [17]. Существование частиц разных знаков в зоне конденсации горячей частицы объяснено в [28] в рамках теории нейтрализованных зарядов [29]. Возникновение неустойчивости в измерительной цепи в работах [23, 28] не наблюдалось.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для экспериментов были отобраны сферические частицы магния диаметром $d_p = 6 \pm 0.2$ мм. Частица крепилась на стальной игле диаметром 0.5 мм и размещалась между пластинами плоскопараллельного конденсатора (рис. 1). Расстояние между пластинами (площадь пластин $S = 0.08 \times 0.10 = 8 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$) конденсатора составляло $L = 0.06$ м. Зажигание частицы проводилось с помощью газовой горелки. После зажигания напряжение источника питания изменялось в пределах $U = 0 \div 4$ кВ. Электрический сигнал снимался с сопротивления нагрузки ($R = 70$ кОм, постоянная времени системы $\tau = RC \approx 10^{-7}$ с, где $C = \epsilon \epsilon_0 S/L$ — емкость конденсатора, ϵ — диэлектрическая проницаемость, ϵ_0 — электрическая постоянная) и оцифровывался с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП) с частотой выборки $100 \div 200$ кГц. Сигнал регистрировался и обрабатывался на компьютере. Для того чтобы исключить влияние

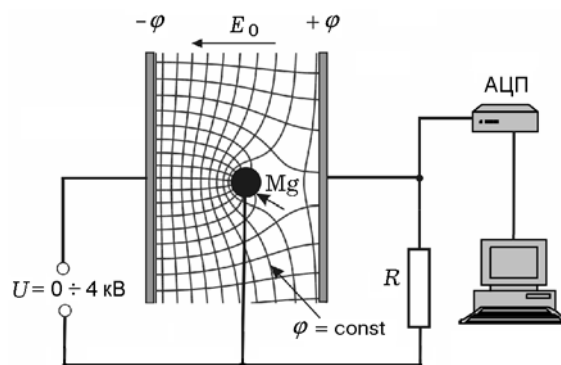


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования электрических колебаний:

силовые линии электрического поля и изолинии потенциала внутри конденсатора получены из решения уравнения Лапласа ($\text{div}(\text{grad}\varphi) = 0$)

собственного потенциала частицы магния на результаты измерения, а также с целью потенциальной развязки высоковольтного источника питания и измерительной схемы (АЦП, компьютер), металлическую иглу, на которую крепилась частица, заземляли. Таким образом, разность потенциалов от источника питания прикладывалась между левой (см. рис. 1) пластиной конденсатора и частицей металла, а правая пластина обеспечивала выделение переменной составляющей сигнала на сопротивление нагрузки R . Металлическая частица сильно искажает электрическое поле внутри конденсатора, делая его существенно неоднородным (см. рис. 1, решение уравнения Лапласа получено для отрицательного потенциала левой пластины $\varphi = -2000$ В и нулевых потенциалов частицы и правой пластины конденсатора). Тем не менее мы будем характеризовать электрическое поле с помощью напряженности однородного поля конденсатора $E_0 = |\Delta\varphi|/L$, поскольку эта величина, в отличие от поля между поверхностью частицы и левой пластиной (как будет показано ниже), однозначно определена через разность потенциалов на пластинах конденсатора и через расстояние между его пластинами.

По мере увеличения электрического поля конденсатора E_0 пламя отклонялось к пластине с отрицательным потенциалом, и продукты горения частицы начинали осаждаться на пластину. При $E_0 > 20 \div 25$ кВ/м в электрической цепи возникают короткие импульсы, внешний вид которых приведен на рис. 2, *а*. При дальнейшем увеличении напряженности поля до критического значения $E_0 = E_{cr} \approx 30$ кВ/м появляются колебания, частота которых существенно выше частоты следования упомянутых выше электрических импульсов, а амплитуда значительно ниже (рис. 2, *б*). При $E_0 > E_{cr}$ амплитуда высокочастотных колебаний возрастает и может стать сопоставимой с амплитудой низкочастотных импульсов (рис. 2, *в*).

Измерения показали, что наличие электрического поля $E_0 \approx 30$ кВ/м практически не оказывает влияния на время горения частиц ($\tau_b \approx 50$ с). Согласно эмпирической зависимости для времени горения сферической частицы магния в воздухе, приведенной в работе [16] ($\tau_b = K d_p^2$, где $K = 1.44$ с/мм² — эмпирическая константа), $\tau_b = 52$ с, что хорошо согласуется с указанным выше значением времени горения, полученным при наличии электрического поля.

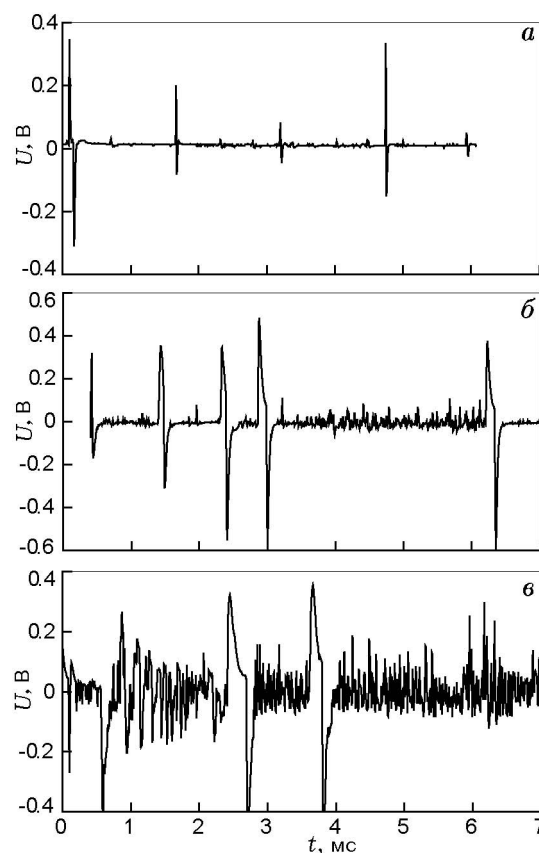


Рис. 2. Фрагмент электрического сигнала для разных напряженностей электрического поля: *а* — $E_0 < E_{cr}$, $E_{cr} \approx 30$ кВ/м; *б* — $E_0 \sim E_{cr}$; *в* — $E_0 > E_{cr}$

Размер частиц MgO, осажденных на отрицательно заряженную пластину конденсатора, определялся с помощью дисперсного анализа. Частицы имели форму правильных кубов с наиболее вероятным размером ребра $l_m = 0.08$ и средним размером $l_{10} = 0.11$ мкм (среднекубический размер $l_{30} = 0.13$ мкм). Характерные размеры частиц практически совпадают с данными работы [27] ($l_m = 0.075$ мкм, $l_{10} = 0.11$ мкм). Так как частица магния была заземлена, крупные частицы MgO, несущие отрицательный заряд [28], осаждались на поверхность горящей частицы, и их размер не определялся.

Температура частиц MgO в зоне конденсации горящей частицы магния определялась полихромным методом [30, 31]: $T_c = 2630 \pm 70$ К. Это значение хорошо согласуется с температурой $T_c = 2650 \pm 50$ К, полученной этим же методом для одиночной частицы магния ($d_p \approx 4 \div 6$ мкм), горящей в воздухе [28]. Отметим, что температура частиц MgO в зоне конденса-

Характеристики частиц MgO и электронов в зоне конденсации

Среднекубический размер частиц MgO, мкм	l_{30}	0.13
Зарядовое число частиц MgO [28]	Z_p	30 ± 10
Температура в зоне конденсации, К	T_c	2630 ± 70
Масса частицы MgO, кг	m_p	$8 \cdot 10^{-18}$
Подвижность частиц MgO, $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	b_p	$1.1 \cdot 10^{-6}$
Подвижность электронов, $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	b_e	13
Скорость дрейфа частиц MgO ($E_0 = 3 \cdot 10^4$ В/м), м/с	v_{dp}	$3.3 \cdot 10^{-2}$
Скорость дрейфа электронов ($E_0 = 3 \cdot 10^4$ В/м), м/с	v_{de}	$4 \cdot 10^5$
Средняя скорость образования частиц MgO, с^{-1}	dn/dt	$8 \cdot 10^{11}$
Концентрация частиц MgO в зоне конденсации, м^{-3} [17]	N_p	$(5 \pm 2) \cdot 10^{17}$
Ширина зоны конденсации, мкм [17]	l_c	300
Концентрация электронов в зоне конденсации, м^{-3}	n_e	$1.5 \cdot 10^{18}$

ции одиночной частицы магния, горящей в воздухе при атмосферном давлении, очень близка к температуре газовой фазы в зоне химической реакции $T_g = 2650$ К, которая с высокой точностью ($\Delta T_g/T_g < 0.01$) установлена в экспериментах [24] из анализа профиля резонансной линии магния.

Полученная из спектральных измерений температура частиц MgO в зоне химической конденсации значительно ниже температуры кипения оксида магния ($T_b = 3874$ К [32]), которая ограничивает сверху максимально возможную температуру конденсированной фазы. Это отличие можно объяснить высоким уровнем лучистых теплопотерь, величина которых согласно экспериментам [15, 18, 19, 27] достигает 40 % полной теплоты сгорания частицы магния, что приводит к существенному снижению температуры излучающих частиц.

В таблице представлены параметры среды, необходимые для анализа колебаний. Подвижность частиц MgO ($b_p = Z_p e / m_p \nu_{pn}$, e — элементарный заряд) и электронов ($b_e = e / m_e \nu_{en}$) определялась через частоты их столкновений (ν_{pn} и ν_{en}) с молекулами нейтрального газа (азотом). В свободномолекулярном режиме (при атмосферном давлении и $T_c \approx 2630$ К длина свободного пробега молекул азота $l_n \approx 10^{-6}$ м и число Кнудсена $\text{Kn} = l_n / l_{10} \gg 1$) частоту ν_{pn} можно оценить по формуле [3]

$$\nu_{pn} = \frac{8\sqrt{2\pi} r_p^2 n_n m_n v_{Tn}}{3 m_p}$$

Здесь r_p — радиус частицы, m_p — масса частицы, m_e — масса электрона, $m_n = \mu_{N_2} / N_A$ — масса нейтральной молекулы, μ_{N_2} — молекулярная масса азота, N_A — число Авогадро, $n_n = p / k_B T_c$ — концентрация нейтральных молекул, k_B — постоянная Больцмана, p — давление, $v_{Tn} = \sqrt{8k_B T_c / \pi m_n}$ — тепловая скорость молекул нейтрального газа. Частота столкновений электронов с нейтральными молекулами оценивалась по соотношению $\nu_{en} = \sqrt{2} n_n \sigma_{en} v_{Te}$, где $v_{Te} = \sqrt{8k_B T_c / \pi m_e}$ — тепловая скорость электронов, $\sigma_{en} \approx 10^{-20}$ м^2 — сечение столкновения электронов с молекулами нейтрального газа. Имеющиеся в литературе данные о работе выхода электронов из оксида магния довольно сильно отличаются. Например, в [32] представлены два значения: $W = 3.1$ и 4.4 эВ, в [33] — $W = 3.5$ эВ. Оценки зарядовых чисел частиц оксида магния ($T_c = 2630$ К) по модели орбитально-ограниченного движения [34] для приведенных работ выхода находятся в диапазоне $Z_p = 10 \div 45$. В настоящей работе для оценочных расчетов использованы значения зарядовых чисел частиц оксида магния ($Z_p = 30$), полученные в [27, 28], так как условия этих экспериментов (размер частиц металла и продуктов сгорания, температура и др.) практически идентичны условиям настоящей работы.

Средняя за время горения частицы Mg (τ_b) скорость генерации частиц MgO определялась из очевидного балансного соотношения:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\pi d_p^3 \rho_{\text{Mg}} \mu_{\text{MgO}}}{6\tau_b l_{30}^3 \rho_{\text{MgO}} \mu_{\text{Mg}}}, \quad (1)$$

где ρ_{Mg} , μ_{Mg} и ρ_{MgO} , μ_{MgO} — плотность и молекулярная масса Mg и MgO.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Будем полагать, что в зоне конденсации температуры газовой (T_g) и конденсированной фаз равны ($T_c = T_g = 2630$ K). Проблема возможной неизотермичности газовой и конденсированной фаз в зоне конденсации одиночной частицы магния обсуждалась в работе [27]. Выводы этой работы подтверждают обоснованность сделанного предположения о равенстве температур. В результате термической ионизации газовой фазы в зоне конденсации присутствуют положительные (термическая ионизация молекул с низким потенциалом ионизации) и отрицательные (электроотрицательные газы, обладающие высоким сродством к электрону) ионы. Частицы конденсированной фазы приобретают положительный заряд в результате термоэлектронной (и фотоэлектронной) эмиссии. Уравнение квазинейтральности в зоне химической конденсации имеет вид $n_e = \sum_j Z_{ij} n_{ij} + Z_p N_p$, где Z_{ij} — зарядовое число ионов. Суммирование проводится по всем типам ионов газовой фазы, имеющих в системе.

В присутствии внешнего электрического поля возникают дрейфовые потоки ионов (ионный ветер), которые могут оказывать существенное влияние на движение частиц конденсированной фазы. Оценим возможную роль положительных ионов газовой фазы в переносе частиц MgO на отрицательно заряженную пластину конденсатора. Силу $F_i = m_p \nu_{pi} u_i$ (ν_{pi} — частота столкновений ионов с частицей конденсированной фазы, $u_i = b_i E$ — дрейфовая скорость ионов в электрическом поле), действующую со стороны ионов на частицу конденсированной фазы, можно записать в виде [35]

$$F_i = \frac{8\sqrt{2\pi}}{3} r_p^2 n_i m_i \nu_{Ti} u_i \left(1 + \frac{\rho_0}{2r_p}\right),$$

где $\rho_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p e^2}{m_i \nu_{Ti}^2}$ — параметр, характеризующий кулоновское рассеяние ионов на частицах MgO, m_i и n_i — масса иона и его концентрация, $\nu_{Ti} = \sqrt{8k_B T_g / \pi m_i}$ — тепловая скорость ионов. Подвижность однозарядных ионов равна

$b_i = e/m_i \nu_{in}$, где $\nu_{in} = \sqrt{2} n_n \sigma_{in} \nu_{Ti}$ — частота столкновений ионов с нейтральными молекулами, σ_{in} — сечение столкновения ионов с нейтральными атомами. Так как кулоновская сила, действующая на частицу MgO ($F_p = Z_p e E$), и сила ионного увлечения (F_i) пропорциональны напряженности электрического поля, их отношение не зависит от E :

$$\frac{F_i}{F_p} = \frac{8\sqrt{\pi} r_p^2 n_i}{3n_n \sigma_{in} Z_p} \left(1 + \frac{\rho_0}{2r_p}\right).$$

Для приведенных в работе данных получаем следующую оценку: $\frac{F_i}{F_p} \sim 10^3 \cdot \frac{n_i}{n_n}$. Поскольку концентрация нейтральных атомов составляет $n_n = p/k_B T_g \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ($p \approx 0.1$ МПа), влияние ионного ветра на дрейф субмикронных частиц в электрическом поле будет заметным при концентрации ионов $n_i > 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Расчет ионизационного равновесия системы MgO + воздух ($T_g = 2650$ K, $p = 0.1$ МПа) [36] показал, что в этих условиях наибольшую концентрацию имеют положительные ионы магния ($n_{\text{Mg}} \approx 10^{16} \text{ м}^{-3}$), т. е. влияние ионного ветра на движение частиц MgO к отрицательно заряженной пластине конденсатора в наших экспериментальных условиях пренебрежимо мало. Кроме того, выполняется сильное неравенство $Z_p N_p \gg \sum_j Z_{ij} n_{ij}$, и уравнение квазинейтральности в зоне конденсации принимает вид $n_e \approx Z_p N_p$. Следовательно, зону конденсации можно рассматривать как электронно-пылевую плазму.

Низкочастотная мода колебаний

Низкочастотная мода колебаний представляет собой короткие импульсы (рис. 2 и рис. 3,а), амплитуда которых изменяется во времени по экспоненциальному закону ($U \sim \exp(-t/\tau)$, τ — характерное время импульсов). Средняя амплитуда импульсов при разности потенциалов на обкладках конденсатора $\Delta\varphi \approx 2000$ В составляет $U_0 = 0.4$ В. Среднее характерное время импульса (время, за которое амплитуда импульса уменьшается в $e = 2.7$ раза) равно $\tau = 5 \cdot 10^{-5}$ с. Амплитуда импульсов и их характерное время возрастают при увеличении разности потенциалов $\Delta\varphi$. Средняя скважность импульсов $\approx 5 \div 6$. Следует отметить, что сигналы низкочастотной моды по амплитуде достаточно стабильны, чего нельзя сказать

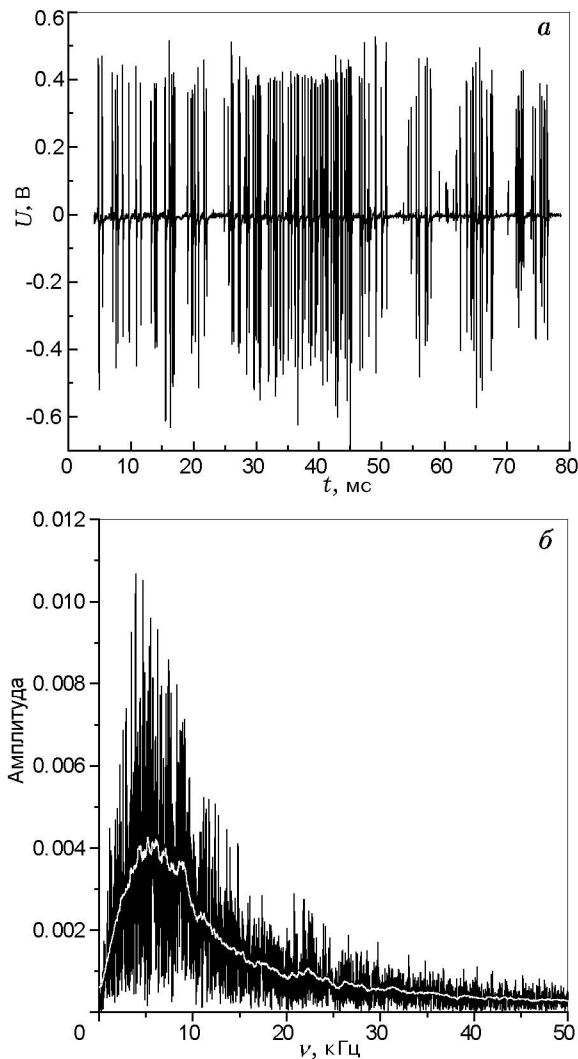


Рис. 3. Фрагмент сигнала вблизи порога возникновения высокочастотных колебаний (а) и спектр низкочастотных колебаний (б):

$\Delta\varphi \approx 2000$ В; темный массив на рис. 3, б — спектр по выборке, приведенной на рис. 3, а, светлая кривая — сглаженный спектр (каждая точка получена осреднением по 50 соседним точкам)

о частоте их следования. На рис. 3, б приведен спектральный состав низкочастотных колебаний. Максимум распределения приходится на частоту $\nu = 5 \div 6$ кГц.

Возникновение низкочастотных импульсов можно объяснить следующим образом. При горении частицы магния в отсутствие электрического поля ионизированные субмикронные частицы MgO группируются в зоне накопления, откуда уносятся газом в результате естественной или вынужденной конвекции [15]. При наложении внешнего электрического поля возник-

кает электрический ток, создаваемый термоэлектронами, которые двигаются к поверхности капли магния, и частицами MgO, дрейфующими в электрическом поле к отрицательно заряженной пластине конденсатора. В цепи должен установиться ток насыщения, величина которого определяется скоростью генерации частиц оксида магния в зоне конденсации горячей частицы. Однако время дрейфа частиц MgO к пластине конденсатора ($t = L/2v_{dp} \approx 1$ с) на несколько порядков больше времени движения электронов к поверхности капли ($v_{de} \gg v_{dp}$, где v_{de} , v_{dp} — скорость дрейфа электронов и частиц MgO, см. таблицу). Поэтому между поверхностью частицы и пластиной конденсатора с отрицательным потенциалом накапливается положительный объемный заряд $Q = \rho V$, где ρ — объемная плотность заряда, V — занимаемый им объем. Можно предположить, что, достигнув некоторой величины, электрическое поле объемного заряда (E_v) компенсирует электрическое поле конденсатора (E_c) в области между частицей и объемным зарядом ($E_v + E_c \rightarrow 0$). Дрейф частиц оксида и электронов в этой области прекратится, и продукты горения магния начнут, как и в отсутствие поля, накапливаться в зоне накопления. В результате рассеяния объемного заряда под действием собственного электрического поля (вместе с возможной рекомбинацией зарядов частиц) плотность объемного заряда уменьшится, и через некоторое время электрическое поле между каплей и пластиной конденсатора восстановится. Время восстановления близко к периоду низкочастотных колебаний $t_l = 1/\nu \cong 2 \cdot 10^{-4}$ с. Возникнет короткий импульс тока, обусловленный потоком термоэлектронов из зоны накопления, приводящий к созданию нового слоя положительного объемного заряда, образованного заряженными инерционными частицами оксида магния.

Чтобы обосновать изложенный выше механизм возникновения низкочастотных колебаний, рассмотрим идеализированную задачу. Пусть частица магния является заземленной внутренней обкладкой сферического конденсатора ($r_p = 0.3$ см, $\varphi_p = 0$). Внешняя обкладка конденсатора имеет радиус $r_c = 3$ см и находится под потенциалом $\varphi_c = -2000$ В. Напряженность электрического поля внутри конденсатора $E_c = q/4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2$ (где $q = C \times \Delta\varphi > 0$ — заряд внутренней обкладки, $C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r_c r_p / (r_c - r_p)$ — емкость сферического

конденсатора, $\Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_c$ — разность потенциалов), и поле направлено от частицы ($E_c > 0$). Будем считать, что положительный объемный заряд Q сосредоточен в узком сферическом слое, положение которого задается радиусом r_v . Это предположение не является очень грубым, так как за время t_l слой объемного заряда увеличится на $t_l v_{dp} \ll r_c$. Радиус r_v может изменяться начиная от зоны накопления горячей частицы до внешней пластины конденсатора, на которой оседают частицы оксида магния. Пока не будем принимать во внимание рассеяние униполярного заряда под действием собственного электрического поля. Поле, создаваемое сферическим слоем в области $r_p < r < r_v$, равно $E_v = -Q/4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2$ и направлено к поверхности капли (отрицательный заряд $-Q$ — это заряд, наведенный положительным объемным зарядом Q на частице металла). В области $r_v < r < r_c$ напряженность поля по теореме Гаусса $E_v = Q/4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2$. Запишем результирующее поле (E) как суперпозицию электрических полей сферического конденсатора и объемного заряда:

$$E = E_c + E_v =$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{-Q+q}{r^2}, & r_p < r < r_v, \\ \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{Q+q}{r^2}, & r_v < r < r_c. \end{cases} \quad (2)$$

Из (2) следует, что если $Q = q$, то электрическое поле в области $r_p < r < r_v$ равно нулю (рис. 4, кривая 2). При $Q > q$ электрическое поле в этой области направлено к поверхности частицы ($E < 0$, рис. 4, кривая 3). Если $Q < q$, то электрическое поле всюду между обкладками конденсатора больше нуля ($E > 0$, рис. 4, кривая 4). Наличие объемного заряда приводит к тому, что электрическое поле при $r = r_v$ терпит разрыв. Независимо от соотношения между Q и q объемный заряд увеличивает электрическое поле в области $r_v < r < r_c$. Результаты анализа не зависят от положения слоя объемного заряда (r_v) между обкладками сферического конденсатора.

После того как будет достигнуто равенство $Q = q$ ($E = 0$), механизм, который приводит к увеличению объемного заряда Q , исчезнет. Поэтому случай $Q > q$ в рассматриваемой задаче не может возникнуть. Если не учитывать рассеяние объемного заряда, то электри-

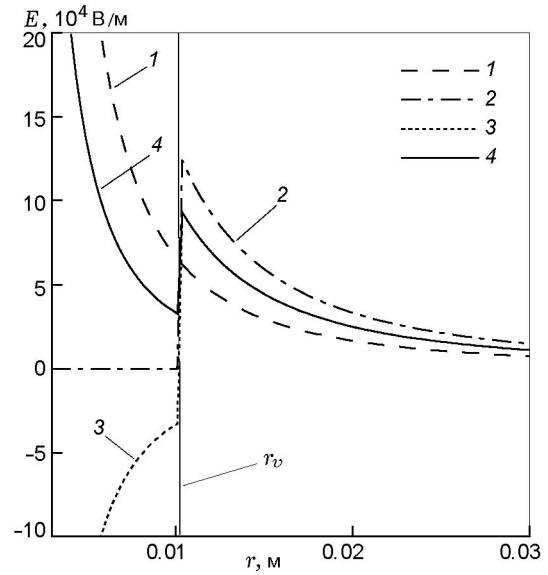


Рис. 4. Электрическое поле сферического конденсатора со слоем униполярного объемного заряда Q :

1 — $Q = 0$, 2 — $Q = q$, 3 — $Q < q$, 4 — $Q > q$

ческое поле в области $r_p < r < r_v$ восстановится через время ($t \sim (r_c - r_v)/v_{dp} \approx 0.5$ с), в течение которого слой объемного заряда достигнет отрицательной пластины конденсатора. То есть период колебаний должен быть около нескольких герц, что во много раз превышает экспериментальное значение ($t_l \approx 2 \cdot 10^{-4}$ с).

Теперь оценим влияние рассеяния униполярного заряда собственным электрическим полем. Согласно Фуксу [37] плотность объемного заряда ρ зависит от времени следующим образом:

$$\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} = \frac{b_p t}{\epsilon_0}, \quad (3)$$

где ρ_0 — начальная объемная плотность заряда, b_p — подвижность частиц оксида магния. Оценим плотность заряда ρ_0 . За время dt в объем $dV = 4\pi r^2 dr = 4\pi r^2 v_{dp} dt$ из зоны конденсации поступает заряд $dQ = (dn/dt) Z_p e dt = \rho_0 dV$, где dn/dt — скорость генерации частиц MgO (1). Следовательно, $\rho_0 = (dn/dt) Z_p e / 4\pi r^2 v_{dp}$. В качестве характерного времени рассеяния объемного заряда примем время τ_s , в течение которого плотность объемного заряда ρ_0 уменьшается в e раз. Из уравнения (3) получаем $\tau_s = (e - 1)\epsilon_0 / b_p \rho_0$. Это время определяет период низкочастотных колебаний. Для условий, близких к эксперименту данной работы, $\rho_0 \approx 9 \cdot 10^{-2}$ К/м³ ($r \approx 0.01$ м) и

$\tau_s \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$ с, что по порядку величины близко к периоду наблюдаемых в эксперименте низкочастотных колебаний ($t_l \approx 2 \cdot 10^{-4}$ с). Время формирования объемного заряда Q , равного заряду конденсатора q , можно определить из балансного соотношения $\tau_q = q / [(dn/dt) Z_p e]$. Тогда отношение характерного времени рассеяния объемного заряда ко времени его формирования для сферического конденсатора принимает простой вид $\tau_s / \tau_q = (e - 1) > 1$. Такое соотношение характерных времен означает, что накопление униполярного заряда происходит быстрее, чем его рассеяние, в результате чего будет достигнуто условие $Q = q$ и в цепи появятся электрические импульсы. Как следует из приведенного рассмотрения, длительность низкочастотных импульсов определяется временем, которое необходимо для увеличения объемного заряда до величины, равной заряду конденсатора, а частота следования этих импульсов определяется характерным временем рассеяния униполярного заряда.

Можно ожидать, что основные результаты приведенного анализа применимы и для плоского конденсатора. Однако в этом случае возможна ситуация, когда $\tau_s / \tau_q \leq 1$ (например, уменьшение концентрации частиц в зоне накопления за счет конвективных потоков [15], высокая объемная плотность заряда и подвижность частиц конденсированной фазы и, соответственно, меньшее время рассеяния заряда и др.). Это означает, что скорость накопления объемного заряда становится сопоставимой или меньше скорости его рассеяния и объемный заряд не достигнет значения, при котором возникают колебания. Поэтому низкочастотные импульсы появляются начиная только с некоторого напряжения ($U > 1000$ В). Заметим также, что хорошая повторяемость характеристик регистрируемых импульсов может быть объяснена тем, что переносимый ими заряд «привязан» к заряду конденсатора, который при заданной разности потенциалов на обкладках является однозначно определенной величиной.

Высокочастотная мода колебаний

Высокочастотными мы называем колебания, которые возникают в течение одного периода низкочастотных импульсов (рис. 5). Как и в случае низкочастотной моды, спектральный состав этих колебаний достаточно широк. Причем амплитуда колебаний, равно как и их ча-

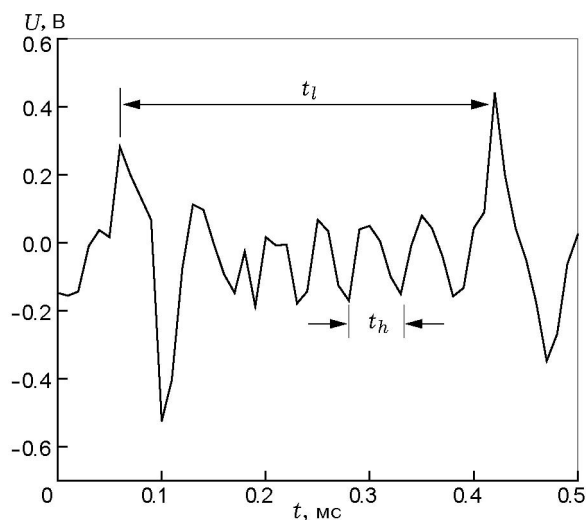


Рис. 5. Осциллограмма одного периода колебаний:

t_l — период низкочастотных (релаксационных) импульсов, t_h — период высокочастотных колебаний

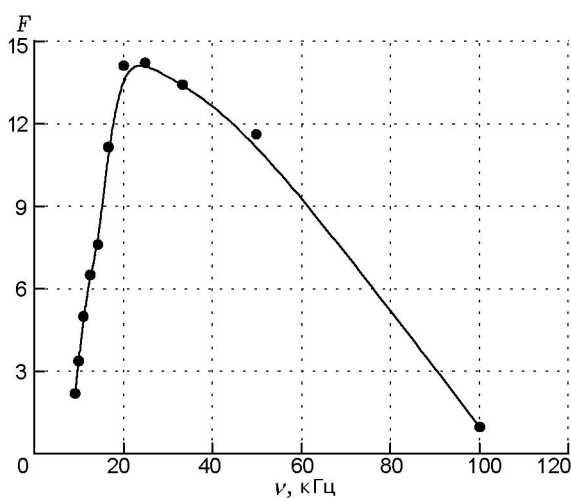


Рис. 6. Спектр высокочастотных колебаний:

точки — эксперимент, линия — аппроксимация экспериментальных данных

стота, меняется достаточно сильно, иначе говоря, колебания нестабильны как по амплитуде, так и по частоте. Однако высокочастотные колебания, в отличие от низкочастотных, имеют скважность ≈ 1 , т. е. о них можно говорить, как о колебаниях, а не о последовательности импульсов. Спектр высокочастотной моды колебаний приведен на рис. 6. Максимум распределения соответствует частоте $\nu = 25$ кГц ($\omega = 2\pi\nu = 1.57 \cdot 10^5$ с $^{-1}$).

В отличие от низкочастотной моды колебаний, возникновение высокочастотных колебаний не удастся связать с наличием объемного заряда. Во-первых, частота высокочастотных колебаний в несколько раз выше частоты следования импульсов, что в настоящее время не удастся объяснить. Во-вторых, заряд, переносимый за период низкочастотных импульсов (t_r) высокочастотными колебаниями тока, как показывают оценки, может существенно превышать заряд, переносимый релаксационным импульсом. Кроме этого, как уже отмечалось, существует некоторая пороговая напряженность электрического поля (E_{cr}), ниже которой наблюдаются только низкочастотные импульсы.

Покажем, что причиной возникновения высокочастотной моды колебаний может быть модуляция диэлектрической проницаемости среды между обкладками конденсатора. Прежде всего убедимся, что в зоне конденсации частицы магния мы имеем не простую совокупность заряженных частиц MgO и электронов, а термоэмиссионную электронно-пылевую плазму. Для этого сопоставим ширину зоны конденсации l_c и дебаевский радиус экранирования

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\lambda_{De}^2 \lambda_{Dp}^2}{\lambda_{De}^2 + \lambda_{Dp}^2}}, \quad (4)$$

где $\lambda_{De} = \sqrt{\varepsilon_0 k_B T_c / n_e e^2}$ и $\lambda_{Dp} = \sqrt{\varepsilon_0 k_B T_c / N_p Z_p e^2}$ — дебаевский радиус экранирования по электронной и пылевой компонентам соответственно. Для зоны конденсации ($T_c = 2630$ К, $N_p = 5 \cdot 10^{17}$ м⁻³ и $Z_p = 30$, см. таблицу) $\lambda_D \cong 2 \cdot 10^{-7}$ м, т. е. выполняется сильное неравенство $l_c \gg \lambda_D$, которое является необходимым условием существования плазмы. Таким образом, горящую частицу металла окружает сферический слой электронно-пылевой плазмы.

В простейшем случае бесстолкновительной электронно-пылевой плазмы пространственная и частотная зависимость диэлектрической проницаемости плазмы может быть записана в виде [34, 38]

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 - \sum_{i=e,p} \frac{\omega_i^2}{\omega^2 - k^2 v_{Ti}^2}, \quad (5)$$

где индексы e , p обозначают электроны и частицы конденсированной фазы, $v_{Ti} =$

$\sqrt{k_B T / m_i}$ — среднеквадратичная скорость теплового движения электронов и частиц конденсированной фазы (приходящаяся на одну поступательную степень свободы), $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, $\omega_p = \sqrt{N_p Z_p^2 e^2 / \varepsilon_0 m_p}$ и $\omega_e = \sqrt{n_e e^2 / \varepsilon_0 m_e}$ — собственные частоты колебаний электронов и частиц конденсированной фазы.

Если частота внешнего электрического поля $\omega = 0$ (статический случай), то дисперсионное соотношение (5) с учетом равенства $v_{Ti} = \lambda_{Di} \omega_i$ принимает вид (уравнение экранировки для двухкомпонентной пылевой плазмы):

$$\varepsilon(0, k) = 1 + \sum_{i=e,p} \frac{1}{k^2 \lambda_{Di}^2}, \quad (6)$$

и в длинноволновом приближении ($k \lambda_{Di} \ll 1$) диэлектрическая проницаемость оказывается очень большой ($\varepsilon \gg 1$). При низких частотах ω картина качественно не изменится: заряды экранируют внешнее поле на расстоянии масштаба дебаевского радиуса экранирования (4), т. е. внешнее поле не проникает в плазму.

Следовательно, в отсутствие колебаний в плазме зона химической конденсации может вносить весомый вклад в общую диэлектрическую проницаемость среды, несмотря на то, что объемная доля этой зоны невелика — $\alpha = 4\pi R_c^2 l_c / SL \approx 3 \cdot 10^{-4}$ (R_c — радиус зоны конденсации) от объема диэлектрика между пластинами конденсатора ($\varepsilon = \varepsilon_1(1 - \alpha) + \alpha\varepsilon_2$, где $\varepsilon_1 \approx 1$ — диэлектрическая проницаемость воздуха, ε_2 — диэлектрическая проницаемость электронно-пылевой плазмы в зоне конденсации (6)). Для того чтобы обеспечить наблюдаемую в опыте амплитуду колебаний, изменение емкости конденсатора ($\Delta C/C \sim U_0 / \Delta\varphi \tau \omega$, $U_0 \approx 1$ В, $\Delta\varphi = 2000$ В, $\tau = RC \sim 10^{-7}$, $\omega > 5 \cdot 10^4$ с⁻¹) должно составлять не более 5 ÷ 6 % от номинальной величины. Для этого диэлектрическая проницаемость среды в зоне химической конденсации должна изменяться в пределах $\Delta\varepsilon_2 \sim \frac{\varepsilon_1 \Delta C}{\alpha C} \approx 200$. Изменить диэлектрическую проницаемость плазмы можно, если поместить ее во внешнее электрическое поле частотой ω или если в плазме в результате возникновения неустойчивости появится собственное электрическое поле. Увеличение частоты колебаний электрического поля, как следует из

уравнения (5), приводит к уменьшению диэлектрической проницаемости плазмы. На низких частотах (порядка уровня частот собственных колебаний частиц конденсированной фазы ω_p) при выполнении условия $kv_{Te} \gg \omega \gg kv_{Tp}$ дисперсионное уравнение (5) принимает вид

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (7)$$

т. е. для частот $\omega < \omega_p$ диэлектрическая проницаемость может быть равной нулю или иметь отрицательные значения.

Электростатические колебания в пылевой плазме с частотой ω могут происходить в результате воздействия на плазму внешнего периодического электрического поля (возникают колебания на частотах, близких к частоте вынуждающей силы) или в результате развития неустойчивости, которая приводит к колебаниям, спектр которых определяется дисперсионным соотношением $\varepsilon(\omega, k) = 0$. В нашем случае переменное электрическое поле отсутствует. Поле объемного заряда, рассмотренное при анализе низкочастотной моды колебаний, не является переменным. Это пульсирующее с частотой $\nu \approx 5$ кГц поле, совпадающее по направлению с полем конденсатора. Поэтому регистрируемые в эксперименте высокочастотные колебания, на наш взгляд, нельзя рассматривать как вынужденные колебания с частотой вынуждающей силы или как колебания на частотах гармоник внешнего поля.

Тогда наиболее вероятной причиной наблюдавшихся высокочастотных колебаний является возникновение неустойчивости в электронно-пылевой плазме. Для приведенных в таблице параметров среды $\omega_p \cong 6.4 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, что во много раз меньше электронной плазменной частоты $\omega_e \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$. В то же время близость частоты колебаний частиц ω_p и измеренной частоты ($\omega = 1.57 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$) позволяет предположить, что в наших условиях высокочастотная мода колебаний связана с колебаниями частиц MgO в зоне конденсации горячей частицы магния.

Низкочастотный спектр продольных колебаний в пылевой плазме ($kv_{Te} \gg \omega \gg kv_{Tp}$) определяется дисперсионным соотношением $\varepsilon(\omega, k) = 0$. Приравняв (7) к нулю, получим уравнение дисперсии $\omega = \omega(k)$, которое позволяет найти фазовую скорость волны ($v_{ph} = \omega/k$):

$$\omega^2 = \frac{\omega_p^2 k^2 \lambda_{De}^2}{1 + k^2 \lambda_{De}^2}. \quad (8)$$

В пределе $k\lambda_{De} \gg 1$ уравнение (8) дает $\omega \approx \omega_p$, а в противоположном случае $\omega \approx kC_{pa}$, где C_{pa} принято называть скоростью пылевого звука (dust acoustic wave) [38]. Условием существования пылевого звука является выполнение неравенства $C_{pa} \gg v_{Tp}$. Теоретическое значение фазовой скорости для пылевых акустических волн в зоне конденсации $C_{pa} = \sqrt{\frac{Z_p k_B T_c}{m_p}} \cong 0.37 \text{ м/с}$ [34, 38] существенно превышает скорость теплового движения частиц MgO $v_{Tp} = 0.068 \text{ м/с}$, следовательно, в зоне конденсации горячей частицы магния возможно существование пылевых акустических волн.

Наиболее сложным является вопрос о причине возникновения неустойчивости в пылевой плазме. Причинами могут быть пространственный градиент зарядов частиц, градиенты давления и интенсивности электрических и магнитных полей, внешнее поле, создающее потоки частиц, энергии, импульса, вращение несферических частиц и др. [39]. В работе [13] теоретически показано, что в плазме, состоящей из положительно заряженных пылевых частиц и электронов возбуждение высокочастотной моды колебаний (ленгмюровские волны) и низкочастотной моды колебаний (пылевые акустические волны) невозможно. Основная причина затухания различных колебательных мод — диссипация энергии в результате столкновений электронов и заряженных частиц с нейтральными молекулами газа. Однако в [13] отсутствует анализ возможностей возбуждения (гашения) низкочастотных волн в электронно-пылевой плазме при наличии внешнего электрического поля, которое приводит к дрейфовому движению электронов и ионов плазмы относительно частиц и к возбуждению потоковой неустойчивости. С другой стороны, анализ электронно-пылевой плазмы с учетом постоянного электрического поля, выполненный в работе [12], показал возможность возникновения потоковой неустойчивости в определенной области параметров плазмы. Для более обоснованного ответа на вопрос о возможности и механизме возбуждения неустойчивости в плазме продуктов горения частицы магния необходим теоретический анализ дисперсионного соотношения $\varepsilon(\omega, k) = 0$, полученного с учетом взаимодействия заряженных и ней-

тральных компонентов плазмы между собой и с внешним электрическим полем (в нашем случае пульсирующим), что выходит за рамки настоящего исследования.

Тем не менее, результаты настоящей работы для одиночной частицы магния, экспериментальные данные о плазменных колебаниях в зоне горения пылевого факела частиц алюминия [1], результаты теоретического анализа дисперсионного соотношения, полученного для электронно-пылевой плазмы продуктов горения частиц алюминия в пылевом пламени [2], дают основание считать, что в исследованных системах причиной возникновения неустойчивости наиболее вероятно является потоковая неустойчивость, возникающая за счет движения электронов относительно (в среднем) покоящегося пылевого компонента. В пользу такого заключения свидетельствует существование критической напряженности электрического поля, при которой в опытах возникает неустойчивость. При атмосферном давлении критическая напряженность электрического поля ($E_{cr} \approx 30$ кВ/м) во много раз больше, чем в случае плазмы низкого давления ($p \approx 1 \div 10$ Па) ($E_{cr} < 1$ В/м) [6–8]. Такое различие естественно, если принять во внимание, что потоковая неустойчивость возникает, когда скорость дрейфа электронов (ионов) становится сопоставимой или больше скорости их теплового движения [5].

Исходя из сделанного предположения о причине возникновения неустойчивости, оценим характеристики электронно-пылевых волн для условий наших экспериментов. Чтобы изучить поведение колебаний во времени, частоту колебаний представляют в виде $\omega = \omega_r + i\gamma$, где $\omega_r = \text{Re}(\omega)$ и $\gamma = \text{Im}(\omega)$ — вещественная и мнимая составляющие частоты. Если параметры плазмы такие, что $\gamma < 0$, то колебания затухают, если $\gamma > 0$ — нарастают (возникает неустойчивость). Выражения для ω_r и γ получают подстановкой ω в дисперсионное уравнение $\varepsilon(\omega, k) = 0$ и выделением из него действительной и мнимой частей. Воспользуемся результатами работы [6], в которой исследовался низкочастотный спектр ионно-пылевой плазмы в постоянном электрическом поле, заменив ионную подсистему на электронную:

$$\omega_r^2 = \frac{\omega_p^2 k^2 \lambda_{De}^2}{1 + k^2 \lambda_{De}^2}, \quad \gamma = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega^3}{\omega_p^2 k^3} \frac{\omega - v_{de} k}{v_{Te}}. \quad (9)$$

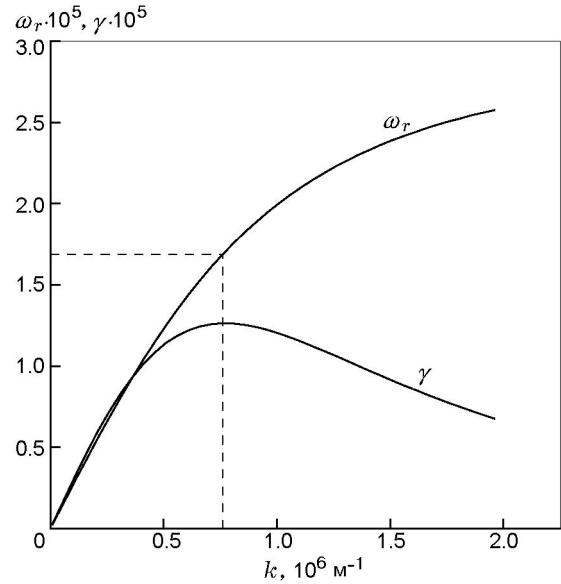


Рис. 7. Зависимость частоты пылевых акустических колебаний (ω_r) и инкремента нарастания колебаний (γ) от волнового числа

Неустойчивость возникает, когда инкремент нарастания амплитуды колебаний $\gamma > 0$. Из приведенного для γ выражения следует, что $\gamma > 0$ имеет место, когда фазовая скорость меньше дрейфовой скорости электронов $v_{ph} = \omega/k < v_{de}$. Зависимости действительной (ω_r) и мнимой (γ) частей частоты ω приведены на рис. 7. Максимум инкремента нарастания амплитуды колебаний имеет место при $k = 760\,000 \text{ м}^{-1}$ (длина волны $\lambda = 8.3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$). Этому значению k отвечает частота колебаний $\omega_r = 1.7 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Фазовая скорость волн $v_{ph} = \omega_r/k = 0.22 \text{ м/с}$ во много раз превышает дрейфовую скорость электронов $v_{de} \approx 10^5 \text{ м/с}$, таблица), т. е. условие возникновения неустойчивости $v_{ph} < v_{de}$ для электронно-пылевой плазмы выполняется практически при любых напряженностях электрического поля. Заметим, что теория [6] не претендует на адекватное описание спектра колебаний, так как при ее обосновании использовалась модель бесстолкновительной плазмы. Для анализа неустойчивости, возникающей в пылевой плазме продуктов сгорания при атмосферном давлении, как уже отмечалось, следует применять теоретические модели, учитывающие влияние внешних электрических полей и взаимодействие носителей заряда с нейтральными атомами (например, [2, 4]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что взаимодействие электрически заряженных конденсированных продуктов горения магния в воздухе с внешним постоянным электрическим полем может при определенных условиях приводить к возникновению электрических колебаний в измерительной цепи. Обнаружены две колебательные моды различной природы. Характеристики колебания первой моды (низкочастотные импульсы с частотой следования $\nu \approx 5$ кГц) определяются соотношением характерных времен формирования объемного униполярного заряда (τ_q) и его рассеяния (τ_s). Время τ_s задает частоту следования импульсов, а время τ_q — длительность импульсов. Показано, что условием существования этих импульсов является выполнение неравенства $\tau_s/\tau_q > 1$. Легко видеть, что отношение характерных времен представляет собой скважность низкочастотных импульсов, которая в наших экспериментах равна $5 \div 6$. При возбуждении низкочастотных импульсов электрическое поле между поверхностью частицы магния и отрицательно заряженной пластиной конденсатора становится пульсирующим.

Установлено, что высокочастотная мода колебаний с характерной частотой $\nu \approx 25$ кГц появляется при некоторой критической напряженности электрического поля $E_{cr} \approx 30$ кВ/м. Обосновано предположение о том, что причиной возникновения высокочастотных электрических колебаний служит модуляция диэлектрической проницаемости среды в узком сферическом слое зоны конденсации горячей частицы магния. В этой области образуется термоэмиссионная плазма, состоящая из положительно заряженных частиц MgO, термоэлектронов, ионов и нейтральных молекул газовой фазы. Изменение диэлектрической проницаемости среды в зоне конденсации происходит в результате возбуждения колебаний частиц конденсированной фазы (пылевых акустических волн) с некоторой частотой ω , близкой (по порядку величины) к частоте собственных колебаний заряженных частиц MgO (ω_p). Предположительно причиной возникновения неустойчивости в пылевой плазме продуктов сгорания является движение электронов относительно заряженных частиц MgO под действием пульсирующего электрического поля (потокоточная неустойчивость).

Возбуждение неустойчивости в пылевой

плазме продуктов сгорания одиночных частиц или газовзвесей частиц [1] и определение частоты возникающих колебаний (или спектра колебаний) могут быть применены для экспериментального определения характеристик продуктов горения (размера частиц конденсированной фазы и их заряда) практически в реальном времени [40]. Частота собственных колебаний заряженных частиц конденсированной фазы связана с их размером и зарядом. Частоту собственных колебаний можно связать с измеряемой в опыте частотой (ω) с помощью дисперсионного соотношения $\varepsilon(\omega, k) = 0$ для пылевой плазмы. Если к дисперсионному соотношению добавить уравнение для зарядки частиц (например, в приближении орбитально-ограниченного движения [34]), которое также связывает заряд частиц с их размером, то по результатам измерения плазменной частоты из решения указанных уравнений можно получать информацию о дисперсности продуктов сгорания и их электрических зарядах в зависимости от параметров газовзвеси (концентраций горючего и кислорода, дисперсности исходного горючего и т. д.). Дополнительную информацию о температуре в зоне горения, концентрации частиц конденсированной фазы, размерах зон горения и конденсации можно получить из независимых измерений (оптическими или спектральными методами).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Poletaev N. I., Florko A. V., Doroshenko Yu. A., Polishchuk D. D.** On a possibility of the existence of dusty plasma oscillation in the front of an aluminum particle flame // *Ukrainian J. Phys.* — 2008. — V. 53, N 11. — P. 1066–1074.
2. **Poletaev N. I.** Analysis of low-frequency oscillations in dust-electron plasma in the direct current electric field // *Proc. of the 3th Intern. Conf. on the Physics of Dusty and Burning Plasmas*, Odessa, Ukraine, August 25–29, 2010. — P. 112–115. — www.dpa.onu.edu.ua/.
3. **Rao N. N., Shukla P. K., Yu M. Y.** Dust-acoustic waves in dusty plasmas // *Planet. Space Sci.* — 1990. — V. 38. — P. 543–546.
4. **Manum A. A., Shukla P. K.** Streaming instabilities in a collisional dusty plasma // *Phys. of Plasmas*. — 2000. — V. 7, N. 11. — P. 4412.
5. **Shukla P. K.** Low-frequency modes in dusty plasmas // *Phys. Scripta*. — 1992. — V. 45. — P. 504–507.
6. **Молотков В. И., Нефедов А. П., Торчинский В. М., Фортвов В. Е., Храпак А. Г.**

- Пылезвуковые волны в плазме тлеющего разряда // ЖЭТФ. — 1999. — Т. 116, вып. 3 (9). — С. 902–907.
7. **Merlino R. L., Barkan A., Thompson C., D'Angelo N.** Laboratory studies of waves and instabilities in dusty plasmas // *Phys. of Plasmas*. — 1996. — V. 5, N 5. — P. 1607–1614.
 8. **Barkan A., Merlino R. L., D'Angelo N.** Laboratory observation of the dust-acoustic wave mode // *Phys. of Plasmas*. — 1995. — V. 2, N 10. — P. 3563.
 9. **Fortov V. E., Usachev A. D., Zobnin A. V., Molotkov V. I., Petrov O. F.** Dust-acoustic wave instability at the diffuse edge of radio frequency inductive low-pressure gas discharge plasma // *Phys. of Plasmas*. — 2003. — V. 10, N 5. — P. 3563.
 10. **Praburam G., Goreeb J.** Experimental observation of very low-frequency macroscopic modes in a dusty plasma // *Phys. of Plasmas*. — 1996. — V. 3, N 4. — P. 1212–1219.
 11. **Semenov K. I., Poletaev N. I., Semenov A. K.** Propane flame electric oscillations measurement electrostatic field // *Proc. of the 3th Intern. Conf. on the Physics of Dusty and Burning Plasmas*, Odessa, Ukraine, August 25–29, 2010. — P. 124–126. — www.dpa.onu.edu.ua/.
 12. **Manum A. A., Shukla P. K.** Dust particle oscillations in a nonuniform strongly coupled dust-electron plasma // *Phys. Scripta*. — 2001. — V. 63. — P. 404–408.
 13. **Khrapak S. A., Morfill G. E.** Waves in two component electron-dust plasma // *Phys. of Plasmas*. — 2001. — V. 8, N 6. — P. 2629–2634.
 14. **Brzustowski T. A., Glassman I.** Vapor-phase diffusion flames in the combustion of magnesium and aluminum. I. Analytical developments; II. Experimental observations in oxygen atmospheres // *Heterogeneous Combustion* / H. G. Wolfhard, I. Glassman, L. Green, Jr. (Eds). — New York: Academic Press Inc., 1964. — P. 75–158. — (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 15).
 15. **Корнилов В. Н., Шошин Ю. Л., Альтман И. С., Семенов К. И.** Экспериментальное исследование структуры зоны горения и радиационных теплотерь одиночных частиц магния, реагирующих при естественной и вынужденной конвекции // *Физика аэродисперсных систем*. — 2002. — Вып. 39. — С. 109–122. — phys.onu.edu.ua/journals/fas/articles/39/.
 16. **Ежовский Г. К., Мочалова А. С., Озеров Е. С., Юринов А. А.** Воспламенение и горение частиц магния // *Горение и взрыв: материалы III Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву*. — М.: Наука, 1972. — С. 234–240.
 17. **Флорко А. В.** Оптические и электрические аспекты горения дисперсных систем: дис. ... д-ра физ. мат наук. — Одесса, 1994.
 18. **Shoshin Yu. L., Altman I. S.** Integral radiation heat losses during single Mg particle combustion // *Combust. Sci. and Technol.* — 2002. — V. 174, N 8. — P. 209.
 19. **Shoshin Yu. L., Altman I. S.** The radiation heat losses and structure of oxide condensation zone during a Mg particle combustion // 17th ICDERS, Heidelberg, Germany, July 25–30, 1999. — P. 186.
 20. **Деревяга М. Е., Стесик Л. Н., Федорин Э. А.** Режимы горения магния // *Физика горения и взрыва*. — 1978. — Т. 14, № 5. — С. 3–10.
 21. **Флорко А. В., Золотко А. Н., Каминская Н. В., Шевчук В. Г.** Спектральные исследования горения частиц магния // *Физика горения и взрыва*. — 1982. — Т. 18, № 1. — С. 17–22.
 22. **Флорко А. В., Козицкий С. В., Писаренко А. Н., Мацко А. М.** Исследование горения одиночных частиц магния при пониженных давлениях // *Физика горения и взрыва*. — 1986. — Т. 22, № 2. — С. 35–40.
 23. **Флорко А. В., Козицкий С. В., Золотко А. Н., Головкин В. В.** О механизме переноса конденсированных продуктов сгорания на поверхность горячей частицы магния // *Физика горения и взрыва*. — 1983. — Т. 19, № 6. — С. 24–29.
 24. **Флорко А. В., Головкин В. В., Охрименко Н. А., Шевчук В. Г.** Структура зоны горения частиц магния. 1. Оптико-спектральные исследования // *Физика горения и взрыва*. — 1991. — Т. 27, № 1. — С. 37–42.
 25. **Флорко А. В., Головкин В. В.** Особенности излучения и условия зарождения субмикронных частиц окиси при горении магния // *Физика горения и взрыва*. — 1993. — Т. 29, № 5. — С. 17–22.
 26. **Сергиенко И. А., Полетаев Н. И., Флорко А. В.** Использование нестационарности процессов при диагностике горящих объектов // *Физика горения и взрыва*. — 2001. — Т. 37, № 1. — С. 89–93.
 27. **Флорко И. А., Полетаев Н. И., Флорко А. В., Золотко А. Н.** О теплообмене субмикронных частиц MgO в зоне горения одиночных частиц магния // *Физика горения и взрыва*. — 2001. — Т. 37, № 5. — С. 49–54.
 28. **Вишняков В. И., Драган Г. С., Флорко А. В.** Образование отрицательно заряженных частиц в термоэмиссионной плазме // *ЖЭТФ*. — 2008. — Т. 133, № 1. — С. 215–219.
 29. **Vishnyakov V. I., Dragan G. S.** Thermoemission (dust-electron) plasmas: Theory of neutralizing charges // *Phys. Rev.* — 2006. — V. E74. — 036404.
 30. **Block B., Hentschel W., Ertmer W.** Pyrometric determination of the temperature in rich flames and wavelength dependence of their emissivity // *Combust. and Flame*. — 1998. — V. 114. — P. 369.

31. **Doroshenko J. A., Poletaev N. I., Vishnyakov V. I.** Dispersion of dust sizes in the plasma of aluminum dust flame // *Phys. of Plasmas*. — 2009. — V. 16, N 9. — 094504.
32. **Самсонов Г. В.** Физико-химические свойства окислов. — М.: Металлургия, 1978.
33. **Фоменко А. Н.** Эмиссионные свойства материалов. — Киев: Наук. думка, 1981.
34. **Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., Молотков В. И., Петров О. Ф.** Пылевая плазма // *Успехи физ. наук*. — 2004. — Т. 174, № 5. — С. 495–544.
35. **Khrapak S. A., Ivlev A. V., Morfil G. E., Thomas H. M.** Ion drag force in complex plasmas // *Phys. Rev.* — 2002. — V. E66. — 046414.
36. **Трусов Б. Г.** Программная система TERRA для моделирования фазовых и химических равновесий // Тр. XIV Междунар. конф. по химической термодинамике. — СПб., 2002.
37. **Фукс Н. А.** Механика аэрозолей. — М.: Изд-во АН СССР, 1955.
38. **Shukla P. K.** A survey of dusty plasma physics // *Phys. of Plasma*. — 2001. — V. 8, N 5. — P. 1791–1803.
39. **Shukla P. K., Mamun A. A.** Introduction to Dusty Plasma Physics. — IOP Publishing Ltd, 2002. — P. 263. — ISBN 0 7503 0653 X.
40. **Poletaev N. I., Doroshenko Y. A.** Definition of the size and charge of particles in the dust flame of metals on frequencies of dust acoustic fluctuations // *Proc. of the 3th Intern. Conf. on the Physics of Dusty and Burning Plasmas*, Odessa, Ukraine, August 25–29, 2010. — P. 104–107.

*Поступила в редакцию 23/III 2011 г.,
в окончательном варианте — 14/VII 2011 г.*
