

УДК: 533.9

В. И. Вишняков

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Статическая диэлектрическая проницаемость слоя термической плазмы

Рассмотрено электростатическое взаимодействие частиц конденсированной фазы в термической плазме атмосферного давления на примере параллельных плоскостей. Рассчитано электростатическое давление между плоскостями. Получено выражение для статической диэлектрической проницаемости слоя плазмы. Показана нелинейная зависимость диэлектрической проницаемости от толщины слоя плазмы и потенциала поверхности.

I. Введение

Термическая плазма представляет собой частично ионизированный изотермический газ, в котором ионизация атомов происходит за счет столкновений газовых частиц. Для повышения степени ионизации в газ вводится присадка легкоионизируемых атомов, например, атомов щелочных металлов с концентрацией 10^{16} - 10^{24} м⁻³. При температуре газа порядка 2000 -3000 К некоторая часть атомов присадки оказывается однократно ионизированной. Таким образом, рассматриваемая система представляет собой нейтральный газ атмосферного давления, содержащий однократно заряженные положительные ионы и электроны, то есть низкотемпературную плазму.

Диэлектрическая проницаемость плазмы рассматривается, в основном, применительно к распространению в плазме электрических и электроакустических волн [1-3]. Однако, для изучения взаимодействия пылевых частиц в плазме необходима диэлектрическая проницаемость в статическом пределе [4, 5]. В этом плане особенно интересным является зависимость диэлектрической проницаемости от свойств среды [6], так как это сказывается на результатах измерений. Например, измерение потенциала горячей частицы магния [7] непосредственно связано с изменением емкости слоя плазмы, происходящим в результате изменения температуры и состава плазмы в процессе горения.

В настоящей работе рассматривается диэлектрическая проницаемость слоя термической плазмы, ограниченной двумя плоскостями (например, электродами) при разных концентрациях легкоионизируемой присадки.

II. Электростатическое давление между плоскостями, ограничивающими слой плазмы

В термической плазме атмосферного давления, содержащей легкоионизируемую присадку с концентрацией N_A при температуре T образуется равное количество ионов и электронов с концентрацией $n_i = n_e = n_0$, определяемой уравнением Саха

$$n_0^2 = n_{a0} v_e \exp(-I / kT), \quad (1)$$

где I — потенциал ионизации атомов присадки, k — постоянная Больцмана, $n_{a0} = N_A - n_0$, v_e — эффективная плотность состояний электронов.

Наличие электродов, ограничивающих плазму, приводит к обмену электронами между плазмой и электродами так, что при электронейтральности системы в целом, электронейтральность слоя плазмы нарушается и $n_e \neq n_i$ в общем случае. Плазма оказывается неравновесной, что делает невозможным прямое использование равновесных функций распределения. Эту трудность можно обойти, если отсчитывать энергию не от нуля, что применимо к нейтральной плазме, а от некоторого уровня энергии $E_0 = -e\varphi_{pl}$, зависящего от зарядового состояния слоя плазмы, а потенциал, соответственно, отсчитывать от значения φ_{pl} , которое называется обобщенный потенциал плазмы (bulk plasma potential). В этом случае в уравнении (1) вместо потенциала ионизации следует использовать $I^* = I + e\varphi_{pl}$, а вместо невозмущенной концентрации n_0 — квазивозмущенную концентрацию $n_q = n_0 \exp(-e\varphi_{pl} / 2kT)$ [8-10].

Такой подход позволяет использовать уравнение Пуассона — Больцмана для описания пространственного распределения потенциала в слое плазмы между заряженными плоскостями:

$$\frac{d^2\phi}{dr^2} = \frac{1}{r_D^2} \frac{kT}{e} \operatorname{sh}\left(\frac{e\phi}{kT}\right), \quad \Phi \rightarrow \frac{e\phi}{kT}, \quad x \rightarrow \frac{r}{r_D}, \quad \Phi' = \operatorname{sh}(\Phi), \quad (2)$$

где $r_D = \sqrt{\epsilon_0 kT / 2e^2 n_q}$ — длина экранирования, ϕ — электрический потенциал, который отсчитывается от φ_{pl} , то есть полное значение потенциала (которое можно измерить) равно $\varphi = \varphi_{pl} + \phi$.

Понизив порядок уравнения (2), получим

$$\Phi' = \mp 2 \sqrt{\operatorname{sh}^2\left(\frac{\Phi}{2}\right) + \delta}, \quad E = \pm \frac{2kT}{er_D} \sqrt{\operatorname{sh}^2\left(\frac{e\phi}{2kT}\right) + \delta} \quad (3)$$

где постоянная δ для случая, когда толщина слоя $d = r_2 - r_1 \geq 8r_D$, определяется выражением [11, 12]

$$\delta \cong -16 \operatorname{th}(\Phi_1/4) \operatorname{th}(\Phi_2/4) \exp(-d/r_D), \quad (4)$$

где Φ_1 — безразмерный потенциал левой плоскости, Φ_2 — правой.

Потенциал плазмы в случае $d \geq 8r_D$ определяется выражением [12]

$$\varphi_{pl} = -2 \frac{kT}{e} \operatorname{th} \left(\frac{e\phi_1 + e\phi_2}{4kT} \right).$$

Это означает, что полный (измеряемый) потенциал каждой из плоскостей непосредственно зависит от относительного потенциала данной плоскости и опосредовано через потенциал плазмы — от потенциала противоположной плоскости:

$$\varphi_1 = \phi_1 - 2 \frac{kT}{e} \operatorname{th} \left(\frac{e\phi_1 + e\phi_2}{4kT} \right) \quad \varphi_2 = \phi_2 - 2 \frac{kT}{e} \operatorname{th} \left(\frac{e\phi_1 + e\phi_2}{4kT} \right).$$

Если существует взаимодействие плоскостей, то должна возникать сила, характеризующая это взаимодействие. Мы можем определить электростатическое давление, действующее на ограничивающие плазму плоскости. Рассмотрим одну из плоскостей, допустим левую. Слева и справа от плоскости существует электрическое поле:

$$E_{left} = 2 \frac{kT}{er_D} \operatorname{sh}(\Phi_1/2),$$

так как слева от плоскости — полубесконечная плазма, то есть $\delta = 0$;

$$E_{right} = -2 \frac{kT}{er_D} \operatorname{sgn}(\Phi_1) \sqrt{\operatorname{sh}^2(\Phi_1/2) + \delta}.$$

Разница электрических полей обеспечивает наличие электростатического давления [12]

$$P = \frac{\epsilon_0}{2} (E_{left}^2 - E_{right}^2) = -\frac{\epsilon_0}{2} \left(\frac{kT}{er_D} \right)^2 \delta. \quad (5)$$

Из выражения (5) следует очевидный вывод, что отталкивание или притяжение плоскостей определяется знаком константы δ . Если $\delta > 0$, то распределение потенциала между плоскостями является монотонной функцией, относительные потенциалы плоскостей имеют разный знак

$\text{sgn}(\Phi_1) = -\text{sgn}(\Phi_2)$ и плоскости притягиваются. Если $\delta < 0$, то распределение потенциала между плоскостями имеет локальный минимум, относительные потенциалы плоскостей имеют одинаковый знак $\text{sgn}(\Phi_1) = \text{sgn}(\Phi_2)$ и плоскости отталкиваются.

Для случая, когда расстояние между плоскостями $d \gg r_D$, электростатическое давление (5) можно, с учетом выражения (4) привести к виду:

$$P = 8\varepsilon_0 \left(\frac{kT}{er_D} \right)^2 \text{th} \left(\frac{e\phi_1}{4kT} \right) \text{th} \left(\frac{e\phi_2}{4kT} \right) \exp \left(\frac{-d}{r_D} \right) \quad (6)$$

III. Диэлектрическая проницаемость слоя плазмы

Электростатическое давление, как мы видим из (6), нелинейно зависит от величины потенциального барьера на границе электрод — плазма. Рассмотрим случай малых потенциальных барьеров $e\phi_1, e\phi_2 \ll kT$, когда эту зависимость можно линеаризовать:

$$P = \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{\phi_1 \phi_2}{r_D^2} \exp \left(\frac{-d}{r_D} \right) \quad (7)$$

Отсюда видно, что при малых величинах потенциального барьера электростатическое давление зависит, кроме потенциалов поверхности, только от длины экранирования. Сравним это выражение с давлением, действующим на пластины плоского конденсатора, заряженного до напряжения V : $P = \varepsilon_0 \varepsilon V^2 / 2d^2$, где d — расстояние между пластинами конденсатора [13]. Положим $\phi_1 = \phi_2 = \phi_s$, $d / r_D \equiv L$. Тогда получим из (7)

$$P = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \phi_s^2}{2d^2}, \quad \varepsilon = L^2 \exp(-L), \quad (8)$$

где ε — некоторая макроскопическая характеристика слоя плазмы, которую можно рассматривать как статическую диэлектрическую проницаемость.

Выражения (7) и (8) справедливы только при условии $L \gg 1$. Более общее выражение можно получить из линеаризации уравнения (3): $\Phi' = \pm 2\sqrt{(\Phi/2)^2 + \delta}$. Отсюда получим для $\phi_1 = \phi_2 = \phi_s \ll kT/e$:

$$\delta = \left(\frac{e\phi_s}{kT} \right)^2 \frac{1}{2 \text{sh}(L)}; \quad \varepsilon = \frac{L^2}{2 \text{sh}(L)}. \quad (9)$$

Зависимость электростатического давления, диэлектрической проницаемости ε и удельной емкости слоя плазмы $C/S = \varepsilon\varepsilon_0/d$ (S — площадь электродов) от относительного расстояния между плоскостями L представлена на рис.1 для термической плазмы при температуре $T = 2000\text{К}$, потенциале поверхности плоскостей $\phi_s = 0.015\text{ В}$ и концентрации присадки калия $N_A = 10^{20}\text{ м}^{-3}$.

Представленная функция $\varepsilon(L)$ имеет максимум при толщине слоя $L_0 = 1.915$, определяемой уравнением $L_0 = 2 \tanh(L_0)$. Из графика рис.1 видно, что ε , стремится к нулю при уменьшении толщины слоя относительно L_0 , так как в этом случае перекрываются области пространственного заряда и повышается проводимость плазмы, стремясь к проводимости электродов при $L = 0$. Увеличение толщины слоя относительно L_0 приводит к снижению взаимодействия пластин за счет экранирования их заряда плазмой.

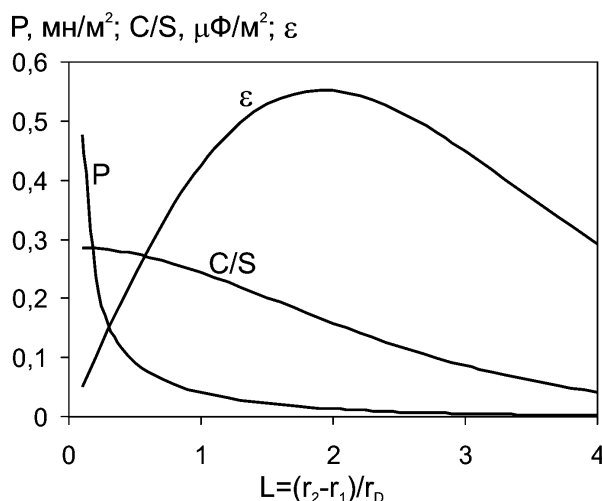


Рис. 1. Зависимость электростатического давления, удельной емкости и диэлектрической проницаемости от относительной толщины слоя плазмы.

Длина экранирования зависит от концентрации присадки и температуры $r_D(T) = \sqrt{\varepsilon_0 kT / 2e^2 n_0(T)}$, так как этим определяется константа Саха (1) и, соответственно, невозмущенная концентрация, в пренебрежении смещением ионизационного равновесия. Зависимость электростатического давления на пластины, ограничивающие слой плазмы толщиной $d = 10$ микрон,

от температуры (рис.2.) также имеет максимум, определяемый изменением длины экранирования и, соответственно относительной толщины слоя $L(T)$.

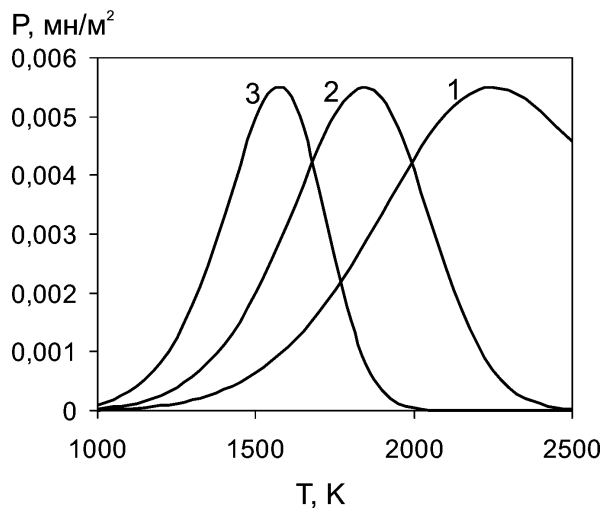


Рис. 2. Зависимость электростатического давления от температуры слоя плазмы толщиной 10 микрон при различных концентрациях присадки: 1 — $N_A = 10^{18} \text{ м}^{-3}$; 2 — $N_A = 10^{20} \text{ м}^{-3}$; 3 — $N_A = 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

Когда условие малости потенциальных барьеров на границе электрод — плазма не применимо, выражение для диэлектрической проницаемости плазмы (9) необходимо дополнить еще одним множителем, отвечающим за нелинейную зависимость от потенциала поверхности:

$$\varepsilon = \frac{L^2}{2 \operatorname{sh}(L)} \left[\frac{\tanh(e\phi_s / 4kT)}{e\phi_s / 4kT} \right]^2 \quad (10)$$

Отсюда видно, что увеличение потенциального барьера приводит к уменьшению ε , что означает снижение поляризуемости плазмы с увеличением экранирующего действия слоя пространственного заряда на границе раздела фаз. Для иллюстрации поставим мысленный эксперимент. Пусть слой воздуха ограничен двумя металлическими плоскостями при комнатной температуре. Пусть, далее, одна из плоскостей импульсно приобрела температуру 2000К на 5 секунд, после чего приток тепла прекратился — это, в некоторой степени, моделирует горение частицы [7]. Будем считать концентрацию эмитированных электронов и высоту потенциального барьера на границе плоскость — газ постоянными. Таким образом, будем учитывать толь-

ко изменение температуры слоя плазмы — прогрев и остывание. На рис.3 представлены временные зависимости изменения емкости слоя плазмы при разных значениях высоты потенциального барьера.

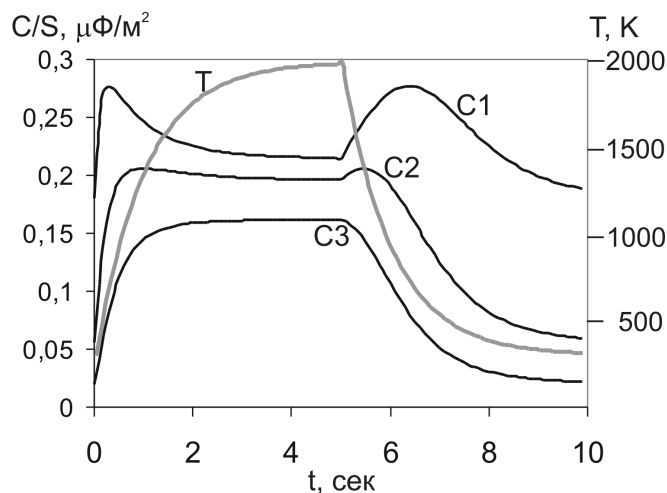


Рис. 3. Изменение во времени температуры и удельной емкости слоя плазмы для разных значений высоты потенциального барьера: 1 — $e\phi_s = 0,15$ эВ; 2 — $e\phi_s = 0,25$ эВ; 3 — $e\phi_s = 0,5$ эВ.

Изменение емкости слоя связано с изменением потенциала плазмы, который при условии $e\phi_s \gg kT$ стремится к насыщению, то есть остается постоянной величиной и не зависит от изменения относительного потенциала поверхности. Это означает, что при больших значениях поверхностного потенциала слой плазмы, заключенный между электродами, не может рассматриваться как один конденсатор. Эквивалентная схема такой системы должна представлять собой набор последовательно соединенных конденсаторов, каждый из которых соответствует слою плазмы со своей степенью возмущения: например, слой пространственного заряда и слой невозмущенной плазмы. Соответственно, каждому слою плазмы должно соответствовать свое значение диэлектрической проницаемости, то есть понятие диэлектрической проницаемости всего слоя плазмы теряет смысл в сильно нелинейных системах, хотя и может использоваться для оценки низкочастотной проводимости.

IV. Заключение

Из проведенного анализа следует, что статическая диэлектрическая проницаемость слоя плазмы нелинейно зависит от толщины слоя и температу-

ры плазмы, что связано с нелинейной зависимостью потенциала плазмы от высоты потенциального барьера на границе раздела фаз. Увеличение высоты потенциального барьера приводит к увеличению экранирующего действия слоя пространственного заряда за счет неравновесных носителей заряда, возникающих в результате изменения степени ионизации атомов присадки, что вызывает уменьшение поляризуемости слоя плазмы.

Изложенное выше можно распространить на взаимодействие пылевых частиц (или частиц дыма), размер которых много больше длины экранирования. В этом случае можно сделать вывод, что взаимодействие частиц нелинейно зависит от их заряда, причем с увеличением заряда относительная сила взаимодействия уменьшается. Если при малых зарядах пылевых частиц любое изменение заряда какой-либо частицы влечет за собой изменение силы взаимодействия за счет изменения потенциала плазмы, то при больших зарядах частиц этого не происходит. Флуктуации заряда на поверхности сильно заряженных пылевых частиц вызывают только колебания окружающего их слоя пространственного заряда, но не влияют на взаимодействие с другими частицами. В этом плане можно сказать, что с увеличением заряда пылевых частиц уменьшается диссипация энергии пылевой компоненты.

Литература

1. Molotkov V.I., Nefedov A.P., Torchinski V.M., Fortov V.E., Khrapak A.G. Dust acoustic waves in a dc glow-discharge plasma. // *JETP*. — 1999. — **89**. — P. 477-480.
2. Shukla P.K. A survey of dusty plasma physics. // *Phys. Plasmas*. — 2001. — **8**. — P. 1791-1803.
3. Tskhakaya D.D., Shukla P.K., Tsintsadze N.L. Electrodynamics and Dispersion Properties of a Magnetoplasma Containing Elongated and Rotating Dust Grains. // *JETP*. — 2001. — **93**. — P. 301-312.
4. Lu C. — Y. D. The static dielectric constant of a colloidal suspension. // *J. Chem. Phys.* — 2001. — **115**. — P. 4904-4908.
5. Ricci P., Lapentaa G., de Angelis U., Tsytovich V. N. Plasma kinetics in dusty plasmas. // *Phys. Plasmas*. — 2001. — **8**. — P. 769-776.
6. Amadeia A., Apol M.E.F., Brancato G., Di Nola A. Theoretical equations of state for temperature and electromagnetic field dependence of fluid systems, based on the quasi-Gaussian entropy theory. // *J. Chem. Phys.* — 2002. — **116**. — P. 4437-4449.
7. Чесноков М.Н. Динамика образования и физические характеристики конденсированной дисперсной фазы в низкотемпературной плазме горения модельных алюминизированных топлив. // *Дисс. ... д-ра физ.* — мат. наук. Одесса. — 1986. — 404 с.
8. Вишняков В.И. Свойства изотермического контакта металл — плазма

- продуктов сгорания. // Физика аэродисп. систем. — Киев-Одесса.: Вища школа. — 1989. — **32**. — С. 147-157.
9. Вишняков В.И., Драган Г.С., Маргашук С.В. Межфазные взаимодействия в низкотемпературной плазме. // Химия плазмы. — М.: Энергоатомиздат. — 1990. — Вып.16. — С. 98 — 120.
 10. Vishnyakov V.I., Dragan G.S. Electron and Ion Statistics in the Thermal Plasma with Condensed Phase. // Ukr. J. Phys. — 2004. — 49 (2). — P. 132-137.
 11. Вишняков В.И., Драган Г.С. Распределение электростатического потенциала в низкотемпературной плазме во внешнем электрическом поле плоского конденсатора. — Одесса.: ОГУ. — 1986. — Деп. в УкрНИИТИ № 2295 — Ук86. — 18 с.
 12. Vishnyakov V.I., Dragan G.S. The electrostatic interaction of charged planes in the thermal collision plasma: Detail investigation and experimental checkout. // Phys. Rev. E. (в печати).
 13. Поль Р.В. Учение об электричестве. — М.: Физматгиз. — 1962. 516 с.

В. І. Вишняков

Статична діелектрична прозорість слою термічної плазми

АНОТАЦІЯ

Розглянута електростатична взаємодія часток конденсованої фази у термічній плазмі атмосферного тиску на прикладі паралельних площин. Розраховано електростатичний тиск між площинами. Знайдено вираз що до статичної діелектричної прозорості слою плазми. Показано нелінійна залежність діелектричної прозорості від товщини слою плазми та потенціалу поверхні.

Vishnyakov V. I.

The static dielectric constant of a thermal plasma layer

SUMMARY

Electrostatic interaction of the condensed particles in the thermal plasma of atmospheric pressure on the example of parallel planes is studied. Electrostatic pressure between planes is calculated. Expression for the static dielectric constant of the plasma layer is obtained. Nonlinear dependences of the dielectric constant on the plasma layer thickness and surface potential are shown.