

Газовый разряд на поверхностных волнах между двумя плоскими металлическими поверхностями во внешнем магнитном поле

Н. А. Азаренков, А. В. Гапон, И. Б. Денисенко, В. Ф. Клепиков*

Физико-технический факультет,
Харьковский государственный университет,
Украина, 310077, Харьков, пл. Свободы, 4

*Научно-технологический центр электрофизической обработки НАН Украины,
Украина, 310002, Харьков, Чернышевского, 24

Статья поступила в редакцию 1 апреля 1998 г.

Построена модель разряда, поддерживаемого поверхностными волнами (ПВ) во внешнем постоянном магнитном поле. Ионизирующими являются волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля в плоском слое, ограниченном идеально проводящими металлическими поверхностями. Частоты ПВ лежат между электронной циклотронной и плазменной частотами. Найдены условия, при которых градиенты плотности плазмы вдоль направления распространения ПВ минимальны, т. е. определены оптимальные параметры для получения плазмы с максимальной степенью однородности. Исследование проведено для амбиполярного режима ухода частиц из плазмы для симметричных и антисимметричных ПВ.

Побудовано модель розряду у зовнішньому постійному магнітному полі, що підтримується поверхневими хвилями (ПХ). Іонізацію здійснюють хвилі, які розповсюджуються вздовж магнітного поля у плоскому шарі, обмеженому металевими поверхнями з ідеальною провідністю. Частоти ПХ лежать між циклотронною частотою та плазмовою частотою електронів. Знайдено умови, за яких градієнти густини плазми вздовж напрямку поширення ПХ мінімальні, тобто визначено оптимальні параметри для одержання найбільш однорідної плазми. При дослідженні вважалося, що реалізується амбиполярний механізм залишання плазми частинками. Розглянуто симетричні та несиметричні ПХ.

Проблема создания однородной плазмы с большой плоской поверхностью представляет значительный интерес для физики плазмы и газового разряда. Это связано с тем, что такие разряды находят широкое применение во многих технологиях. Они используются при нанесении покрытий на солнечные батареи, для создания компакт-дисков и экранов дисплеев [1]. Один из способов создания таких газовых разрядов основан на использовании поверхностных волн (ПВ), которые поддерживают разряд [2,3]. Для этого наиболее часто используются цилиндрические структуры. Разряд, создаваемый и поддерживаемый ПВ в цилиндрических структурах, активно изучается на протяжении двух последних десятилетий [4-7]. В последнее время интенсивно прорабатывается вопрос о создании однородной плазмы с большой плоской поверхностью в пространстве между двумя металлическими пластинами [8-10]. Эксперименты [8,9] подтвердили возможность создания плазмы между двумя плоскими металлическими электродами с диэлектрическим покрытием. В работе [9] было показано, что с помощью ПВ возможно создание и поддержание однородной плазмы при давлениях порядка 10 Па, причем однородность плазмы может быть увеличена путем

уменьшения расстояния между металлическими пластинами. В работах [8-10] исследования были проведены в отсутствие магнитного поля. Однако, как показывают результаты исследований газовых разрядов, создаваемых и поддерживаемых ПВ в цилиндрических структурах [6,7], магнитное поле может существенно изменить свойства создаваемой плазмы. При достаточно сильном магнитном поле область, занимаемая плазмой разряда, становится больше по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля. Поэтому исследование создания и поддержания плазмы поверхностными волнами в присутствии магнитного поля является на сегодняшний день актуальным.

В данной работе исследована возможность создания плоского слоя плазмы, ограниченного металлическими поверхностями, при помощи поверхностных волн, распространяющихся вдоль внешнего постоянного магнитного поля. Дисперсионные свойства волн рассматриваемого типа в цилиндрических структурах исследовались экспериментально и теоретически в работах [11,12]. Газовый разряд, создаваемый и поддерживаемый поверхностными волнами того же типа в полуограниченной структуре (плазма – вакуумная прослойка – металл), изучался ранее в работе [13].

Наличие второй границы приводит к появлению в спектре волн симметричных и антисимметричных ПВ, и это определяет свойства разряда, создаваемого и поддерживаемого этими волнами.

В данной работе получен профиль плотности плазмы вдоль направления распространения волны. Исследована зависимость профиля от параметров ПВ и волноведущей структуры (частота ПВ, тип ПВ, расстояние между металлическими пластинами, ширина вакуумной прослойки, величина внешнего магнитного поля). Найдены условия, при которых создается плазма с большой поверхностью и максимальной степенью однородности вдоль металлических поверхностей, ограничивающих плазму.

Пусть плазма, которая поддерживается ПВ, занимает область $-b < x < b$, а в плоскостях $x = -b$ и $x = b$ ограничена идеально проводящими металлическими пластинами. Внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0 направлено вдоль оси z параллельно границам раздела. Плазма поддерживается медленными ($v_{ph} \ll c$, v_{ph} — фазовая скорость поверхностных волн, c — скорость света) высокочастотными поверхностными волнами, распространяющимися вдоль внешнего магнитного поля. Плазма предполагается слабоионизованной и холодной, т. е. влиянием тепловой скорости частиц на свойства ПВ мы пренебрегаем.

Зависимость всех возмущений (изменений параметров плазмы в поле ПВ) от координаты z и времени t выбираем в виде:

$$A(z, t) \sim \exp(i(k_3(z)z - \omega t)),$$

где $k_3(z)$ — волновое число ПВ, ω — частота волны. Частоты рассматриваемых ПВ удовлетворяют следующим условиям: $\omega_e < \omega < \sqrt{(\omega_{pe}^2 + \omega_e^2)}/2$ (ω_e, ω_{pe} — электронные циклотронная и плазменная частоты соответственно). В данной работе рассмотрен случай, когда частота упругих столкновений электронов с атомами ν значительно меньше частоты ПВ ($\nu \ll \omega$). Влиянием движения ионов на свойства ПВ также пренебрегаем.

Поскольку $\nu \ll \omega$, энергия, передаваемая от ПВ частицам плазмы в единицу времени вдоль разряда, мала (эта энергия прямо пропорциональна декременту затухания ПВ, а последний в свою очередь прямо пропорционален ν/ω), и естественно ожидать, что стационарные параметры разряда слабо изменяются в направлении распространения волны на расстояниях порядка длины волны. Предполагается также, что амплитуда поля ПВ не велика, и для описания свойств ПВ можно пользоваться линейной теорией [11] (т. е. справедливо неравенство $v_E \ll v_{ph}$, где

$v_E = eA/(m_e\omega)$; A — амплитуда поля ПВ; e, m_e — заряд и масса электрона соответственно).

Система уравнений, на основе которых проведено исследование параметров разряда, состоит из локального дисперсионного соотношения для ПВ, уравнений баланса электронов, энергии электронов и энергии волны.

Для слабоионизованной стационарной плазмы, в которой существенны только столкновения заряженных частиц с нейтральными частицами, уравнение баланса энергии электронов может быть записано в виде [14]:

$$(\vec{u}_e + \vec{u}_A) \text{grad} T_e + \frac{2}{3} T_e \text{div}(\vec{u}_e + \vec{u}_A) + \frac{2}{3n} \text{div} \vec{q}_e = -\kappa_{ea} \nu_{ea} (T_e - T_a) + \frac{2}{3} \nu m_e u_e^2, \quad (1)$$

где

$$\kappa_{ea} \nu_{ea} \approx \frac{2m_e}{m_a} \nu + \nu^* \frac{U^*}{T_e} + \nu^i \frac{U^i}{T_e};$$

T_e, n — соответственно температура и концентрация электронов; T_a — концентрация атомов; ν^* — частота возбуждения нейтральных частиц; ν^i — частота ионизации; U^* — энергия возбуждения низшего уровня атомов; U^i — энергия ионизации атомов; m_a — масса атомов; \vec{u}_e — скорость электронов в поле ПВ; \vec{u}_A — скорость амбиполярного дрейфа частиц; \vec{q}_e — плотность электронного теплового потока. Так как высокочастотное поле ПВ нагревает в основном электроны, то температура нейтральных частиц и ионов значительно меньше температуры электронов. В дальнейшем влиянием температуры атомов на свойства плазмы пренебрегаем. Слагаемым $\frac{2}{3} T_e \text{div}(\vec{u}_A)$ при амбиполярном режиме можно пренебречь, если для характерного масштаба изменения концентрации $L_n = (\text{grad} n/n)^{-1}$ выполняется следующее неравенство [14]:

$$L_n^2 \gg \frac{T_e}{m_i \nu_{ia} \kappa_{ea} \nu_{ea}}, \quad (2)$$

где ν_{ia} — частота столкновений ионов с атомами; m_i — масса ионов.

Оценим, при каких параметрах структуры справедливо неравенство (2). При давлении нейтрального газа $p = 3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. ($n_a \approx 10^{15}$ см⁻³), напря-

женности магнитного поля $H_0 \approx 100 \text{ Э}$, температуре электронов $T_e = 3 \text{ эВ}$ и температуре ионов $T_i \approx 0,1 \text{ эВ}$ для аргоновой плазмы частота ион-атомных столкновений приблизительно равна $3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ (предполагалось, что перезарядка играет определяющую роль при ион-атомных столкновениях [14]), а величина $\kappa_{ea} v_{ea} \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ [14,15]. В случае, когда концентрация плазмы вблизи металлических пластин значительно меньше концентрации в центре разряда (это типично для амбиполярного режима [14]), можно считать, что L_n порядка половины расстояния между металлическими пластинами. При вышеуказанных параметрах плазмы неравенство (2) справедливо в случае, когда расстояние между металлическими пластинами порядка 1 см. При уменьшении давления нейтрального газа и расстояния между металлическими пластинами неравенство (2) нарушается. В данной работе рассмотрен случай, когда справедливо неравенство (2), и слагаемым $\frac{2}{3} T_e \text{div}(\vec{u}_A)$ в уравнении (1) в дальнейшем мы будем пренебрегать.

Уравнение баланса электронов в случае, когда градиенты температуры и концентрации вдоль оси z малы по сравнению с их градиентами вдоль оси x , имеет вид [14]:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} (D_A n) + v_i n - \alpha n^2 = 0, \quad (3)$$

где

$$D_A = \frac{2T_e}{m_i v_{ia} (1 + 2\omega_i \omega_e / (v_{ia} v))} - \text{коэффициент амбиполярной диффузии; } \omega_i - \text{ионная циклотронная частота; } \alpha - \text{коэффициент рекомбинации.}$$

В режиме амбиполярной диффузии рекомбинацией можно пренебречь, а характерные масштабы изменения температуры $L_T = (\text{grad} T / T)^{-1}$ значительно больше характерных масштабов изменения концентрации $L_n = (\text{grad} n / n)^{-1}$ [14]. Кроме того, концентрация частиц на границах плазменного столба мала по сравнению с концентрацией в центре n_0 , и можно считать, что концентрация частиц у границ плазменного столба равна нулю [14]. При этих предположениях из уравнения (3) нетрудно найти зависимость концентрации n от координаты x :

$$n(x) = n_0 \cos\left(\frac{x}{b} \sqrt{v_i / D_A}\right). \quad (4)$$

Из уравнения (4) и условия равенства нулю концентрации на границе плазмы с металлом следует, что $\sqrt{v_i / D_A} = \pi / 2$. Последнее условие и определяет температуру электронов (т. е. амплитуду поля ПВ) в режиме амбиполярной диффузии.

Уравнение (4) позволяет найти среднюю концентрацию частиц в плазме: $\bar{n} = \frac{1}{b} \int_0^b n dx$. При рас-

смотрении процессов, связанных с распространением ПВ, неоднородную плазму будем рассматривать как плазменный слой ширины $2a$ с плотностью \bar{n} , отделенный от металлических пластин вакуумными прослойками шириной $s = b - a$. Такая аппроксимация неоднородной плазмы использовалась в [11-13]. Аналитические результаты, полученные с помощью этой модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными в случае, если область неоднородности мала по сравнению с длиной ПВ [12]. Для профиля плотности типа (4) концентрация плазмы изменяется наиболее резко у границы по сравнению с ее изменением в центральных областях разряда. Это и позволяет рассматривать неоднородную плазму как однородный слой с плотностью, равной ее среднему значению вдоль оси x , ограниченный вакуумными прослойками. Ширина вакуумного слоя может регулироваться потенциалом, приложенным к металлическим пластинам. В экспериментах [12] эта ширина была порядка 0,1 см.

В режиме амбиполярной диффузии можно в первом приближении пренебречь градиентами температуры вдоль осей z и x и считать температуру постоянной величиной во всем плазменном столбе [16]. При этих предположениях из уравнения (1) нетрудно получить уравнение, связывающее среднюю температуру электронов с полем ПВ:

$$\langle T_e \rangle \cdot \langle \kappa_{ea} v_{ea} \rangle \approx \frac{2}{3} \langle v \rangle m_e \langle u_e^2 \rangle, \quad (5)$$

где " $\langle \rangle$ " означает усреднение по поперечному сечению разряда и времени.

В рассматриваемом случае из уравнений квазигидродинамики для $\langle u_e^2 \rangle$ можно получить выражение [6]:

$$\langle u_e^2 \rangle \approx \frac{1}{2} \frac{e^2}{m_e^2 \omega^2} \left(\frac{1 + (\omega_e / \omega)^2}{(1 - (\omega_e / \omega)^2)^2} \times \left(\langle E_x^p E_x^{p*} \rangle + \langle E_y^p E_y^{p*} \rangle \right) + \langle E_z^p E_z^{p*} \rangle - \frac{2i(\omega_e / \omega)}{(1 - (\omega_e / \omega)^2)^2} \left(\langle E_x^p E_y^{p*} \rangle - \langle E_y^p E_x^{p*} \rangle \right) \right), \quad (6)$$

где E_i^p ($i = x, y, z$) – компонента электрического поля в области плазмы ($-a < x < a$),

$\langle E_i^p E_k^p \rangle = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a E_i^p E_k^p dx$. Знак “*” означает комплексное сопряжение.

Уравнение баланса энергии волны может быть записано в виде [6]:

$$\frac{dS}{dz} = -Q, \quad (7)$$

где

$$S = \frac{c}{8\pi} \left(\int_{-a}^a dx (E_x^p H_y^p - E_y^p H_x^p) + \int_a^b dx (E_x^v H_y^v - E_y^v H_x^v) + \int_{-b}^{-a} dx (E_x^v H_y^v - E_y^v H_x^v) \right),$$

$$Q = \langle v \rangle N m_e^2 \omega^2 \langle u_e^2 \rangle / 2a(4\pi e^2),$$

где $N = \frac{\bar{\omega}_{pe}^2}{\omega^2}$; $\bar{\omega}_{pe} = \sqrt{4\pi \bar{n} e^2 / m_e}$ – средняя плазменная частота, S – поток энергии волны; Q – мощность, поглощаемая на единице длины разряда; E_i^v, H_i^v – соответственно напряженность электрического и магнитного поля в вакууме. В выражении для S первое слагаемое определяет поток энергии волны в плазме, а второе и третье в вакуумных областях.

Из уравнений (5) и (7) следует, что

$$\langle T_e \rangle \cdot \langle k_{ea} v_{ea} \rangle \approx \frac{1}{3} Q / (\bar{n} a). \quad (8)$$

Из уравнения (8) видно, что при $T_e(z) = const$ (например, в режиме амбиполярной диффузии) значение Q/N также постоянно. В режиме амбиполярной диффузии можно ввести величину $Q_0 = Q/N$, которая не зависит от координаты z [6]. Условие $Q_0(z) = const$ позволяет получить градиент плотности плазмы $\frac{d\bar{n}}{dz}$ без использования уравнения баланса энергии электронов.

В рассматриваемой структуре возможно распространение симметричных и антисимметричных ПВ [11]. Для симметричных волн справедливы следующие условия: $E_z(a) = E_z(-a)$, $H_y(a) = -H_y(-a)$. Для антисимметричных ПВ:

$$E_z(a) = -E_z(-a), \quad H_y(a) = H_y(-a).$$

Из системы уравнений квазигидродинамики и уравнений Максвелла, учитывая непрерывность тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границе плазмы с вакуумной прослойкой и равенство нулю тангенциальной составляющей электрического поля ПВ на металлической поверхности, можно получить следующие выражения для компонент электромагнитного поля симметричной волны

– в плазме ($-a < x < a$):

$$E_z^p = Ach k_1 x + Bch k_2 x,$$

$$H_z^p = -i \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2 k k_2} (F_1 Ach k_1 x + F_2 Bch k_2 x),$$

$$E_y^p = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2 k_3} (F_1 A \frac{sh k_1 x}{k_1} + F_2 B \frac{sh k_2 x}{k_2}),$$

$$H_y^p = -ik \epsilon_3 \left(A \frac{sh k_1 x}{k_1} + B \frac{sh k_2 x}{k_2} \right),$$

$$E_x^p = -\frac{i}{k_3} \left(A sh(k_1 x) \frac{k_1^2 + k^2 \epsilon_3}{k_1} + B sh(k_2 x) \frac{k_2^2 + k^2 \epsilon_3}{k_2} \right)$$

$$H_x^p = -\frac{k_3}{k} E_y^p,$$

где

$$F_{1,2} = (\epsilon_3 / \epsilon_1) (\epsilon_1 k^2 - k_3^2) + k_{1,2}^2;$$

$$p_1 = (1/2 \epsilon_1) [(\epsilon_1 + \epsilon_2) (\epsilon_1 k^2 - k_3^2) - \epsilon_2^2 k^4];$$

$$p_2 = (\epsilon_3 / \epsilon_1) [(\epsilon_1 k^2 - k_3^2) - \epsilon_2^2 k^2];$$

$$k_{1,2}^2 = -p_1 \pm (p_1^2 - p_2)^{1/2};$$

$$k = \frac{\omega}{c}; \quad \epsilon_1 = 1 - N / (1 - (\omega_e / \omega)^2);$$

$$\epsilon_2 = -N (\omega_e / \omega) / (1 - (\omega_e / \omega)^2); \quad \epsilon_3 = 1 - N;$$

– в вакуумной области ($a < x < b$):

$$E_z^v = M sh(\chi(x-b)), \quad H_y^v = -\frac{ik}{k} M ch(\chi(x-b)),$$

$$E_x^v = \frac{k_3}{k} H_y^v, \quad E_y^v = L sh(\chi(x-b)), \quad H_x^v = -\frac{k_3}{k} E_y^v,$$

где

$$\chi^2 = k_3^2 - k^2;$$

$$B = -A \frac{\frac{\epsilon_3}{k_1} \operatorname{sh}(k_1 a) + \operatorname{ch}(k_1 a) \operatorname{cth}(\chi s) / \chi}{\frac{\epsilon_3}{k_2} \operatorname{sh}(k_2 a) + \operatorname{ch}(k_2 a) \operatorname{cth}(\chi s) / \chi};$$

$$L = \frac{\epsilon_1 (F_1 A \operatorname{ch}(k_1 a) + F_2 A \operatorname{ch}(k_2 a))}{\chi \epsilon_2 k_2 \operatorname{ch}(\chi s)};$$

$M = -(A \operatorname{ch}(k_1 a) + B \operatorname{ch}(k_2 a)) / \operatorname{sh}(\chi s)$; A – константа.

Дисперсионное уравнение для симметричной волны, распространяющейся в исследуемой структуре, может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{(\epsilon_3 \operatorname{sh}(k_1 a) / k_1 + \operatorname{ch}(k_1 a) \operatorname{cth}(\chi s) / \chi)}{(\epsilon_3 \operatorname{sh}(k_2 a) / k_2 + \operatorname{ch}(k_2 a) \operatorname{cth}(\chi s) / \chi)} \times \frac{(\operatorname{sh}(k_2 a) / k_2 + \operatorname{ch}(k_2 a) \operatorname{th}(\chi s) / \chi)}{(\operatorname{sh}(k_1 a) / k_1 + \operatorname{ch}(k_1 a) \operatorname{th}(\chi s) / \chi)}. \quad (9)$$

В рассматриваемой структуре возможно распространение медленной ПВ Е-типа. Для ПВ Е-типа справедливо неравенство $F_1 \ll F_2$ и дисперсионное уравнение (9) может быть упрощено:

$$\epsilon_3 \operatorname{sh}(k_1 a) / k_1 + \operatorname{ch}(k_1 a) \operatorname{cth}(\chi s) / \chi \approx 0. \quad (10)$$

Заметим, что для медленной поверхностной волны вторые слагаемые в выражениях для компонент электромагнитного поля в плазме незначительны.

Выражения для компонент электромагнитного поля антисимметричных ПВ и их дисперсионное уравнение можно получить из аналогичных уравнений для симметричных ПВ, заменив в них $\operatorname{ch}(k_i a)$ на $\operatorname{sh}(k_i a)$ и наоборот ($i=1,2$).

На основе уравнений (7)-(10) было проведено численное исследование структуры разряда при различных параметрах структуры для аргоновой плазмы. Некоторые результаты этого анализа для симметричных ПВ представлены на рис. 1, 2. На рис. 1 представлены полученные численно ζ -профили ($\zeta = v z / c$) нормированной плотности плазмы $N = \bar{\omega}_{pe}^2 / \omega^2$ для различных значений ширины вакуумной прослойки s . Кривые получены при следующих параметрах задачи: $f = 360$ МГц ($f = \frac{\omega}{2\pi}$), $v = 10^8$ с⁻¹, $a = 0,45$ см, $\omega_e / \omega = 0,7$ ($H_0 = 84$ Э). Из рис. 1 видно, что увеличение ширины вакуумной прослойки приводит к уменьшению градиента плотности плазмы. Аналогичный

результат был получен при исследовании разрядов в цилиндрических структурах. Так, в работе [6] рассматривались аксиально-симметричные ПВ, распространяющиеся в отсутствие магнитного поля в однородном плазменном цилиндре, окруженном диэлектрическим слоем, покрытым металлом. В этой работе показано, что с увеличением ширины диэлектрического слоя профиль плотности плазмы вдоль направления распространения ПВ, совпадающего с осью цилиндра,

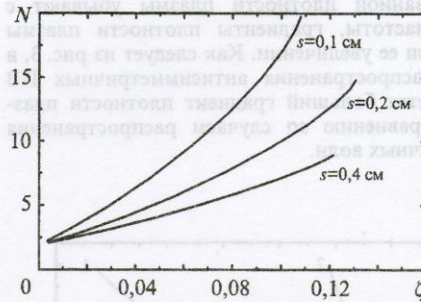


Рис. 1. Зависимость нормированной плотности плазмы $N = \bar{\omega}_{pe}^2 / \omega^2$ от безразмерной координаты ζ ($\zeta = v z / c$) при различных значениях ширины вакуумной прослойки s

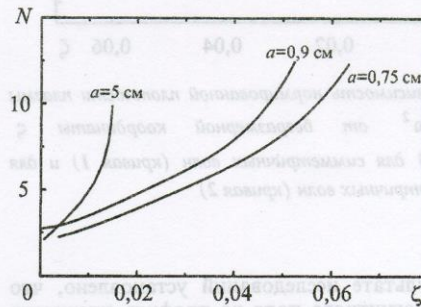


Рис. 2. Зависимость нормированной плотности плазмы $N = \bar{\omega}_{pe}^2 / \omega^2$ от безразмерной координаты ζ ($\zeta = v z / c$) при различных значениях полуширины плазменного слоя a

становится более однородным. На рис. 2 представлена зависимость нормированной плотности плазмы $N = \bar{\omega}_{pe}^2 / \omega^2$ от ζ -координаты для различных значений толщины плазменного слоя. Кривые получены при $s = 0,1$ см, $\omega_e / \omega = 0,9$ ($H_0 = 108$ Э). Остальные параметры те же, что и

для рис. 1. Видно, что возрастание толщины плазменного слоя сопровождается уменьшением длины разряда. На рис. 3 приведены результаты исследований при $f = 2,45$ ГГц, $s = 0,1$ см, $\omega_e/\omega = 0,7$ ($H_0 = 609$ Э), $a = 0,45$ см (кривая 1 – для симметричных ПВ, 2 – для антисимметричных ПВ). Из рис. 1-3 видно, что возрастание частоты возбуждаемой ПВ сопровождается убыванием градиента нормированной плотности плазмы. Однако плотность плазмы пропорциональна $N\omega^2$, и из рис. 1-3 следует, что хотя градиенты нормированной плотности плазмы убывают с ростом частоты, градиенты плотности плазмы растут при ее увеличении. Как следует из рис. 3, в случае распространения антисимметричных ПВ наблюдается больший градиент плотности плазмы по сравнению со случаем распространения симметричных волн.

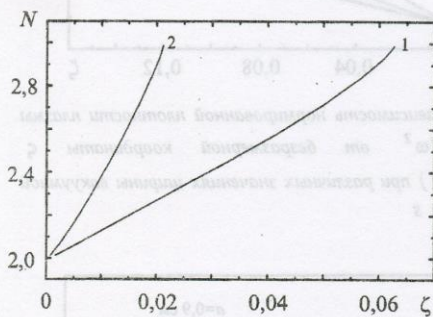


Рис. 3. Зависимость нормированной плотности плазмы $N = \omega_{pe}^2/\omega^2$ от безразмерной координаты ζ ($\zeta = vz/c$) для симметричных волн (кривая 1) и для антисимметричных волн (кривая 2)

В результате исследований установлено, что влияние магнитного поля на профиль плотности плазмы для волн исследуемого типа слабо. Этот результат согласуется с результатами статьи [7], из которой следует, что при малых величинах магнитного поля ($\omega_e/\omega < 1$) его влияние на плотность создаваемой плазмы мало.

В заключение оценим длину плазменного слоя для типичных экспериментальных параметров структуры. При давлении нейтрального газа $p = 3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. и температуре электронов порядка 1 эВ (частота столкновений электронов с атомами $\nu \sim 10^8$ с $^{-1}$ [6,17]) и следующих параметрах структуры: $a = 0,45$ см, $s = 0,1$ см, $f = 360$ МГц

длина плазменного слоя, которая может быть найдена из рис. 1, порядка 40 см. Отметим, что вдоль оси u плазма предполагается неограниченной. В реальных условиях размеры плазмы определяются размерами металлических поверхностей и размерами антенны, при помощи которой возбуждаются ПВ.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность создания плазменного слоя большой площади между металлическими плоскостями с помощью поверхностных волн. Учтено влияние постоянного магнитного поля, направленного вдоль металлических пластин. Показано, что наиболее эффективное поддержание плазмы с максимальной степенью однородности и большой рабочей площадью возможно в случае тонкого плазменного слоя и большой вакуумной прослойки между плазмой и металлом. Из результатов проведенного исследования следует, что увеличение однородности плазмы может быть достигнуто благодаря уменьшению частоты ПВ. Исследовано влияние симметрии волны на разрядные свойства. Показано, что для создания однородной плазмы наиболее пригодны симметричные волны.

Эта работа была частично поддержана Украинским научно-технологическим центром (УНТЦ, Проект №317).

Литература

1. S. Nonaka. Jpn J. Appl. Phys. 1994, **33**, p. 4226.
2. D. Korzec, F. Werner, R. Winter. Plasma Sources Sci. Technol. 1996, **5**, pp. 216-234.
3. V. Viel, J. Bernard and G. Laval. J. Phys. D. 1996, **29**, p. 1500.
4. Yu. M. Aliev, A. G. Boev, A. P. Shivarova. Phys. Lett. 1982, **92A**, p. 235.
5. C. M. Ferreira, M. Moisan. Microwave Discharges: Fundamental and Applications. N. Y., Plenum, 1993.
6. I. Zhelyazkov, V. Atanasov. Physics Reports. 1995, **255**, pp. 79-201
7. J. Margot, M. Moisan, and M. Fortin. J. Vac. Sci. Technol. A. 1955, **13** (6), pp. 2890-2899.
8. H. Sakai and Y. Ichikawa. J. Inst. Electr. Eng. D. 1988, **108**, p. 123.
9. S. Nonaka. Jpn J. Appl. Phys. 1990, **29**, p. 571.
10. S. Nonaka. J. Phys. Soc. Japan. 1992, **61**, p. 1449-1452.
11. А. Н. Коидратенко. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. Москва, Энергоатомиздат, 1985.
12. J. J. Laurin, G. A. Morin, K. G. Balmain. Radio Sci. 1989, **24**, p. 289.
13. N. A. Azarenkov, I. B. Denisenko, K. N. Ostrikov. J. Phys. D. 1995, **28**, p. 2465.
14. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров. Основы физики плазмы. Москва, Атомиздат, 1977.
15. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. Москва, Наука, 1982.

16. Yu. M. Aliev, K. M. Ivanova, M. Moisan, A. P. Shivarova. Plasma Sources Sci. Technol. 1993, 2, pp. 145-152.
 17. S. Pasquier et al. J. Appl. Phys. 1989, 65(4), pp. 1465-1478.

Surface Wave Gas Discharge between Two Metal Planes in External Magnetic Field

N. A. Azarenkov, I. B. Denisenko, A. V. Gapon, V. F. Klepikov

The model of gas discharge sustained by surface waves (SW) in an external magnetic field is constructed. The SW propagated along the external magnetic field between two ideally conductive planes are supposed as ionizing waves. The SW frequency range between electron cyclotron and Langmuir frequencies is considered. The plasma parameters, under which the plasma density gradients along SW propagation are small, are found, i. e. optimal conditions for uniform plasma production are determined. The investigation is carried out for ambipolar regime of particle losses. The symmetrical and asymmetrical SW are considered.

Рис. 1. Модель газоразрядной лампы. Сплошная линия — катод, пунктирная — анод. Показаны потенциалы ϕ и ψ в зависимости от расстояния x от катода. В катодном слое потенциал ϕ равен нулю, а в анодном слое ψ равен нулю. Потенциалы ϕ и ψ имеют вид, показанный на рис. 1. В катодном слое потенциал ϕ равен нулю, а в анодном слое ψ равен нулю. Потенциалы ϕ и ψ имеют вид, показанный на рис. 1.

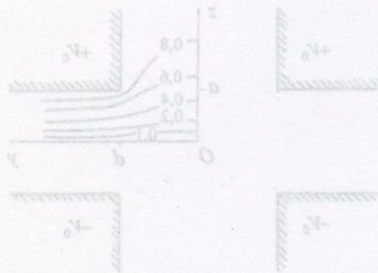


Рис. 1. Модель газоразрядной лампы. Сплошная линия — катод, пунктирная — анод.

Указано направление распространения поверхностной волны. Потенциалы ϕ и ψ в зависимости от расстояния x от катода. В катодном слое потенциал ϕ равен нулю, а в анодном слое ψ равен нулю. Потенциалы ϕ и ψ имеют вид, показанный на рис. 1.

Электронный ток в газоразрядной лампе. Показаны потенциалы ϕ и ψ в зависимости от расстояния x от катода. В катодном слое потенциал ϕ равен нулю, а в анодном слое ψ равен нулю. Потенциалы ϕ и ψ имеют вид, показанный на рис. 1.

В газоразрядной лампе. Показаны потенциалы ϕ и ψ в зависимости от расстояния x от катода. В катодном слое потенциал ϕ равен нулю, а в анодном слое ψ равен нулю. Потенциалы ϕ и ψ имеют вид, показанный на рис. 1.