УДК 533.9

РАЗДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

А.Г.Орешко
Московский Авиационный Институт, Москва, Россия
Oreshko_Alex@mail.ru

Получены выражения для частоты волн пространственного заряда с учетом силы "трения" и инкременты для доменной неустойчивости, которая устанавливается в плазме при наличии сильного поля. Обоснован эффект конверсии энергии частиц в потоках направленного дрейфа в электромагнитное излучение.

ВВЕДЕНИЕ

Проблеме волн в плазме посвящен ряд работ[1-5]. Разделение зарядов имеет коллективный характер. Учет силы "трения", выполненный в [6,7] при ряде упрощающих предположений, показал, что частота волн пространственного заряда и постоянные нарастания (затухания) определяются проводимостью плазмы. Однако из-за ряда допущений корректные выражения для постоянных нарастания (затухания) волн пространственного заряда не были получены.

В ряде случаев разделение зарядов приводит к генерации в плазме стабильных электрических доменов [8,9]. Здесь и далее под электрическим доменом подразумевается квазинейтральная в целом система – двойной электрический слой объемного заряда с сильным электрическим полем. В [10,11] зарегистрирована генерация собственного сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения из плазмы. Поэтому, представляется обоснованным связать сильные электрические поля, индуцируемые при разделении зарядов за очень короткие времена (продолжительностью в десятые или сотые доли наносекунды), с генерацией собственного СВЧ-излучения в плазме.

Целью данной работы является исследование волн, генерируемых при разделении зарядов.

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ПЛАЗМЕ С СИЛЬНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ С УЧЕТОМ СИЛЫ "ТРЕНИЯ"

Электрические поля и градиенты плотности порождают в плазме потоки направленного дрейфа, которые для электронов и ионов имеют вид [12]

$$\vec{\Gamma}_e = -n_e \vec{u}_e(\vec{E}) - D_e \nabla n_e \qquad (1)$$

$$\vec{\Gamma}_i = n_i \vec{u}_i(\vec{E}) - D_i \nabla n_i , \qquad (2)$$

где: n - концентрация, $\vec{u}$ - дрейфовая скорость, D - коэффициент диффузии. Пренебрегая влиянием ионизации, рекомбинации и столкновений уравнения непрерывности запишем в виде

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\vec{\Gamma}_e , \qquad (3)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\vec{\Gamma}_i . \qquad (4)$$

Распределение напряженности электрического поля для плазмы с диэлектрической проницаемостью ε дается уравнением Пуассона:

$$\nabla(\varepsilon \vec{E}) = 4\pi e(n_i - n_e) . \qquad (5)$$

Входящие в правую часть плотности частиц являются избыточными. При наличии электрического тока, приводящего к ионизации нейтральных атомов и электрического поля, напряженность которого превышает критическое значение Дрейсера, уравнения движения для электронов и ионов запишем соответственно в виде

$$m_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}_e \cdot \nabla \right) \vec{u}_e = -e\vec{E} - m_e \nu_{em}(E) \vec{u}_e , \qquad (6)$$

$$m_i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}_i \cdot \nabla \right) \vec{u}_i = e\vec{E}. \qquad (7)$$

При напряженности электрического поля не значительно превышающей критическое значение напряженности Дрейсера сила "трения", обусловленная электрон-ионными столкновениями $\vec{R}_{ei}$ меньше силы "трения" обусловленной электрон-атомными столкновениями $\vec{R}_{ea} = m_e \nu_{ea}(\vec{E}\}\vec{u}_e$. Такая ситуация реализуется в начальной стадии пробоя газа как в лабораторных условиях, так и в электрических разрядах в атмосфере. Входящая в уравнение (6) частота столкновений не линейно зависит от напряженности электрического поля. Так как в сильном электрическом по-ле скорость направленного дрейфа электронов соизмерима с тепловой скоростью или превышает её, то зависимость частоты столкновений от напряженности поля запишем в виде

$$\nu_{ea}(\vec{E}) = \frac{e}{m_e} \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{E}} \right)^{-1} = \frac{e}{m_e} \frac{1}{\mu_d} , \qquad (8)$$

в котором μ_d - дифференциальная подвижность. Выражение (8) получено из условия равенства силы "трения", и силы со стороны электрического пол. Экспоненциальный закон изменения концентрации частиц в слое и напряженности электрического поля при зарождении домена [6,13] дает основания для корректной линеаризации системы уравнений. Линеаризация системы, состоящей из уравнений движения (6), (7), непрерывности (3),(4) и Пуассона (5) для возмущений скорости частиц

$\vec{u} = \vec{u}_0 + \vec{u}_1 e^{i(kz-\omega t)}$, их плотности $n = n_0 + n_1 e^{i(\vec{k}z-\varpi t)}$ и напряженности поля $\vec{E} = E_0 e^{i(\vec{k}z-\varpi t)}$ с учетом нелинейной зависимости частоты столкновений от напряженности позволяет получить уравнение для электростатических волн или волн пространственного заряда в плазме при наличии “убегающих” электронов

$$\vec{k}\cdot\vec{E}\left(1-\frac{\omega_{pi}^2}{(\omega-ku_{i,0})^2}-\frac{\omega_{pe}^2}{(\omega-ku_{e,0})(\omega-ku_{e,0}-\frac{e}{im_e\mu_d})}\right)=0. \quad (9)$$

Так как дрейфовые скорости электронов и ионов устанавливаются за время между столкновениями, то, пренебрегая низкочастотной составляющей, выражение для диэлектрической проницаемости плазмы в сильном электрическом поле запишем в виде

$$\varepsilon = 1-\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}-\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2-\omega\frac{e}{im_e\mu_d}}. \quad (10)$$

Уравнение для волн пространственного заряда в такой плазме имеет вид

$$\omega\left(\omega^3-\frac{e}{im_e\mu_d}\omega^2-\left(\omega_{pi}^2+\omega_{pe}^2\right)\omega+\frac{e\omega_{pi}^2}{im_e\mu_d}\right)=0. \quad (11)$$

Одним из решений уравнения (11) является выражение $\omega = 0$. Такое решение соответствует случаю отсутствия в плазме сильного поля. В слабых полях, как известно, разделение зарядов не происходит. В результате решения кубического уравнения, входящего в уравнение (11), методом Кардана и ограничиваясь при этом только доминирующими членами можно получить один отрицательный и два равных положительных корня для высокочастотных волн пространственного заряда

$$\omega_{wsc} = \omega_{pe}+\frac{e}{3im_e\mu_d} = \omega_{pe}-\frac{\omega_{pe}^2}{12\pi\sigma_d}i. \quad (12)$$

Выражение (12) учитывает конечную проводимость плазмы и уточняет известное выражение Ленгмюра для частоты волн пространственного заряда ω_{pe}. Из (12) следует, что частота таких волн и постоянная времени нарастания (затухания) флуктуаций определяются дифференциальной проводимостью плазмы $\sigma_d = en\mu_d$. В слабых полях при напряженности электрического поля меньшей критического значения Дрейсера дифференциальная проводимость положительна ($\sigma_d > 0$) и волны пространственного заряда затухают, так как постоянная времени является отрицательной –