

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]

$$\Gamma_e = -n_e u_e(E) - D_e \nabla n_e \quad (1)$$

$$\Gamma_i = n_i u_i(E) - D_i \nabla n_i, \quad (2)$$

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

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\Gamma_e, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\Gamma_i. \quad (4)$$

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

$$\nabla(\epsilon E) = 4\pi e(n_i - n_e). \quad (5)$$

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

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

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

При напряженности электрического поля не значительно превышающей критическое значение напряженности Дрейсера сила “трения”, обусловленная электрон-ионными столкновениями R_{ei} меньше силы “трения” обусловленной электрон-атомными столкновениями $R_{ea} = m_e \nu_{ea}(E) \vec{u}_e$. 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 поле скорость направленного дрейфа электронов соизмерима с тепловой скоростью или превышает её, то зависимость частоты столкновений от напряженности поля запишем в виде

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

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

$u = u_0 + u_1 e^{i(kz - \omega t)}$, их плотности
 $n = n_0 + n_1 e^{i(kz - \omega t)}$ и напряженности поля
 $E = E_0 e^{i(kz - \omega t)}$ с учетом нелинейной зависимости частоты столкновений от напряженности позволяет получить уравнение для электростатических волн или волн пространственного заряда в плазме при наличии “убегающих” электронов

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

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

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

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 –

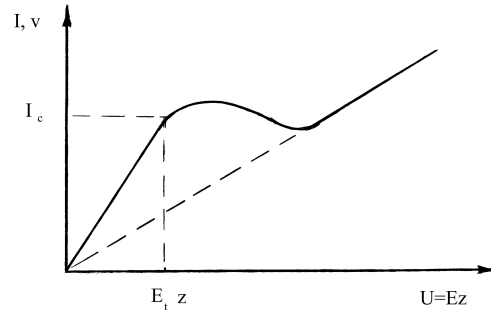


Рис. 1. N-образная ампер-вольтная зависимость

$\text{Im} \omega = -\frac{\omega_{pe}^2}{12\pi \sigma_d} < 0$. В сильных полях дифференциальная проводимость является отрицательной (рис.1) не только в твердотельной полупроводниковой плазме, но и во взрывоэмиссионной катодной [14]. В этом случае $\sigma_d < 0$ и происходит нарастание волн пространственного заряда, так как $\text{Im} \omega > 0$. Таким образом - в плазме при наличии сильного электрического поля существует доменная неустойчивость, которая принадлежит к классу двухпоточковых неустойчивостей Бунемана. Отличие доменной неустойчивости от двухпоточковой заключается в том, что раскочка колебаний в доменной неустойчивости происходит из-за сильного электрического поля, которое индуцируется при разделении зарядов.

Благодаря высоким значениям напряжения в области разделения зарядов домен является концентратором энергии высокой плотности. Отметим, что равновесной формой существования домена является эллипсоидальная или сферическая. Так как при зарождении домена ток проводимости в области разделения зарядов падает до нуля, а ток смещения из-за неравенства потоков направленного дрейфа нарастает [13] и формирование слоев происходит за очень короткие времена, то разделение зарядов сопровождается не только появлением электростатической, но и электромагнитной волны.

КОНВЕРСИЯ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ В ПОТОКАХ НАПРАВЛЕННОГО ДРЕЙФА В ПОПЕРЕЧНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

Решение системы уравнений, состоящей из уравнений движения (6,7), непрерывности (3,4) и уравнения Максвелла, связывающего ротор индукции магнитного поля с плотностями токов смещения и проводимости

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (13)$$

позволяет получить уравнение

$$\nabla \times \hat{B} = -\frac{i\omega}{c} \varepsilon \hat{E}_1. \quad (14)$$

Здесь и далее “крышка” над напряженностью электрического и индукцией магнитного полей означает, что величина является комплексной. В результате скалярного или векторного умножения уравнения (14) на волновой вектор k можно получить соот-

ответственно уравнение для электростатической (11) или электромагнитной волны ($k \cdot E = 0$). Используя уравнение $\nabla \times \hat{E}_1 = i\omega \hat{B}_1 / c$, определяя из него $\nabla \times \hat{B}_1$, а затем подставляя полученное значение в (14), преобразуем последнее к виду

$$\frac{c^2}{\omega^2} \nabla \times \nabla \times \hat{E}_1 = \left(1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega} \frac{e}{im_e \mu_d} \right) \hat{E}_1. \quad (15)$$

Решение для электростатической или электромагнитной волны получается соответственно в результате скалярного или векторного умножения уравнения (15) на волновой вектор k . Следуя подходу, развитому в [1], будем искать решение уравнения (15) в виде однородной плоской волны при условии, что напряженность электрического поля волны перпендикулярна к направлению её распространения. Таким образом, имеем систему уравнений

$$\hat{E}_1(\omega, z) = \tilde{E}_1 \exp(ik \cdot z), \quad (16)$$

$$k \cdot \hat{E}_1 = 0. \quad (17)$$

Система уравнений (16), (17) дает возможность свести уравнение (15) к виду

$$\left(\omega^4 - \frac{e}{im_e \mu_d} \omega^3 - (k^2 c^2 + \omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2) \omega^2 + (k^2 c^2 + \omega_{pi}^2) \frac{e}{im_e \mu_d} \omega \right) k \times \tilde{E}_1 = 0 \quad (18)$$

Пренебрегая низкочастотной составляющей уравнение (18) запишем в виде

$$\omega \left(\omega^3 - \frac{e}{im_e \mu_d} \omega^2 - (k^2 c^2 + \omega_{pe}^2) \omega + k^2 c^2 \frac{e}{im_e \mu_d} \right) k \times \tilde{E}_1 = 0. \quad (19)$$

Условие существования ненулевого решения уравнения (19) $\tilde{E}_1 \neq 0$ позволяет записать дисперсионное уравнение для генерируемых поперечных электромагнитных волн в плазме

$$\omega_{shf}^2 = k^2 c^2 + \omega_{wsc}^2. \quad (20)$$

Отличие выражения (20) от полученного в [1] заключается в том, что второе слагаемое учитывает проводимость плазмы, которая характеризует непрерывность среды. Окончательно запишем выражение для частоты генерируемых поперечных волн в виде

$$\omega_{shf}^2 = k^2 c^2 + \left(\omega_{pe}^2 - \frac{\omega_{pe}^2}{12\pi \sigma_d} i \right)^2. \quad (21)$$

Волны, определяемые выражением (21) появляются в плазме при разделении зарядов и распространяются в ней, а в отсутствие плазмы переходят в световые волны для которых $\omega = kc$. Генерируемые электромагнитные волны радиально расходятся

в плоскости, перпендикулярной оси домена – в экваториальной плоскости. Амплитудное значение напряженности электрического поля в области, прилегающей к периферийной границе домена, совпадает со значением напряженности поля на домене в этой области. Из уравнений Максвелла следует, что напряженность электрического и индукция магнитного полей в образующейся электромагнитной волне будет убывать по мере удаления от домена. Фазовая скорость генерируемых электромагнитных волн $v_p = \omega_{shf} / k$ больше скорости света, а групповая $v_g = \partial \omega_{shf} / \partial k$ меньше её. В момент времени, когда равнодействующая сил, приводящих к разделению зарядов, уравновесится силой кулоновского притяжения между слоями домена, он переходит в стабильное состояние. Расстояние между слоями домена превышает дебаевскую длину экранирования. Распределение напряженности электрического поля для стабильного домена дано на рис.2.

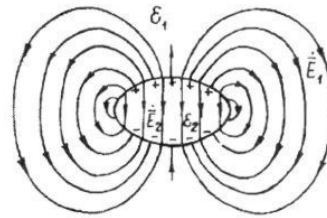


Рис.2. Схема распределения напряженности поля в стабильном домене эллиптической геометрии

Являясь в целом электрически квазинейтральной системой домен движется под действием сильного собственного поля и, как экспериментально установлено в [9], не реагирует на продольное магнитное поле. Отметим, что сильное поле при зарождении домена, равное предельному для появления ударной ионизации $E_{lim} = 4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, позволяет выполнять ему исключительно важную роль при иницировании пробоя в искровом разряде [15]. Движущийся в головной части лидера стабильный домен порождает уединенную волну пространственного заряда – солитон. Изображение домена эллипсоидальной конфигурации, движущегося в головной части лидера и порождающего впереди стримерную зону в результате инъекции быстрых электронов, дано на рис.3.

Экспериментально наблюдаемая в магнитноизолированных диодах в стадии нарушения магнитной

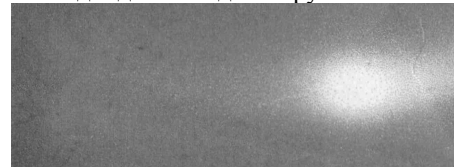


Рис.3. Эллипсоидальный домен в головной части ил-
дера

изоляции генерация СВЧ-излучения [10,11] свиде-
тельствует о том, что при наличии сильного поля в
плазме имеет место эффект конверсии энергии ча-
стиц в потоках направленного дрейфа в электромаг-
нитные волны. Генерируемые при разделении заря-
дов поперечные электромагнитные волны, взаимо-
действуя с плазмой, слабо поглощаются средой, как
отмечено в [1]. Однако проходят они через плазму
многократно, передавая ей часть энергии при прохо-
ждении. Одновременно происходит изменение в
конфигурации внешнего изолирующего магнитного
поля. Действующее значение индукции поля стано-
вится значительно ниже, чем в случае отсутствия
плазмы в камере в области соленоида. Тот факт, что
генерация собственного СВЧ-излучения из плазмы в
магнитно-изолированных диодах происходит только
в стадии нарушения магнитной изоляции, характер-
ной особенностью которой является ускоренный
перенос плазмы поперек продольного изолирующе-
го магнитного поля на стенки камеры и наличие вы-
сокочастотных колебаний с большой амплитудой на
осциллограмме приложенного напряжения, дает до-
статочные основания для того, чтобы связать гене-
рацию СВЧ-излучения с аномальной диффузией
плазмы.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ, ОБРАЗУЮЩИЕ- СЯ ПРИ РАЗДЕЛЕНИИ ЗАРЯДОВ

Пренебрегая диффузионной составляющей запи-
шем уравнения непрерывности и поля для домена,
движущегося под действием сильного собственного
электрического поля

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} [nv(E)], \quad (22)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{4\pi q}{\epsilon_0} (n - n_0) \quad (23)$$

В задаче о движении стабильного домена уравне-
ния (22),(23) можно привести к обыкновенным диф-
ференциальным. В системе координат $z = x - ut$,
движущейся вместе с доменом, введем в качестве
переменной плотность пространственного заряда
 $\rho = -q(n - n_0)$. Тогда систему уравнений (22),(23)
можно записать в виде

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{4\pi\rho_e \mu_d (\rho_e - qn_0)}{\epsilon [v(E) + u]}, \quad (24)$$

$$\frac{dE}{dz} = \frac{4\pi\rho_e}{\epsilon}. \quad (25)$$

Использование метода фазовой плоскости, предло-
женного в [16], для решения системы нелинейных

уравнений (24),(25) позволяет получить возможные
интегральные кривые на плоскости ρ, E и соответ-
ствующие им профили распределения про-
странственного заряда и поля для бегущих волн
пространственного заряда. Результаты аналогичны
результатам, полученным в физике твердотельной
плазмы (см. [17]).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Д. Шафранов *Электромагнитные волны в
плазме // Вопросы теории плазмы*. М.: Госатом-
издат, 1963. вып.3, с.3-140.
2. Б.Б. Кадомцев. *Коллективные явления в плазме*.
М.: Наука, 1975, 239 с.
3. А.Б. Михайловский. *Теория плазменных неус-
тойчивостей*. М.:Атомиздат, 1975, т.1; 1977,
т.2.
4. В.П. Силин, А.А. Рухадзе. *Электромагнитные
свойства плазмы и плазмopodobных сред*. М.:
Госатомиздат, 1961, 244 с.
5. В.Л. Гинзбург, А.А. Рухадзе. *Волны в магнито-
активной плазме*. М.: Наука, 1970, 255 с.
6. А.Г. Орешко // *Вопросы атомной науки и техни-
ки. Серия: Плазменная электроника и новые ме-
тоды ускорения*. 2000, N 1 (2). с. 67-70.
7. A.G. Oreshko // *Proc. 1st Int. Congr. on Rad. Phys.,
High Current Electronics, and Mod. Mater. 12th
Symp. on High Current electronics*. Tomsk
(Russia), 24-29 Sept., 2000. Tomsk: Inst. of High
Current Electronics SD RAS, 2000. v.2. p.474-477.
8. Г.Д. Мьельников, А.П. Напартович // *Физика
плазмы*. 1975, т.1, N 6. с.892-900.
9. А.Г. Орешко // *Физика плазмы*. 1991, т.17, N 6.
с.679-685.
10. T.J. Orzechowski, G. Bekefi. // *Phys. Fluids*. 1979,
v.22, N 5. p. 978-985.
11. В.В. Горев, Г.И. Долгачев, Л.П. Закатов,
А.Г. Орешко, В.А. Скорюпин. // *Физика плазмы*.
1985. т.11, N 7. с.782-786.
12. Ю.П. Райзер *Физика газового разряда*. М.: Нау-
ка, 1987.
13. А.Г. Орешко // *Доклады АН*, 2001, т.376, N 2,
с.183-185.
14. А.Г. Орешко А.Г. // *Вопросы атомной науки и
техники. Серия: Плазменная электроника и но-
вые методы ускорения*. 2000, N 1 (2). с.13-16.
15. Орешко А.Г. *XI Конференция по физике газова-
го разряда. Тезисы докладов, часть I*. Рязань,
2002, с.48-50.
16. Г.И. Баренблатт, Я.Б.Зельдович // *Прикладная
математика и механика*. 1957, т.21, N 6, с.856-
859.
17. М.Е.Левинштейн, Ю.К.Пожела, М.С.Шур. *Эф-
фект Ганна*. М.:Советское радио, 1975, 288 с.