

О ВЛИЯНИИ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА НА УСТОЙЧИВОСТЬ ФОРМЫ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА СО СВОБОДНОЙ ГРАНИЦЕЙ

В. А. ВАРДАНЯН

Рассмотрен вопрос влияния диффузного распределения объемного заряда на устойчивость отщнурованного разряда по отношению к возмущениям, меняющим форму его границ, которые считаются свободными от каких-либо твердых кожухов.

Показано, что амбиполярное распределение не влияет на устойчивость формы длинного плазменного шнура. В промежуточном же случае между обычной и амбиполярной диффузиями влияние заряда приводит к существенной связи устойчивости с радиусом, так называемой, активной зоны. Причем созданный мощным источником очень тонкий шнур крайне неустойчив.

Вопросам устойчивости плазменного шнура посвящено значительное количество работ. Однако работ, учитывающих наличие объемного заряда, относительно мало, хотя из теории амбиполярной диффузии известно, что плазма почти всегда несет в себе пространственный заряд. Некоторые из имеющихся работ посвящены проблеме неустойчивости радиальной диффузии в длинном цилиндрическом шнуре (например, [1—3]). В работах [4—5] учет пространственного заряда достигается ценой приближения равномерного распределения равновесной плотности.

Таким образом, вопрос влияния истинного распределения пространственного заряда на устойчивость плазменного шнура вообще и на устойчивость формы, в частности, остается открытым.

Целью настоящей работы является выяснение влияния диффузного распределения объемного заряда на устойчивость длинного цилиндрического шнура по отношению к возмущениям, меняющим геометрическую форму его границ, свободных от твердых кожухов.

1. Равновесное распределение заряда

Пусть все пространство заполнено нейтральным газом, давление которого настолько высоко, что его можно считать лоренцовским. И пусть в таком пространстве за счет некоторых источников (например, продольного электрического поля) поддерживается отщнурованный разряд.

Сделаем предположение, что в интересующих нас направлениях нет внешних постоянных полей и что температура всюду одинакова и постоянна. Тогда законы сохранения числа и потока заряженных частиц можно написать в виде уравнений

$$\frac{\partial n_{\mp}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\mp} \vec{v}_{\mp}) = (v_i - v_a) n_{\mp}, \quad (1)$$

$$D_{\mp} \nabla n_{\mp} \pm \mu_{\mp} n_{\mp} \vec{E} = \vec{\Gamma}_{\mp}, \quad (2)$$

которые могут быть получены из кинетического уравнения Больцмана. Здесь v_i и v_a — средние скорости ионизации и прилипания (рекомбинации), $D_{\mp}$ и $\mu_{\mp}$ — коэффициенты диффузии и подвижности электронов и положительных ионов соответственно. Напряженность электрического поля $\vec{E}$ при сделанных предположениях имеет только радиальную компоненту. Исключая из этих уравнений вектор потока $\vec{\Gamma}_{\mp} = n_{\mp} \vec{v}_{\mp}$, получим уравнение диффузии, которое в стационарном режиме ($\partial n / \partial t = 0$) примет вид

$$D_{\mp} \nabla^2 n_{\mp} \pm \mu_{\mp} \nabla \cdot (n_{\mp} \vec{E}) + (v_i - v_a) n_{\mp} = 0. \quad (3)$$

При этом считалось, что все характеризующие коэффициенты ($D_{\mp}$, $\mu_{\mp}$, v_i , v_a) постоянны и не зависят от координат. В действительности, скорость ионизации не может считаться одинаковой во всем пространстве. Вследствие ионизационных потерь начиная с некоторого расстояния R от оси цилиндрического шнура она должна равняться нулю. Назовем внутреннюю область ($r < R$), где происходит ионизация, активной областью. Будем считать, что в этой области скорость ионизации постоянна и что $v_i - v_a > 0$, а во внешней ($r > R$) она равна нулю.

Ниже будет показано, что амбиполярное распределение заряда не может влиять на устойчивость формы шнура. Поэтому мы рассмотрим промежуточный случай между обычной и амбиполярной диффузиями.

В этом случае уравнения существенно нелинейные. Однако, как показано Аллисом и Роузом [6], некоторые сведения о переносе можно получить, предполагая, что отношение $n_+/n_- = C$ не зависит от координат. В таком предположении из (3) получаем

$$\left. \begin{aligned} D_s \nabla^2 n_- + (v_i - v_a) n_- &= 0; & (r \leq R) \\ D_s \nabla^2 n_- - v_a n_- &= 0; & (r > R) \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

где D_s — коэффициент диффузии в этом промежуточном случае, который определяется как

$$D_s = \frac{C(D_+ \mu_- + D_- \mu_+)}{\mu_- + C \mu_+}.$$

Решения уравнений (4) в случае цилиндрической симметрии могут быть представлены как бесселевы функции нулевого порядка

$$n_-(r) = \begin{cases} n_-(0) J_0(\beta_1 r) & (r < R), \\ N_-(R) K_0(\beta_2 r) & (r > R), \end{cases}$$

где $n_-(0)$ и $N_-(R)$ — концентрации электронов соответственно на оси и на поверхности цилиндра,

$$\beta_1 = \sqrt{\frac{\nu_1 - \nu_2}{D_s}}, \quad \beta_2 = \sqrt{\frac{\nu_a}{D_s}}. \quad (5)$$

В соответствии с этим плотность избыточного объемного заряда будет

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 J_0(\beta_1 r) & (r < R) \\ \rho'_0 K_0(\beta_2 r) & (r > R), \end{cases} \quad (6)$$

где $\rho_0 = e [n_+(0) - n_-(0)] = e n_-(0) (C - 1)$

— плотность объемного заряда на оси, а

$$\rho'_0 = \rho_0 \frac{J_0(\beta_1 R)}{K_0(\beta_2 R)}$$

— та же плотность на поверхности цилиндра.

Наряду с распределением концентрации заряженных частиц важной характеристической величиной является созданное ими электрическое поле. Электрическое поле, обусловленное различием между коэффициентами диффузии и подвижностями разных сортов частиц, определяется из уравнений (2) и имеет вид

$$\vec{E} = \frac{D_- - C D_+}{\mu_- + C \mu_+} \cdot \frac{\nabla n}{n} = a(D, \mu) \frac{\nabla n}{n}. \quad (7)$$

Ниже будет показано, что такое поле не влияет на устойчивость формы шнура. Однако, из факта, что оно должно быть ограниченным и непрерывным на границе активной области, следует условие

$$\beta_1 R \frac{J_1(\beta_1 R)}{J_0(\beta_1 R)} = \beta_2 R \frac{K_1(\beta_2 R)}{K_0(\beta_2 R)}, \quad (8)$$

которое совместно с требованием существенной положительности концентрации заряженных частиц накладывает функциональную связь между размером активной зоны и коэффициентами ν_1 , ν_2 , D_s и тем самым делает возможным определение радиуса этой области. Действительно, положительность плотности частиц требует, чтобы

$$\beta_1 R \leq j = 2,405,$$

а конечность напряженности электрического поля (7) исключает возможность знака равенства в последнем условии.

Пусть далее, $a = \beta_1 R$ и $b = \beta_2 R$ те значения аргументов функций

$$Y_1(a) = a \frac{J_1(a)}{J_0(a)}, \quad Y_2(b) = b \frac{K_1(b)}{K_0(b)},$$

при которых выполняется условие (8). Тогда в соответствии с обозначениями (5) получаем

$$\frac{a}{b} = \sqrt{\frac{\nu_1}{\nu_2} - 1}, \quad R = b \sqrt{\frac{D_s}{\nu_2}} = a \sqrt{\frac{D_s}{\nu_1 - \nu_2}}. \quad (9)$$

При заданных v_i и v_a с помощью рис. 1, где изображены поведения функций $Y_1(a)$ и $Y_2(b)$, находим a и b , а из (9) определим радиус R . Пусть, например, $v_a \ll v_i$. Тогда $b \ll a$. Обращаясь к рис. 1, убеждаемся, что такие значения a и b возможны только в области $b < a < 1,6$, поскольку при $a > 1,6$ всегда $b > a$. Когда v_a приравнивается половине скорости ионизации v_i , радиус активной области

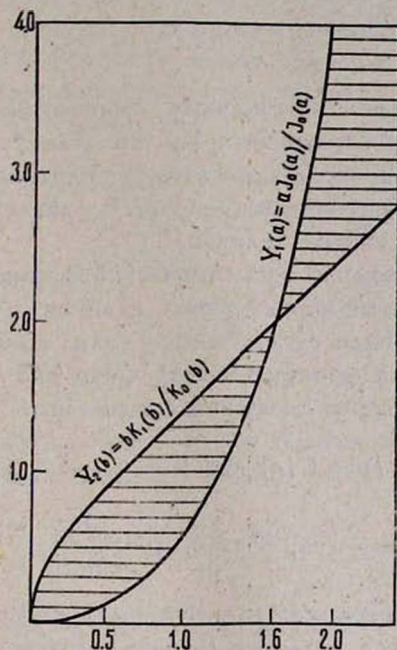


Рис. 1.

стремится к значению $1,6 \sqrt{D_s/v_a}$, причем $a = b = 1,6$ и $v_i = 2v_a$. При дальнейшем увеличении v_a , когда $v_a \rightarrow v_i$ радиус R увеличиваясь] стремится к бесконечности.

Физическая интерпретация подобной зависимости радиуса R от характеристических констант основана на том, что при неизменных источниках энергии повышенные потери носителей должны компенсироваться увеличением активной зоны (см., например, [7]).

2. Дисперсионное уравнение

Переходя к рассмотрению вопроса об устойчивости, будем предполагать, что действующие на заряженные компоненты силы полностью передаются нейтральному газу. Такое предположение делает возможным применение гидродинамического способа описания возмущенного движения. Далее, поскольку решается задача об устойчивости пространственной формы, то ее границы выступают явно в качестве граничных условий, и поэтому, при скоростях движения значительно меньших, чем скорость звука, вопрос о том сжимаема среда или не-

сжимаема—становится непринципиальным. Стало быть, мы можем для облегчения решения считать среду несжимаемой. Пренебрегая также вязкостью, напомним исходные линеаризованные уравнения

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} \delta \rho + \vec{u} \cdot \nabla \rho &= 0, \quad \nabla \cdot \vec{u} = 0, \\ \rho_m \frac{d\vec{u}}{dt} &= -\nabla \delta P + \rho \nabla \delta V + \delta \rho \nabla V.\end{aligned}\quad (10)$$

Здесь $\vec{u}$ — гидродинамическая скорость, одинаковая для всех частиц, как нейтральных, так и заряженных, ρ_m — плотность массы всех компонент в том числе и нейтрального газа, ρ — плотность объемного заряда, V — потенциал электрического поля, P — давление, а $\delta \rho$, δP , δV — возмущения соответствующих величин.

Всякое малое изменение геометрической формы шнура и вызванные им малые возмущения характерных величин ($\delta \rho$, δP , δV и т. п.) будем представлять в виде суперпозиции волн, каждую из которых запишем как (некоторая функция от r) $\times \exp \{ikz + im\theta + i\omega t\}$. Вводим соленоидальный вектор смещения среды

$$\begin{aligned}\vec{\xi}(r, \theta, z, t) &= \vec{\xi}(r) \exp \{ikz + im\theta + i\omega t\}, \\ \vec{\xi}(r) &= -\nabla \varphi, \quad \nabla^2 \varphi = 0, \quad \vec{u} \equiv \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t}.\end{aligned}\quad (11)$$

Здесь φ — некоторая потенциальная функция, которая должна быть непрерывной и иметь непрерывную первую производную на границе $r = R$. Теперь, после отделения временного множителя, уравнения (10) приводятся к виду

$$\delta \rho = -\vec{\xi} \cdot \nabla \rho, \quad (12)$$

$$-\omega^2 \rho_m \vec{\xi} = -\nabla \delta P + \rho \nabla \delta V + \delta \rho \nabla V, \quad (13)$$

Покажем прежде всего, что электрическое поле (7), вызывающее совместную диффузию электронов и положительных ионов, нечувствительно к изменениям геометрической формы границ шнура. Действительно, из (7) в линейном приближении относительно малых величин δn и δE получаем

$$\delta \vec{E} = \nabla \delta V = \frac{\alpha \nabla \delta n - \vec{E} \delta n}{n} = \frac{\alpha \nabla \delta \rho - \vec{E} \delta \rho}{\rho}.$$

Подстановка последнего выражения в (13) дает

$$-\rho_m \omega^2 \vec{\xi} = -\nabla \delta P + \alpha \nabla \delta \rho. \quad (14)$$

С другой стороны, для несжимаемой жидкости можно написать

$$\nabla P = \rho \nabla V = \rho \vec{E} = \alpha \nabla \rho, \quad \delta P = -\vec{\xi} \cdot \nabla P = -\alpha \vec{\xi} \cdot \nabla \rho.$$

Имея в виду также уравнение (12), мы убеждаемся, что правая часть уравнения (14), написанная для каждой компоненты заряженных частиц, тривиально обращается в нуль при всех $\vec{\xi}$. Таким образом, при деформации поверхности отшнурованного столба плазмы электрическое поле вида (7) не может вызывать изменение гидродинамической скорости. Отсюда следует, что в рамках условий данной задачи, устойчивость формы шнура обусловлена только полем избыточного объемного заряда (6). Это поле может быть вычислено с помощью уравнения Пуассона, которое для равновесного и возмущенного состояний соответственно имеет вид

$$\nabla^2 V = \frac{1}{\epsilon_0} \begin{cases} \rho_0 J_0(\beta_1 r) & (r < R) \\ \rho'_0 K_0(\beta_2 r) & (r > R), \end{cases} \quad (15)$$

$$\nabla^2 \delta V = \frac{1}{\epsilon_0} \begin{cases} \delta \rho = -\vec{\xi} \cdot \nabla \rho & (r < R) \\ \delta \rho' = -\vec{\xi}' \cdot \nabla \rho' & (r > R). \end{cases} \quad (16)$$

Решения уравнений (15), удовлетворяющие граничным условиям, вытекающим из требования непрерывности потенциала и его первой производной на поверхности $r = R$, находятся непосредственным интегрированием и представляются в виде

$$\left. \begin{aligned} V &= \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\rho}{\beta_1^2} [1 - J_0(\beta_1 r)] \quad (r < R), \\ V' &= \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\rho'_0}{\beta_2^2} K_0(\beta_2 r) + C'_1 \ln r + C'_2 \quad (r > R), \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$\text{где } C'_1 = \frac{R}{\epsilon_0} \left[\frac{\rho_0}{\beta_1} J_1(\beta_1 R) + \frac{\rho'_0}{\beta_2} K_1(\beta_2 R) \right],$$

а C'_2 — несущественная постоянная.

Для построения решений уравнения (16) необходимо, чтобы был известен аналитический вид амплитуды вектора смещения $\vec{\xi}(r)$. Компоненты этого вектора находятся из уравнений (11). Они имеют вид

$$\{\xi_r, \xi_\theta, \xi_z\} = \frac{\epsilon}{I_m(kR)} \left\{ I'_m(kr); \frac{im}{kr} I_m(kr); iI_m(kr) \right\}, \quad (18)$$

$$\{\xi'_r, \xi'_\theta, \xi'_z\} = \frac{\epsilon}{K_m(kR)} \left\{ K'_m(kr); \frac{im}{kr} K_m(kr); iK_m(kr) \right\}, \quad (18)$$

где ϵ — некоторая малая величина первого порядка, а $I_m(kr)$ и $K_m(kr)$ — бесселевы функции чисто мнимого аргумента. Теперь решения уравнений (16), построенные по методу Лагранжа, могут быть представлены в виде

$$\delta V = C_1 I_m(kr) - \int_0^r F(\tau) [I_m(k\tau) K_m(kr) - I_m(kr) K_m(k\tau)] \tau d\tau,$$

$$\delta V' = C_2 K_m(kr) - \int_r^\infty F'(\tau) [I_m(k\tau) K_m(kr) - I_m(kr) K_m(k\tau)] \tau d\tau, \quad (19)$$

где постоянные C_1 и C_2 определяются, как обычно, из требования непрерывности потенциала и его первой производной на возмущенной поверхности рассматриваемой конфигурации. Найденные таким образом выражения для этих констант следующие:

$$C_1 = - \int_0^R F(\tau) K_m(k\tau) \tau d\tau + \int_R^\infty F'(\tau) K_m(k\tau) \tau d\tau,$$

$$C_2 = - \int_0^R F(\tau) I_m(k\tau) \tau d\tau + \int_R^\infty F'(\tau) I_m(k\tau) \tau d\tau,$$

где функции $F(\tau)$ и $F'(\tau)$, определенные с помощью (12) и (18), выглядят так:

$$F(\tau) = \delta\rho/\varepsilon_0 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \rho_0 \beta_1 J_1(\beta_1 \tau) \frac{I_m(k\tau)}{I_m(kR)} \exp(ikz + im\theta + i\omega t),$$

$$F'(\tau) = \delta\rho'/\varepsilon_0 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \rho_0' \beta_2 K_1(\beta_2 \tau) \frac{K_m'(k\tau)}{K_m'(kR)} \exp(ikz + im\theta + i\omega t).$$

Анализ возмущений будем проводить при помощи дисперсионного уравнения, которое может быть получено из (13). Опуская преобразования, аналогичные тем, которые приведены в работе [8], выпишем результат

$$\omega^2 \int_V \rho_m \xi^2 dv = - \int_S (\vec{n} \cdot \vec{\xi})(\delta V + \vec{\xi} \cdot \nabla V) \rho dS +$$

$$+ \int_V \vec{\xi} \cdot \nabla \rho (\delta V + \vec{\xi} \cdot \nabla V) dv, \quad (20)$$

где $\vec{n}$ — единичный вектор нормали с компонентами.

$$\{n_r, n_\theta, n_z\} = \left\{ 1, -\varepsilon \frac{im}{R} \exp(ikz + im\theta + i\omega t), -\varepsilon ik \exp(ikz + im\theta + i\omega t) \right\},$$

а интегрирование ведется по невозмущенным объему и поверхности.

Подставляя в (20) значения ρ , V , $\vec{\xi}$, δV соответственно из (6), (17), (18) и (19) и проводя вычисления (которые здесь опускаются), получаем

$$\rho_m \left\{ \frac{I_m(kR)}{I_m(kR)} + \frac{K_m(kR)}{K_m(kR)} \right\} \frac{\omega^2}{kR} = - \frac{\rho_0^2 J_0^2(\beta_1 R)}{\varepsilon_0} \left\{ S_{10}^2(R) - N_{k0}^2(R) - \right.$$

$$\left. - I_m(kR) K_m(kR) [S_{1l}(k) S_{1k}(R) + S_{1k}(R) (S_{1l}(r) - S_{1l}(R) S_{1k}(r) - \right.$$

$$-N_{kk}(R)N_{kl}(R) - N_{kl}(R)N_{kk}(r) + N_{kk}(R)N_{kl}(r) - \quad (21)$$

$$-D_{kk}(R) \left[\frac{1}{\beta_1 R} \frac{J_1(\beta_1 R)}{J_0(\beta_1 R)} + \frac{1}{\beta_2 R} \frac{K_1(\beta_2 R)}{K_0(\beta_2 R)} \right],$$

где введены обозначения следующего типа:

$$\left. \begin{aligned} S_{k0}^2(R) &= \int_0^R \left[\frac{J_1(\beta_1 r)}{J_0(\beta_1 R)} \frac{I'_m(kr)}{I'_m(kR)} \right]^2 r dr, \\ N_{k0}^2(R) &= \int_R^\infty \left[\frac{K_1(\beta_2 r)}{K_0(\beta_2 R)} \frac{K'_m(kr)}{K'_m(kR)} \right]^2 r dr, \\ S_{lk}(r) &= \int_0^r \frac{\beta_1 I_1(\beta_1 r)}{J_0(\beta_1 R)} \frac{I'_m(kr)}{I'_m(kR)} \frac{K_m(kr)}{K_m(kR)} \frac{r dr}{R}, \\ N_{kl}(r) &= \int_R^\infty \frac{\beta_2 K_1(\beta_2 r)}{K_0(\beta_2 R)} \frac{K'_m(kr)}{K'_m(kR)} \frac{I_m(kr)}{I_m(kR)} \frac{r dr}{R}, \\ D_{kk}(R) &= \int_R^\infty \frac{\beta_2 K_1(\beta_2 r)}{K_0(\beta_2 R)} \left[\frac{K'_m(kr)}{K'_m(kR)} \right]^2 dr. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

3. Анализ поверхностных волн

Исследование устойчивости можно проводить по знаку правой части уравнения (21), где записано изменение потенциальной энергии, рассматриваемой конфигурации [8]. При этом положительный знак правой части уравнения (21) означает, что $\omega^2 > 0$ и система устойчива, а отрицательному знаку соответствуют мнимые значения ω и неустойчивость системы.

Однако уравнение (21) в представленном виде сложно для исследования. Упростим его, рассматривая функции (22) как интегралы Стильтьеса. Замечая, что эти интегралы не зависят от волнового числа k и входят в уравнение (21) совершенно симметрично, мы можем, при применении к ним теоремы о среднем, заменить средние значения максимальными.

Поступая таким образом, правую часть уравнения (21) приводим к виду

$$\delta W = -\frac{1}{2} \frac{\rho_0^2}{\varepsilon_0} \left\{ J_1^2(a) - \frac{4J_0(a)J_1(a)}{a} + J_0^2(a) \left[\frac{K_1^2(b)}{K_0^2(b)} + \frac{4}{b} \frac{K_1(b)}{K_0(b)} \right] + \right.$$

$$\left. + 2[2J_0(a) - 1] I_m \left(2\pi \frac{a}{\lambda} \sqrt{\frac{D_s}{v_l - v_a}} \right) K_m \left(2\pi \frac{a}{\lambda} \sqrt{\frac{D_s}{v_l - v_a}} \right) \right\}. \quad (23)$$

Естественно полагать, что v_l и v_a заданы, а длина волны может принимать любое значение спектра малого поверхностного возмущения.

Сначала рассмотрим два предельных случая отношения ν_1/ν_a .

а) Пусть $\nu_1/\nu_a \gg 1$. Согласно соотношению (9) и рис. 1 это приводит к малым значениям a и b , причем $a > b$. Заменяя в (23) бесселевы функции своими асимптотическими значениями при малых a и b , получаем, что правая часть этого уравнения меньше нуля, т. е.

$$-\frac{\rho_0^2}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{5}{b^2} + I_m \left(2\pi \frac{a}{\lambda} \sqrt{\frac{D_s}{\nu_1 - \nu_a}} \right) K_m \left(2\pi \frac{a}{\lambda} \sqrt{\frac{D_s}{\nu_1 - \nu_a}} \right) - 1 \right\} < 0.$$

Это значит, что ω мнимая величина и, следовательно, все гармоники в спектре малого возмущения, в том числе и симметричные ($m=0$), приводят к неустойчивости. Иными словами тонкий шнур абсолютно неустойчив относительно изменений геометрической формы поверхности. Важно отметить, что скорость нарастания неустойчивостей при этом, благодаря достаточно быстрому стремлению b к нулю, очень велика.

в) Пусть, теперь $\nu_1/\nu_a \approx 1$. Согласно рис. 1 это возможно при $b \gg a \rightarrow 2,4$, и все члены, содержащие $J_0(a)$, стремятся к нулю. Поэтому из (23) получаем, что даже несимметричные гармоники с $m \gg 3$ и с достаточно большой длиной волны могут оказаться устойчивыми. При этом критическая длина, разделяющая устойчивые волны от неустойчивых, определяется условием

$$I_m \left(2\pi \frac{R}{\lambda_*} \right) K_m \left(2\pi \frac{R}{\lambda_*} \right) = \frac{1}{8}.$$

Очевидно, что разным m соответствуют различные критические длины волн. Для симметричной волны, например,

$$\lambda_* = \frac{\pi a}{2} \sqrt{\frac{D_s}{\nu_1 - \nu_a}} = \frac{\pi R}{2}. \quad (24)$$

Оценим эту величину. Считая $C=2$, можно написать [9]

$$D_s \approx 2D_a = 2\mu_+ \frac{T_+ + T_-}{11600}.$$

В нашем случае плазму можно считать изотропной ($T_+ = T_- = T$, $T = 300^\circ K$). Принимая подвижность положительных ионов равной подвижности ионов в атмосфере ($\approx 1 \text{ см}^2/\text{сек.вольт}$), получим для коэффициента диффузии $D_s \approx 0,1 \text{ см}^2/\text{сек.}$ Пусть, далее, $\nu_1 - \nu_a \approx 0,1 \text{ сек}^{-1}$. Тогда из (24) получается, что

$$\lambda_* = 3,8 \text{ см}, \quad R = 2,4 \text{ см}.$$

В случае, когда a и b конечны, необходимым условием устойчивости, согласно (23), является неравенство

$$2J_0(a) - 1 < 0, \quad (25)$$

поскольку сумма остальных слагаемых в правой части уравнения (23) положительна при всех значениях a и b . Рассмотрим характерный случай, когда $\nu_1 = 2\nu_a$. При этом $a = b = 1,6$ и условие (25) выполняет-

ся, но оно недостаточно для устойчивости. Достаточное условие получается из (23) и может быть записано в виде

$$I_m \left(2\pi \frac{R}{\lambda} \right) \cdot K_m \left(2\pi \frac{R}{\lambda} \right) \geq 4,5.$$

При $m \neq 0$ это условие не выполняется независимо от значения λ . Оно может соблюдаться только тогда, когда $m = 0$, притом для больших значений λ . Заменяя модифицированные функции Бесселя I_0 и K_0 в последнем выражении своими асимптотическими значениями при больших λ , мы получаем, что критическая волна в этом случае имеет длину

$$\lambda_{*} = 2\pi R e^{4,5} = 180 \cdot \pi a \sqrt{\frac{D_s}{v_l - v_a}}.$$

Итак мы приходим к заключению, что неустойчивость плазменного шнура существенно связана с радиусом активной зоны, где происходит затрачивание энергии источников на поддержание ионизации газа. Максимальный радиус, при котором абсолютная неустойчивость шнура еще сохраняется, может быть определен из условия (25) замены знака неравенства в нем знаком равенства, т. е.

$$R_{\max} = 1,53 \sqrt{\frac{D_s}{v_l - v_a}}.$$

При мощных источниках радиус активной зоны очень мал. Поэтому такие разряды крайне неустойчивы.

В заключение выражаю глубокую благодарность проф. А. А. Власову за ценные указания.

Ереванский государственный
университет

Поступила 2 марта 1967.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Ленерт, Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых. Физика плазмы и термоядерные реакции, М. Гостехиздат, стр. 648, Т. 1 (1959).
2. Б. Б. Кадомцев, А. В. Недоспасов, Атомная энергия, 230, 1960.
3. Roy R. Janson and David A. Jerde, The Physics of Fluids 5, 8 (1962).
4. А. Я. Воронов, Вестник МГУ, 5, 74 (1957).
5. И. Н. Илина, Диссертация, МОТИ, 1955.
6. W. P. Allis and D. J. Rose, Phys. Rev. 93, 84 (1954).
7. Н. А. Капулов, Электроника, М., Гостехиздат, 1953.
8. И. Бернштейн, Е. Фримен, М. Крускал, Ф. Калсруд, Проблемы современной физики 5, 85 (1958).
9. D. J. Rose, M. J. Clark, Plasmas and Controlled Fusion, Louelton (1960).

ԱԶԱՏ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹՈՎ ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ՍՅԱՆ ՁԵՎԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ
ՎՐԱ ՏԱՐԱՄԱԿԱՆ ԼԻՑԲԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Վ. Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Հոդվածում քննության է առնված տարածական լիցքի ազդեցությունը զլանածակ պլազմային սյան կայունության վրա ալիքային զրգռումների նկատմամբ, որոնք ձգտում են փոփոխել նրա մակերևույթի երկրաչափական ձևը:

Ցույց է տրված, որ ծավալային լիցքի ամբիպոլյար բաշխումը չի ազդում սյան կայունության վրա:

Այնուհետև էներգետիկ սկզբունքով ստացված է սյան կայունության շափանիշը, երբ լիցքի բաշխումը համապատասխանում է սովորական և ամբիպոլյար դիֆուզիաների միջև ընկած դեպքին: Ցույց է տրված նաև, որ ալիքային լիցքի առկայությունը հանգեցնում է կայունության և ակտիվ տիրույթի շառավիղի էական կապին: Ընդ որում, որքան փոքր է ակտիվ տիրույթի շառավիղը, այնքան մեծ թվով հարմոնիկներ են դառնում անկայուն: Այդ պատճառով հզոր աղբյուրի կողմից ստեղծված բարակ սյունը ծայրահեղորեն անկայուն է:

Գնահատված է, այնուհետև, սյան բացարձակ անկայունության մասսիմալ շառավիղը:

ON THE INFLUENCE OF THE VOLUME CHARGE ON THE
STABILITY OF A PLASMA COLUMN WITH
FREE BOUNDARY

V. H. VARDANIAN

The influence of the diffusion distribution of the volume charge on the stability of cylindrical plasma column with respect to such perturbations that tend to change the geometrical form of the column surface is considered.

It is shown that the ambipolar distribution does not influence the stability of the form of long plasma column.

It is obtained the criterion of the column stability, when the charge distribution corresponds to the intermediate case between the ordinary and the ambipolar diffusion. It is also shown that the presence of such a charge brings to the essential relation between the stability and the radius of the active zone. Moreover, very thin stream caused by the powerful source is extremely unstable.