

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ИОННОГО ПУЧКА В ХОЛЛОВСКОМ УСКОРИТЕЛЕ

Бизюков А.А.

Харьковский Государственный Университет, Физико-технический факультет, Кафедра физики плазмы. Украина, 310108, Харьков, пр.Курчатова, 31.

В настоящей работе изучается механизм развития электростатической неустойчивости ионного пучка в катодной области холловского ускорителя. Предложенная модель основана на существовании положительной обратной связи между потенциалом

виртуального анода и током ионного пучка. Рассчитаны временные характеристики и форма колебаний потенциала виртуального анода. Проведено сравнение расчётов с экспериментальными данными.

В работах [1,2] показано, что в холловском ускорителе с анодным слоем (УАС) в ускорительном режиме возбуждение электростатической неустойчивости приводит к образованию в пространстве пульсирующего виртуального анода (ВА) с $e\varphi_1 \ll \varepsilon_i$ (где φ_1 — потенциал виртуального анода, ε_i — средняя энергия ионного пучка), следствием этого является сильная модуляция разрядных токов, деформация токовых характеристик и расфокусировка ионного пучка. В настоящей работе предлагается механизм развития электростатической неустойчивости в прикатодной области холловского ускорителя, основанный на существовании положительной обратной связи между потенциалом виртуального анода и плотностью ионов в пучке, осуществляемой отраженными ионами.

При исследовании связи между изменениями разрядных характеристик и возбуждением электростатической неустойчивости виртуальный анод моделировался сеткой, установленной в выходной кольцевой щели ускорителя, на которую подавался положительный потенциал. Эта зависимость, представляющая собой стационарную вольтамперную характеристику виртуального анода, представлена на Рис.1. При небольших по величине изменениях потенциала виртуального анода ($e\varphi_1 \ll \varepsilon_i$) ток ионного пучка изменяется вдвое. Таким образом, в разряде существует мощный усилительный механизм, действие которого приводит к сильной модуляции ионного пучка с энергией в сотни и тысячи электрон-вольт пульсациями потенциала в несколько десятков вольт в катодной области. Ускоритель работает как усилитель мощности с коэффициентом усиления $K_p = P_{\text{вых}} / P_{\text{вх}} = \varepsilon_i / e\varphi_1 \xi$, где $P_{\text{вых}}$ — выходная мощность, $P_{\text{вх}}$ — входная мощность в цепи сетки, ξ — коэффициент непрозрачности сетки. Для типичных параметров разряда ($\varepsilon_i = 700$ эВ, $\varphi_1 = 50$ В, $\xi = 0,3$) $K_p \approx 40$.

Наличие статической ВАХ ВА позволяет построить модель динамического поведения виртуального анода. В начальный момент времени пучок скомпенсирован, его объемный заряд ρ равен нулю, практически все ионы покидают разрядный промежуток и ток на катод мал. Пусть в момент времени $t - \tau_i$ (где τ_i — характерное время изменения плотности ионного пучка) в пучке возникает положительная флуктуация плотности ионов, которая приводит к декомпенсации пучка и формированию в катодной области виртуального анода, если $\tau_i < \tau_e$ (τ_e — время образования электронов в пучке). При этом величина потенциала виртуального анода определяется выражением:

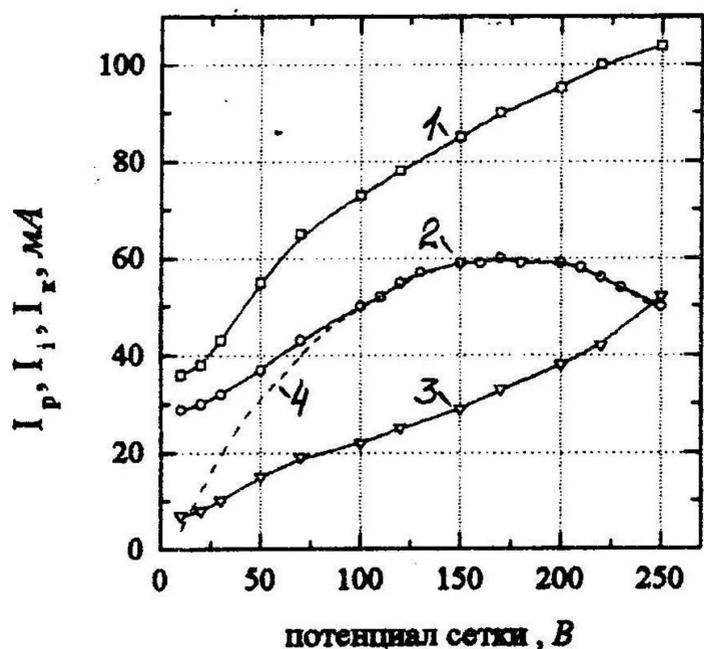


Рис.1. Зависимости разрядного тока (1), тока ионного пучка (2 – экспериментальная кривая, 4 – аппроксимированная параболой кривая 2) и тока на катод от потенциала сетки, моделирующей пульсации потенциала в катодной области холловского ускорителя при $U = 2$ кВ, $H = 1500$, $p = 5 \cdot 10^{-5}$ Торр.

$$\varphi(t - \tau_i) = 2\pi\rho(t - \tau_i)(r_2^2 - r_1^2) \ln \frac{2R}{r_1 + r_2}, \quad (1)$$

где r_1 – внутренняя граница пучка, r_2 – внешняя граница пучка, R – радиус пучкопровода, $\rho(t - \tau_i) = e(n_i(t - \tau_i) - n_e(t - \tau_i)) > 0$, здесь $n_i(t - \tau_i)$ – плотность ионов, $n_e(t - \tau_i)$ – плотность электронов в пучке. Низкоэнергетичная часть функции распределения с энергией $\varepsilon_i < e\varphi$ ионов пучка, не способных преодолеть потенциальный барьер в выходной щели ускорителя, бомбардирует катод, увеличивая эмиссию электронов с катода и интенсивность разряда. Через время τ_i , включающее в себя пролетное время ионов и время ионизации в разряде УАС, ток пучка и, соответственно, его объемный заряд увеличивается и принимает значение $\rho(t)$. Это, в свою очередь, приводит к увеличению потенциала виртуального эмиттера до значения $\varphi(t)$. Таким образом, потенциал виртуального анода в момент времени t определяется потенциалом виртуального анода в момент времени $t - \tau_i$. Количественно эта связь соответствует стати-

ческой вольтамперной характеристике виртуального анода.

Если аппроксимировать экспериментальную статическую ВАХ виртуального анода параболой (Рис.2, кривая 4), то выражение для плотности ионного пучка имеет вид:

$$\tilde{n}_i(t - \tau_i) = K - (K - 1)(\tilde{\varphi}(t - \tau_i) - 1)^2 \quad (2)$$

где $\tilde{\varphi}(t - \tau_i) = \varphi(t - \tau_i) / U_0$ – безразмерный потенциал ВА; $\tilde{n}(t - \tau_i) = n(t - \tau_i) / n_0$ – безразмерная плотность пучка; $K = n_{\max} / n_0$ – коэффициент усиления плотности пучка.

Предположим, что время образования электронов в области виртуального анода много меньше характерного времени нарастания потенциала. Тогда можно положить $\tilde{n}_e(t - \tau_i) = 1$ и $\tilde{\varphi}(t) = (K - 1) \cdot [2\tilde{\varphi}(t - \tau_i) - \tilde{\varphi}^2(t - \tau_i)]$. Учитывая что $\tilde{\varphi}(t - \tau_i) = \tilde{\varphi}(t) - \tau_i \tilde{\varphi}'(t)$ получим уравнение для потенциала виртуального анода:

$$\tilde{\varphi}'(t) = -(1 - \tilde{\varphi}(t')) \pm \sqrt{1 - \alpha\varphi(t')}, \quad (4)$$

где $\alpha = 1 / (K - 1)$, $t' = t / \tau_i$. В условиях эксперимента $K \approx 2$, $\alpha = 1$ и решение принимает следующий вид:

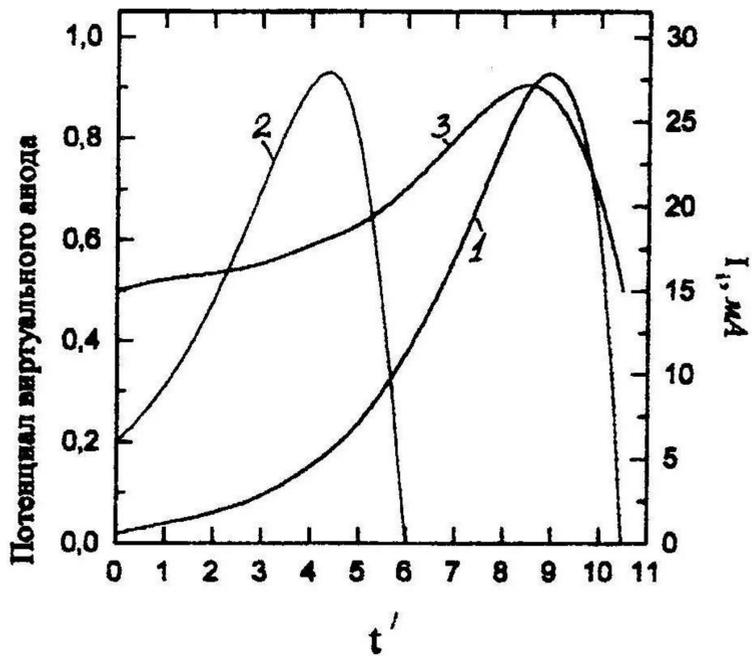


Рис.2. Зависимости потенциала виртуального анода и тока ионного пучка от времени. 1 – потенциал ВА при $\tilde{\varphi}_0 = 0,02$; 2 – потенциал ВА при $\tilde{\varphi}_0 = 0,2$; 3 – ток ионного пучка.

$$\tilde{\varphi}(t') = 1 - \left(\frac{\tilde{\varphi}_0}{2} \cdot e^{\frac{t'}{2}} - 1 \right)^2 \quad (5)$$

при начальных условиях: $t' = 0$, $\tilde{\varphi} = \tilde{\varphi}_0 \ll 1$.

На Рис.2 представлены зависимости потенциала ВА от времени при значениях $\tilde{\varphi}_0 = 0,02$ (1) и $\tilde{\varphi}_0 = 0,2$ (2). Время нарастания потенциала ВА от $\tilde{\varphi}_0$ до 1 зависит от величины начальной флуктуации $\tilde{\varphi}_0$: $t = 2 \ln(2 / \tilde{\varphi}_0)$; а время спада не зависит от $\tilde{\varphi}_0$: $t = 2 \ln 2$. Период колебаний определяется выражением $T = 2\tau_i \ln(4 / \tilde{\varphi}_0)$ и зависит как от величины начальной флуктуации плотности ионного пучка, так и от характерного времени нарастания тока ионного пучка $\tau_i = (L / v_i) + (1 / \nu_i)$, где L / v_i — характерное пролетное время отраженных ионов, ν_i — частота ионизации в УАС.

Измерение параметров колебаний потенциала виртуального анода показало, что период колебаний уменьшается с ростом давления рабочего газа, энергии ионов и растет с ростом магнитного поля. Форма колебаний тока ионного пучка представлена на Рис.2 (кривая 3) и достаточно точно совпадает с рассчитанной формой колебаний потенциала виртуального анода при малых начальных флуктуациях и $K \approx 2$.

Таким образом, предложенная модель образования и динамики ВА дает не только качественное, но и удовлетворительное количественное согласие с экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] А.А.Бизюков, Е.И.Луценко, Н.Д.Середа, В.И.Фареник, Н.Н.Юнаков. "Влияние электростатической неустойчивости на разрядные характеристики плазменного ускорителя с анодным слоем". УФЖ, т.30, №7, 1985.
- [2] А.А.Бизюков, Н.Н.Юнаков, А.Ф.Целуйко, А.А.Скрышник, Н.Д.Середа. "Образование и динамика виртуального анода в ускорителе с анодным слоем". УФЖ, т.36, №3, 1991.