

04; 10

© 1991 г.

ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ИОННО-ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ В ПРОСТРАНСТВЕ ДРЕЙФА С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

А. А. Гончаров, А. В. Затыган, И. М. Проценко

Исследуется динамика усиления газовой компенсации интенсивного ионного пучка при введении положительного потенциала в пространстве дрейфа последнего. Установлено, что имеются два характерных этапа в эволюции ионно-пучковой плазмы. Наличие этих этапов проявляется в двухступенчатой форме импульсов плотности тока пучка, сигналов емкостного зонда и др. Сравнительные величины ступенек нетривиально зависят от физических параметров системы и ее предистории. Показано также, что мгновенные радиальные распределения медленных ионов оказываются немонотонными с абсолютным максимумом, смещающимся с ростом давления к периферии, а зондовые характеристики существенно деформируются из-за присутствия быстрых пространственно-изотропизированных электронов вторичной эмиссии. Предложены соображения о физических механизмах наблюдаемых явлений и количественные оценки, качественно объясняющие экспериментальные результаты.

Введение

В процессе компенсации объемного заряда интенсивного пучка положительных ионов могут использоваться электроны, генерируемые самим пучком как в результате ударной ионизации остаточного газа, так и электроны вторичной ионно-электронной эмиссии [1]. Создавая благоприятные условия для увеличения времени удержания вторичных электронов в объеме пучка можно резко повысить темп газовой компенсации. Этого, в частности, можно добиться введением положительного потенциала в пространство дрейфа пучка. Как было показано в [2], наличие положительного потенциала в пространстве дрейфа, ограниченном заземленными стенками, приводит при низких давлениях к резкому уменьшению радиального электрического поля в пучке и существенному улучшению его транспортировки из-за развития несамостоятельного газового разряда.

Дальнейшее исследование временной динамики процесса формирования ионного пучка и эволюции плазменной среды, обусловленных дополнительной ионизацией остаточного газа вторичными электронами, выявило два характерных этапа эволюции ионно-пучковой плазмы. Длительность первого могла достигать в зависимости от экспериментальных условий ~ 50 мкс и определялась резким возрастанием времени удержания быстрых вторичных электронов в системе при подаче положительного потенциала. Второй связан с процессами накопления медленных заряженных частиц из-за ионизационных актов, вытеснения электрического поля в пристеночные слои и привязки потенциала пространства к вводимому потенциалу [3]. В настоящей работе приводятся результаты детального исследования динамики формирования ионного пучка и развития газового разряда, а также соображения о физических механизмах наблюдаемых явлений.

Экспериментальная установка и методика измерений

Экспериментальные исследования проводились на установке, схематически представленной на рис. 1. Модифицированный ионный источник 1 типа «обращенный газомagnetрон» с двумя накаливаемыми вольфрамовыми витками на ди-

электрических торцах позволял инжектировать в дрейфовое пространство длиной $L \sim 20-30$ см пучок ионов водорода с начальным диаметром 1.5 см, энергией $\epsilon_n \leq 40$ кэВ и током $I_n \leq 1.2$ А при длительности импульса $\tau_n \sim 100$ мкс. В режиме без магнитного поля, создаваемого током по катодному блоку, но с накаленными витками ионный источник мог обеспечить получение малошумящего пучка с током $I_n \leq 0.1$ А, используемого для контрольных экспериментов. Длина пучка ограничивалась секционированным коллектором 7, совмещенным с электростатическим анализатором 8, позволяющим измерять ток присоевых

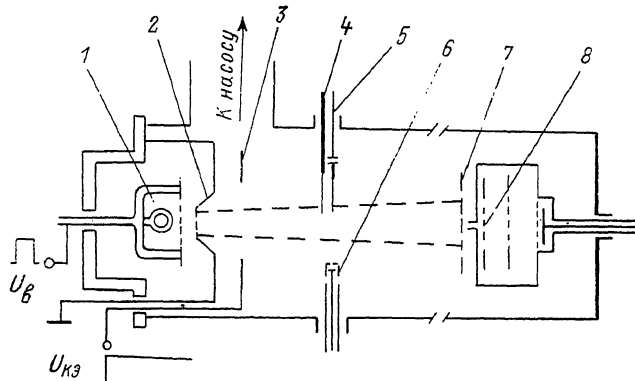


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — ионный источник, 2 — экстрактор, 3 — кольцевой электрод, 4 — ленгмюровский зонд, 5 — емкостный зонд, 6 — зонд-анализатор, 7 — секционированный коллектор, 8 — электростатический анализатор.

частиц пучка. На помещаемый коаксиально с пучком в дрейфовой камере кольцевой электрод 3, площадь S_d и средний диаметр d которого варьировались в пределах $S_d \sim 8-140$ см², $d \sim 0-11$ см, подавалось ступенчатое напряжение $U_{кэ}(t)$ (рис. 1) с фронтом нарастания ~ 1.5 мкс, временем экспоненциального спада ~ 300 мкс и максимальной амплитудой ~ 2 кВ. Момент подачи $U_{кэ}(t)$ мог регулироваться в широком интервале времени, перекрывающем длительность импульса пучка. Для измерения параметров пучка и плазменной среды использовались подвижные цилиндрические и плоские ленгмюровские зонды 4, 5, а также миниатюрный, экранированный от быстрых частиц пучка зонд-анализатор 6 с варьлируемым потенциалом экранирующей сетки. Давление остаточного газа в камере поддерживалось в пределах $p \sim 5 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-2}$ Па.

Экспериментальные результаты

Основными изменяемыми параметрами в эксперименте были амплитуда и момент приложения импульса $U_{кэ}$, давление p , площадь S_d , полный ток пучка I_n и его энергия ϵ_n . Эксперименты выявили два характерных этапа в эволюции ионно-пучковой плазмы при подаче $U_{кэ}$. Первый определяется интервалом времени, когда в процессе выравнивания потенциала пространства в среде и привязки к потенциалу кольцевого электрода преобладает роль вторичных электронов с коллектора. Второй связан с процессом накопления медленных заряженных частиц за счет ионизации с участием быстрых электронов и пучка, определяющим дальнейшую эволюцию потенциала пространства к вводимому потенциалу. Наличие этих двух этапов проявляется в характерной двухступенчатой форме импульсов плотности тока пучка, сигнала емкостного зонда, тока на кольцевой электрод и др. На рис. 2 представлен ряд осциллограмм импульса тока ионного пучка $I_{ин}$ на коллектор электростатического анализатора, демонстрирующих эволюцию формы и величины тока пучка в функции давления при наложении импульса $U_{кэ}$ в начальной фазе развития пучка (стрелкой указан момент подачи $U_{кэ}$). Характерная особенность осциллограмм, отчетливо видная на рис. 2, б, в, — наличие двух выраженных ступенек роста плотности тока пучка. С увеличением давления (рис. 2, г), а также при сдвиге времени подачи $U_{кэ}$ к концу импульса пучка (рис. 2, д) такая двухступенчатость не наблюдается.

Эта же закономерность проявляется и на осциллограммах тока пучка на центральном электроде секционированного коллектора. Прикладывая импульс $U_{кз}$ примерно на половине длительности импульса пучка и сопоставляя величины ступенек, можно оценить степень усиления газовой компенсации в зависимости от различных параметров. На рис. 3 приведена зависимость тока $I_{ап}$ от полного тока $I_{в}$. Как следует из рис. 3, а, существует некоторый критический ток пучка, выше которого эффект положителен и с ростом последнего быстро увеличивается. Отметим также, что оптимум усиления газовой компенсации в функции $U_{кз}$, обнаруженный в [2], с ростом $I_{в}$ в типичных условиях эксперимента смещается в сторону больших $U_{кз}$. На рис. 4 представлена зависимость $I_{ап}$ от дав-

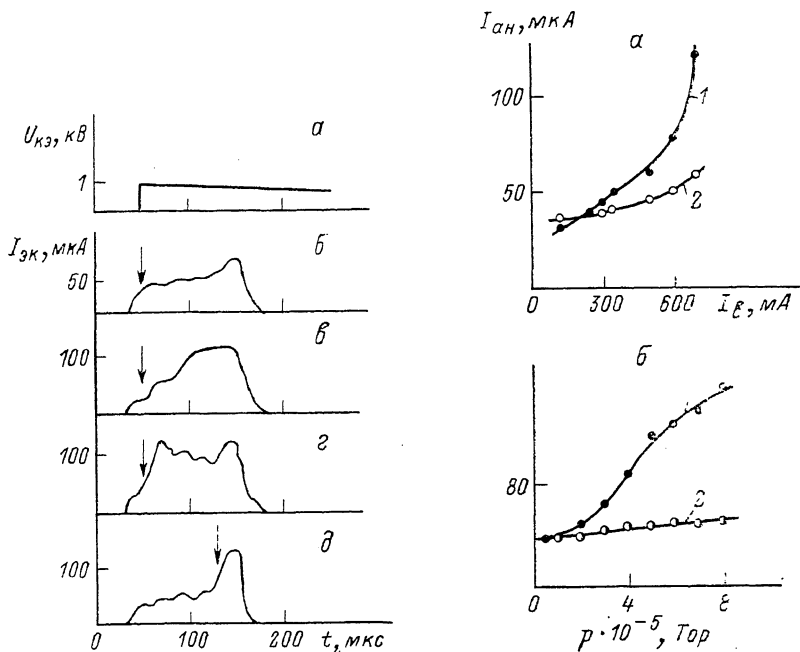


Рис. 2. Типичные осциллограммы тока ионного пучка на электростатический анализатор. $S_A = 8 \text{ см}^2$, $I_{в} = 0.55 \text{ А}$, $\epsilon_{в} = 30 \text{ кВ}$; а — импульс напряжения на кольцевом электроде, б — $p = 4 \cdot 10^{-3}$, $\epsilon = 5.3 \cdot 10^{-3}$, $\gamma = 1 \cdot 10^{-2}$, $\delta = 5.3 \cdot 10^{-3}$ Па.

Рис. 3. Зависимости осевого тока ионного пучка от полного тока (а) и от давления в камере дрейфа (б).

а: $p = 4 \cdot 10^{-2}$ Па, $\epsilon_{в} = 30 \text{ кВ}$, $S_A = 20 \text{ см}^2$; $U_{кз}$, кВ: 1 — 1, 2 — 0; б: $S_A = 20 \text{ см}^2$, $I_{в} = 0.55 \text{ А}$, $\epsilon_{в} = 30 \text{ кВ}$; $U_{кз}$, В: 1 — 600, 2 — 0.

ления в камере дрейфа. Следует отметить наличие характерного излома кривой I (рис. 3, б), наблюдаемого в области $p \sim 3-7 \cdot 10^{-3}$ Па при различных значениях S_A , $I_{в}$, $U_{кз}$. Аналогичный излом, наблюдаемый на кривой зависимости тока кольцевого электрода от p , коррелирует с изломом кривой I .

Наличие ленгмюровского и емкостного зондов обеспечивало в условиях эксперимента точную фиксацию локальных и временных вариаций плавающего потенциала пространства развивающейся ионно-пучковой плазмы. Типичные осциллограммы импульсов емкостного зонда при двух значениях давления p представлены на рис. 4. Как видим из рис. 4, в и в этом случае четко наблюдается двухступенчатая форма импульса $U_{сз}$. Сравнительные величины имеющих ступенек и их длительности нетривиально зависят от физических параметров системы (p , $U_{кз}$, $I_{в}$, S_A , $\epsilon_{в}$) и предыстории ее развития. Так, в сходных условиях эксперимента потенциал второй ступени при малом $S_A = 8 \text{ см}^2$ отстает от первой, в области средних $S_A = 40-80 \text{ см}^2$ превосходит ее, а при $S_A = 140 \text{ см}^2$ разница между ними практически нивелируется. Интересно проследить процесс вытеснения электрического поля из объема пучка. На рис. 5 представлены радиальные распределения $U_{сз}$, полученные для двух разных моментов времени.

Кривая 2 отвечает времени, соответствующему середине первой ступени, а кривая 1 — середине второй. Видно, как по мере накопления медленных заряженных частиц и развития плазменной среды происходит выравнивание потенциала и электрическое поле вытесняется из пучка (при $r=2$ см плотность тока пучка уменьшается почти на порядок).

Были проведены измерения динамики образования медленных ионов с помощью экранированного зонда-анализатора. Если в развитой ионно-пучковой плазме, когда $U_{кз}=0$, мгновенные (усредненные за 5 мкс) радиальные распределения медленных ионов имеют вид кривой с максимумом при $r=0$, то при наличии достаточно большого $U_{кз}$ такое распределение становится существенно немонотонным с абсолютным максимумом, смещающимся к периферии системы (рис. 6, а). Представленные на рис. 6, б зависимости потока медленных ионов на коллектор зонда-анализатора в функции r свидетельствуют, что процессы

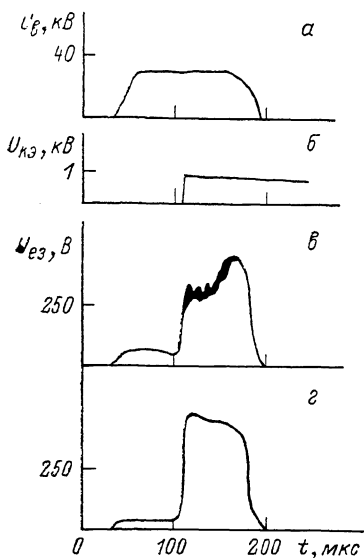


Рис. 4. Осциллограммы сигналов емкостного зонда для разных давлений.

$S_A = 25 \text{ см}^2$, $I_B = 0.65 \text{ А}$; а — импульс высокого напряжения на экстракторе, б — импульс $U_{кз}$, в — $p = 1.1 \cdot 10^{-3}$, г — $6.7 \cdot 10^{-3}$ Па.

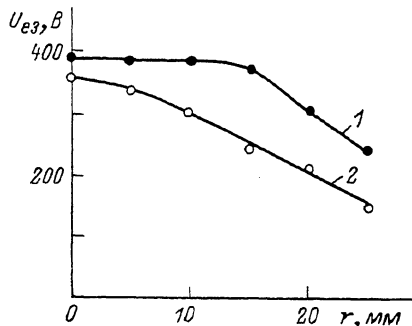


Рис. 5. Радиальное распределение плавающего потенциала для разных моментов времени.

$S_A = 25 \text{ см}^2$, $I_B = 0.64 \text{ А}$, $U_B = 30 \text{ кВ}$, $p = 6.7 \cdot 10^{-4}$ Па.

образования ионов на оси системы ($r=0$) и на периферии ($r=6$ см) существенно различаются. Как видим, кривая максимального тока ионов при $r=6$ см является нелинейной и имеет характерный излом в области тех же $p \sim 3-7 \times 10^{-3}$ Па.

И, наконец, заметим, что проведенные в работе серии мгновенных (за 5 мкс) зондовых измерений как с помощью ленгмюровских плоских и цилиндрических зондов, так и с помощью экранированного зонда с варьируемым потенциалом экранирующей сетки позволили установить наличие характерного максимума на ионной ветви зондовой характеристики, четко проявляющегося при достаточно высоком потенциале пространства в системе (рис. 7, а, б).

Обсуждение экспериментальных результатов

Совокупность представленных экспериментальных данных можно качественно объяснить, предположив следующее.

1. Введение положительного потенциала в пространство дрейфа ионного пучка оказывается эффективным, когда величина этого потенциала меньше потенциала нескомпенсированного пучка.

2. Образующие ионным пучком на коллекторе вторичные электроны, выбиваемые медленными ионами с поверхности камеры объемом V , осциллируют во всех направлениях до попадания на кольцевой электрод. По аналогии с полым катодом [4] среднюю длину пробега таких электронов можно представить в виде $l=4V/S_A$.

3. Скорость установления стационарного состояния газового разряда и его характер определяются степенью развития ионно-пучковой плазмы и величиной S_{\perp} . Деформации ионной части зондовых характеристик естественно объясняются тем, что быстрые пространственно-изотропизированные электроны имеют коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии больше единицы. Так что такие экспериментальные факты однозначно указывают на присутствие группы быстрых электронов в системе.

Равновесные концентрации различных компонент заряженных частиц можно оценить, исходя из упрощенных представлений об их кинетике. Полагаем, что быстрые первичные электроны выбиваются ионным пучком с коллектора пло-

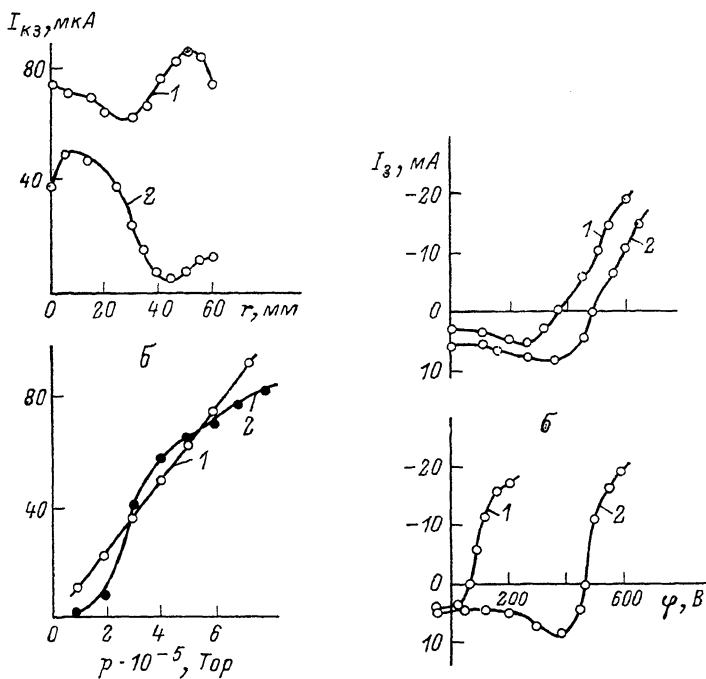


Рис. 6. Радиальное распределение медленных ионов (а) и зависимость тока медленных ионов от давления (б).

а: $I_{\text{в}} = 0.6$ А, $S_{\perp} = 100$ см², $U_{\text{кз}} = 600$ В; p , Па: 1 — $4.5 \cdot 10^{-3}$, 2 — $2 \cdot 10^{-3}$; б: $I_{\text{в}} = 0.6$ А; $\epsilon_{\text{в}} = 30$ кэВ; $U_{\text{кз}} = 600$ В; τ , см: 1 — 0, 2 — 6.

Рис. 7. Типичные характеристики цилиндрического зонда.

$S_{\perp} = 140$ см²; $I_{\text{в}} = 0.55$ А; $p = 6.6 \cdot 10^{-3}$ Па; $U_{\text{кз}}$, В: 1 — 0, 2 — 600; τ , см: а — 0, б — 3.5.

щадью S_k и уходят из объема полости V через некоторое среднее время жизни τ_e . Тогда

$$\gamma_i j_{\text{в}} S_k = (n_e / \tau_e) V, \quad (1)$$

где $\tau_e = l / \langle v_e \rangle$; $\langle v_e \rangle$ — средняя скорость осциллирующих электронов, зависящая от потенциала $U_{1,3}$; γ_i — коэффициент ионно-электронной эмиссии быстрых частиц пучка.

Уравнение кинетики медленных электронов при достаточно большом давлении можно представить в следующем виде:

$$V (dn_{eM} / dt) = n_e \langle v_e \rangle n_a \sigma_e V + n_{\text{в}} n_a \sigma_i v_{\text{в}} V_1 - (n_{eM} / \tau_{eM}) V. \quad (2)$$

Здесь $\tau_{eM} = \beta L / v_{eT}$, v_{eT} — тепловая скорость электронов, β — геометрический фактор порядка единицы, V_1 и $v_{\text{в}}$ — объем и скорость пучка, n_a — концентрация нейтральных атомов газа.

Из (2) с учетом (1) получаем в стационаре

$$n_{eM} = \beta \frac{I_a n_a \sigma_i L}{\pi R^2 e v_{is} T} (4 \gamma_i \sigma_e \pi R^2 / \sigma_i S_A + 1). \quad (3)$$

Аналогично для n_{iM} с учетом $\tau_{iM} = \beta_1 R / v_{is}$, где R — радиус полости (полагая $L \gg R$), v_{is} — скорость ухода медленных ионов из объема плазмы порядка скорости неизотермического звука, получим

$$n_{iM} = \beta_1 \frac{I_a n_a \Sigma \sigma_i}{e v_{is} \pi R} (4 \gamma_i \sigma_e \pi R^2 / \Sigma \sigma_i S_A + 1). \quad (4)$$

Здесь $\Sigma \sigma_i = \sigma_i + \sigma_{\text{пер}}$. В реальных условиях эксперимента выражения в скобках (3) и (4) могут в 10—50 раз превосходить единицу, определяя тем самым степень усиления газовой компенсации осциллирующими вторичными электронами. Поток медленных ионов на стенки камеры выбивает вторичные электроны с коэффициентом γ'_i . Дополнительное количество медленных ионов, образуемых этими электронами в объеме, равно

$$n'_{iM} = \beta_1 \frac{4 \gamma'_i S n_a \sigma_e R}{S_A} n_{iM}, \quad (5)$$

где S — поверхность полости камеры.

Сопоставляя (4) и (5), видим, что концентрация дополнительных ионов растет с n_a нелинейно. При $n'_{iM} \gg n_{iM}$ начинает выполняться условие самовоспроизводства ионов, ускоренных в пристеночных слоях, и высоковольтный тлеющий разряд переходит в самостоятельный. Это произойдет при

$$\beta_1 \frac{4 \gamma'_i S n_a \sigma_e R}{S_A} \geq 1.$$

Для типичных условий $L=30$ см, $R=12$ см, $S_A=25$ см², $\gamma'_i \sim 0.1$, $\sigma_e \sim 3.2 \cdot 10^{-16}$ см² критическое значение $n_a = 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³, что отвечает давлению $p \approx 2.7 \cdot 10^{-2}$ Па и качественно согласуется с экспериментальными данными. Отметим также, что максимальные плотности радиального тока медленных ионов достигали в эксперименте нескольких мА/см².

Список литературы

- [1] Габович М. Д. // УФН. 1977. Т. 55. № 2. С. 259—284.
- [2] Гончаров А. А., Проценко И. М., Сажков М. П. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 5. С. 931—935.
- [3] Гончаров А. А., Затыган А. В., Проценко И. М. // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Харьков, 1989. С. 149—150.
- [4] Метель А. С. // ЖТФ. 1985. Т. 54. Вып. 2. С. 241—247.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
3 декабря 1990 г.