

04;10
©1994

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ НА КОМПЕНСАЦИЮ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА ШИРОКОГО ПУЧКА ИОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

С.В.Дудин, А.В.Зыков

Изучение зарядовой и токовой нейтрализации интенсивных ионных пучков (ИП) стимулируется многообразием их применения в науке и технологии [1,2]. Компенсация объемного заряда ИП может достигаться как в результате автоматического появления электронов в пространстве транспортировки (автокомпенсация), так и при помощи дополнительной их инжекции [1]. Дополнительный источник электронов (чаще всего термокатод) обычно используют, когда значительная часть пучка попадает на диэлектрическую поверхность, и возникает необходимость в токовой нейтрализации. В некоторых случаях накаливаемый катод-нейтрализатор (КН) может быть применен для более полной зарядовой компенсации с целью снижения потенциала плазмы, величина которого характеризует степень компенсации объемного заряда ИП.

В работе [3] были представлены результаты измерений функции распределения электронов по энергии f_e , температуры электронов ее максвелловского ядра T_e и потенциала плазмы φ_{pl} для случая автокомпенсации широкого ИП низкой энергии. Влияние дополнительной эмиссии электронов рассмотрено не было.

Очевидно, что наличие в системе такого интенсивного источника электронов, как термокатод, существенно изменяет баланс частиц и энергии, а следовательно, и параметры ионно-пучковой плазмы (ИПП). В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований параметров ИПП (φ_{pl} , T_e , f_e) при компенсации объемного заряда ИП посредством термокатада (в сравнении с аналогичными результатами без КН).

Исследования проводились на установке, оснащенной многоканальным источником ионов (ИИ) типа "Радикал-М" [4]. Следует отметить, что данный тип ИИ не очень удобен для исследовательских целей, поскольку не позволяет независимо регулировать основные параметры: плотность тока, энергию пучка, газопоток. Кроме того, ИП, создаваемый им, имеет размытый энергетический спектр. В то же время

этот тип ИИ широко используется в промышленности, что и обусловило выбор источника ионов.

Диаметр пучка 50, длина 200 мм, средняя энергия ионов 0.3–1 кэВ. Пучок распространялся в камере с заземленными металлическими стенками. Металлическая мишень и катод ИИ также были заземлены. Все потенциалы измерялись относительно стенки камеры. Давление рабочего газа (воздух) в камере изменялось в диапазоне 10^{-5} – 10^{-3} Тор. Катод-нейтрализатор прямого накала представлял собой петлю из вольфрамовой проволоки диаметром 0.4 и длиной 20 мм и был расположен на границе ИП.

Для измерения φ_{pl} , T_e и f_e использовалась методика одиночного цилиндрического зонда, дополненная модуляционной методикой двукратного дифференцирования зондового тока I_p по потенциалу зонда φ_p [5]. φ_{pl} определялся по максимуму второй производной, а T_e — по углу наклона линейного участка $d^2 I_p / d\varphi_p^2$ в полулгарифмическом масштабе (см. рис. 2).

Экспериментально установлено, что во всем рассматриваемом диапазоне параметров результаты измерения φ_{pl} и T_e не зависят от пространственных координат, за исключением тонких пристеночных слоев, что дает возможность не указывать точку измерения. Таким образом, пространственное распределение потенциала плазмы имеет вид потенциальной ямы для электронов с плоским дном.

На рис. 1 представлены характерные зависимости φ_{pl} , T_e и тока эмиссии КН I_e от параметров системы. Для сравнения там же приведены аналогичные зависимости $\tilde{\varphi}_{pl}$ и \tilde{T}_e , полученные при отсутствии накала КН.

Появление эмиссии с КН при увеличении тока накала I_n обычно приводит к снижению φ_{pl} и росту T_e (рис. 1,а). Установившиеся значения этих величин зависят от параметров ИП, давления газа в пространстве транспортировки и потенциала КН.

Обращает на себя внимание зависимость T_e и φ_{pl} (рис. 1,б) от тока соленоида ИИ I_s (т.е. от напряженности магнитного поля H в выходном канале ИИ). T_e и φ_{pl} монотонно растут с ростом H , тогда как ток пучка I_b имеет максимум (I_e коррелирует с I_b), т.е. T_e и φ_{pl} могут принимать различные значения при одинаковых I_b . Это может быть связано с зависимостью энергетического спектра и фокусировки ИП от H . Необходимо отметить, что напряженность рассеянного магнитного поля, создаваемого ИИ в месте расположения КН, не превышала 5 Э, т.е. влиянием магнитного поля непосредственно на электроны можно, по-видимому, пренебречь.

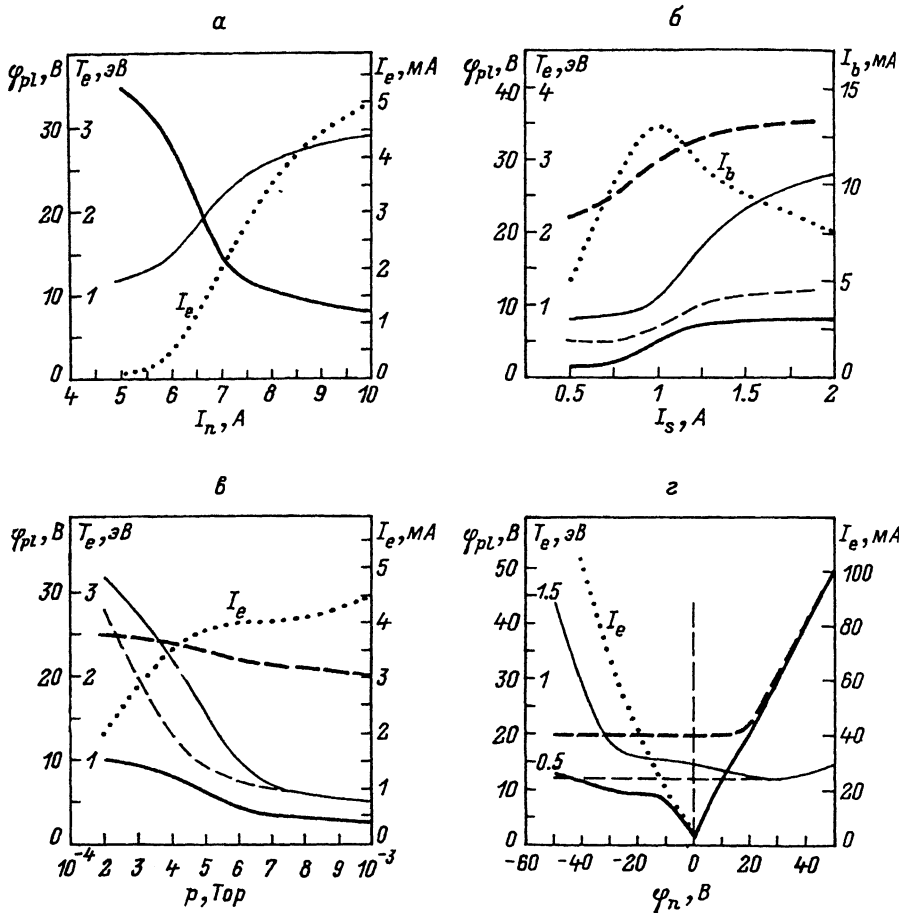


Рис. 1. Зависимость T_e и φ_{pl} от параметров системы при использовании КН. Утолщенные линии — φ_{pl} , тонкие — T_e . Штриховые — аналогичные зависимости при отсутствии накала КН. Для всех графиков анодное напряжение ИИ $U_a = 1.5$ кВ;

а — $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $I_s = 2$ А, $I_b = 7.5$ мА; б — $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $I_M = 9$ А; в — $I_n = 9$ А, $I_s = 2$ А, $I_b = 4$ мА; г — $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $I_s = 0.5$ А, $I_n = 9$ мА.

С ростом давления в пространстве транспортировки ИП наблюдается улучшение нейтрализации (рис. 1, г), связанное с увеличением частоты электрон-атомных соударений, приводящих к появлению нейтрализующих электронов [3]. Падение T_e с ростом давления подтверждает сделанное в [3] предположение об электрон-атомных столкновениях как об

основном канале потери энергии электронным газом. Регулировка давления при снятии зависимостей (рис. 1, е) производилась изменением скорости откачки. Ток пучка посредством изменения газонапуска поддерживался постоянным.

Роль термоэлектронов в формировании параметров ИПП зависит от соотношения между потенциалами нейтрализатора φ_n , плазмы φ_{pl} и стенок камеры. Анализ зависимостей, представленных на рис. 1, г, показывает, что при отрицательных φ_n даже небольшое превышение потенциала КН над "стенками" потенциальной ямы приводит к появлению "сквозного" тока термоэлектронов, ускоренных разностью потенциалов между КН и плазмой и попадающих на стенки камеры.

Как видно из рисунка, увеличение тока эмиссии не только не снижает φ_{pl} , но и приводит к его быстрому росту, т.е. к ухудшению нейтрализации. Этот факт свидетельствует о том, что термоэлектроны непосредственно не могут скомпенсировать объемный заряд ионов пучка (как и γ -электроны при автокомпенсации [^{3,6}]), а компенсация производится низкоэнергетичными электронами ИПП, запертыми в потенциальной яме. Термоэлектроны могут попадать в число запертых, теряя энергию в неупругих столкновениях с атомами газа, а также при кулоновских столкновениях с плазменными электронами. Роль термоэлектронов при этом аналогична роли γ -электронов [³].

Дальнейший рост отрицательной величины φ_n приводит к росту электронной температуры и, как следствие, к росту φ_{pl} , компенсирующему рост скорости ухода электронов через высокоэнергетичный хвост f_e .

Небольшой положительный потенциал КН не позволяет термоэлектронам покидать пространство транспортировки ИП, они могут накапливаться в потенциальной яме, улучшая нейтрализацию (см. также [⁷]). Минимальное значение φ_{pl} в описываемой системе достигается при $\varphi_n = 0-2$ В.

При увеличении φ_n до равновесного значения $\tilde{\varphi}_{pl}$ эмиссия прекращается, КН становится эффективным стоком для электронов, что приводит к росту φ_{pl} . В этом случае $\varphi_{pl} \approx \varphi_n$, и отключение накала не приводит к изменению параметров изучаемой системы. Вынужденный рост потенциала плазмы обычно сопровождается повышением T_e .

Энергоанализ электронной компоненты ИПП показал, что при использовании ТК f_e , кроме низкоэнергетической максвелловской части, содержит группу ускоренных термоэлектронов (рис. 2), при этом основная часть электронной плотности сосредоточена в максвелловской группе. Для сравнения там же показан вид f_e при отсутствии на-

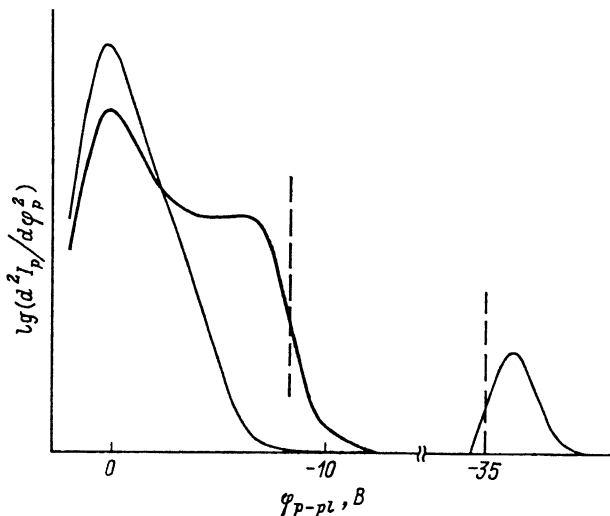


Рис. 2. Типичный вид функции распределения электронов ИП по энергии при наличии накала заземленного КН (утолщенная линия) и при его отсутствии (тонкая линия). Вертикальные штриховые линии границ удержания электронов (потенциал стенки катеры) в этих случаях.

$p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор, $I_s = 2$ А, $U_a = 1.5$ кВ.

кала КН (наряду с максвелловским ядром видна группа γ -электронов [3]).

Таким образом, полученные результаты позволяют установить, что при использовании КН, как и в случае автокомпенсации, компенсацию объемного заряда ИП обеспечивают низкоэнергетичные плазменные электроны, запертые в потенциальной яме. Термоэлектроны (так же, как и γ -электроны) ответственны за поставку частиц и энергии в максвелловское ядро электронного газа. По нашему мнению, эти результаты могут быть полезны при разработке ионно-плазменного технологического оборудования.

Список литературы

- [1] Габович М.Д. // УФН. 1977. Т. 121. В. 2. С. 259–284.
- [2] Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М., 1986. 364 с.
- [3] Дудин С.В., Зыков А.В., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 6. С. 22–26.
- [4] Маишев Ю.П. // Электронная промышленность. 1990. В. 5. С. 15.

- [5] *Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С.* Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. М., 1981. 142 с.
- [6] *Зыков А.В., Марущенко Н.Б., Фареник В.И.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 9-13.
- [7] *Зыков А.В. и др.* А.С. СССР № 1580852.

Харьковский университет;
Научный физико-технологический центр
Харьков, Украина

Поступило в Редакцию
18 марта 1994 г.
