

УДК 533.9.07

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОИЗОЛИРОВАННОГО ДИОДНОГО ПРОМЕЖУТКА В ПЛАЗМООПТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

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

Приводятся результаты экспериментального изучения магнитоизолированного диодного промежутка в плазмооптическом режиме, когда приложенное магнитное поле существенно превышает критическое, а релятивистские и диамагнитные эффекты отсутствуют. Путем сопоставления зависимостей пропускной способности промежутка от разрядного тока плазменного источника ионов установлено, что наложение на компенсирующий электронный фон магнитного поля в несколько раз увеличивает плотность формируемого кольцевого ионного пучка в соответствии с развитыми ранее теоретическими представлениями. Показано также вытеснение электрического поля объемным зарядом замагниченного электронного облака.

Физика магнитоизолированного диодного промежутка (ДП), в частности эффект пропускания экстремально больших, существенно превосходящих пеллгюровский предел $j_{i,1} = 1/9\pi \sqrt{2e/MU_b^2/d^2}$ (U_b — напряжение на промежутке длиной d ; e , M — заряд и масса ускоренных ионов) плотностей тока, представляет несомненный интерес [1] и является предметом пристального как теоретического [2-6], так и экспериментального изучения [7-8]. Среди теоретических работ отметим [5], в которой с целью адекватного объяснения экспериментальных результатов обращено внимание на необходимость учета электронных утечек на анод при напряженности изолирующих магнитных полей H , большей критического значения $H^* = 1/d (2MU_b c^2/e)^{1/2}$, и рассчитаны предельные плотности ионного тока в релятивистском диоде с сильно выраженным электронным диамагнетизмом. В работе [6] была предложена и обоснована модель одномерного ДП в плазмооптическом режиме, когда приложенное $H \gg H^*$, релятивистскими и диамагнитными эффектами полностью пренебрегается, и показано, что в одномерном ДП $j_{i, \text{пред}} \leq 3.24 j_{i,1}$. При этом центральным допущением в динамике электронной компоненты явилось предположение, что электроны, эмиттируемые с катодной плоскости, движутся в направлении к аноду благодаря наличию феноменологической подвижности, иными словами, электронные утечки на анод подчиняются закону Ома и, следовательно, согласованы с полем ускоряющего промежутка.

В проведенных экспериментальных исследованиях довольно часто имеет место ситуация, при которой анод (образующаяся на аноде плазма) служит эмиттером ионов, в то время как катод является источником электронов (испускаемых образующейся в катодной плоскости плазмой) либо термоэлектронов, удерживаемых в объеме промежутка применением изолирующего магнитного поля $H > H^*$. Заметно также стремление в модельных экспериментах [9] использовать достаточно «мягкие» режимы работы ДП ($U_b \sim 50$ Кв, плотности ионного тока j_i составляют десятки А/см², приложенное $H \geq 2H^*$). Однако при таких «мягких» условиях диамагнитные эффекты могут проявляться уже слабо, и поэтому сравнение данных эксперимента [9] с выводами работы [6] представляется не вполне убедительным. Цель настоящей работы — экспери-

Описание экспериментальной установки и методики измерений

Эксперименты проводились на установке, схематически приведенной на рис. 1. В качестве эмиттера ионов водорода применялся плазменный источник типа УАД. Разряд поджигался в магнитном поле, создаваемом катушкой 1, между анодом 2 и железным ярмом 3, вместе с медным электродом (4) организуя катодный блок. Этот электрод имел кольцевую щель шириной 2 мм и средним \varnothing 24 мм для извлечения ионного пучка из источника. Радиальное магнитное поле напряженностью $H_s \leq 4$ кЭ и длительностью $\tau \approx 200$ мкс в области ускорения ионного пучка создавалось с помощью плоской катушки (экстрактора) 6, помещенной на расстоянии до 10 мм от плоскости источника. В катушке имелась кольцевая щель, позволявшая выводить часть ионного пучка на коллектор 8 и получать сведения о плотности ионного тока, проходящего на плоскость экстрактора. В непосредственной близости от плоскости катушки (1—1.5 мм) крепилось вольфрамовое накаливаемое кольцо 7, служившее эмиттером электронов. С целью локализации влияния на электроны импульса высокого напряжения U_B (до 50 кВ и $\tau \approx 100$ мкс) и устранения краевых эффектов применялось охранное кольцо 5, размещавшееся на расстоянии 2—8 мм от электрода 4, который благодаря наличию скин-эффекта играл также роль концентратора магнитного потока в объеме ускоряющего ДП. Оптимальная конфигурация силовых линий магнитного поля и соответствующее количество витков во внутренней и внешней частях катушки подбирались с помощью численного моделирования. Как правило, измерения проводились в интервале времени, при котором магнитное поле практически сохранялось неизменным. Отметим также высокую эффективность используемого источника ионов типа УАД [10]. В режиме извлечения величина ускоряемого в зазоре ионного потока может составлять более половины тока разряда и практически линейно растет вместе с последним.

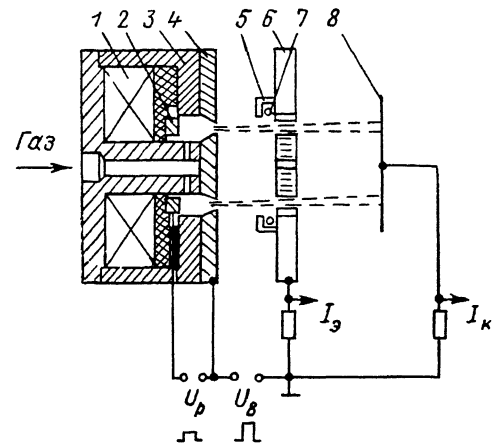


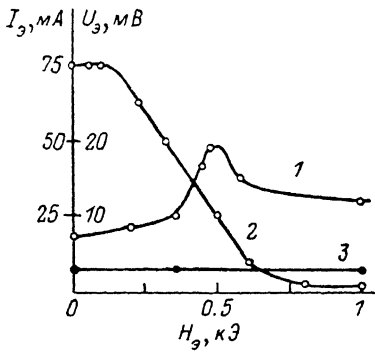
Рис. 1.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Проведение в условиях эксперимента необходимых исследований было возможно благодаря дозированному напуску в камеру источника водорода, тщательному выбору моментов подачи импульсов разрядного и высокого напряжений, работе на фронтах импульсов и сокращений времени генерации ионного пучка в источнике. Применение в совокупности этих мер обеспечивало воспроизводимость источника и либо вовсе исключало развитие самостоятельного высоковольтного разряда в ускоряющем промежутке, либо приводило к его затягиванию и дискриминации во времени импульсов ионных токов, обусловленных ионами, извлекаемыми из источника, и ионами из разряда. Как показали эксперименты, наложение радиального магнитного поля на ускоряющий зазор улучшает его пропускную способность и увеличивает электрическую прочность в течение времени, меньшего времени развития самостоятельного разряда.

Максимальная амплитуда импульса ионного пучка на коллекторе I_k ($\tau \leq 30$ мкс) определяется соотношением величин импульсов высокого напря-

жения $U_b \ll 20$ кВ, магнитного поля экстрактора $H_s \ll 3$ кЭ, эффективной длины промежутка, а также наличием термоэмиссии нити экстрактора. Основные эксперименты проводились, когда расстояние d от плоскости охранного кольца до плоскости источника составляло 4 и 8 мм, в то время как расстояние от плоскости экстрактора сохранялось неизменным — 10 мм.



Следует обратить внимание, что в условиях неоднородных E и H полей промежутка магнетронные кривые отсечки нескомпенсированного электронного тока имеют в целом типичный вид. Максимальная амплитуда импульса тока

Рис. 2.

1 — зависимость амплитуды сигнала емкостного зонда от магнитного поля, 2 — кривая отсечки электронного тока, 3 — сигнал зонда в отсутствие электронов в промежутке. $U_b=8$ кВ, $d=10$ мм.

электронов на источник при увеличении магнитного поля в области $H_s=H^*$ спадает и медленно устремляется к нулю в области $H_s \gg H^*$. При этом резко возрастает шумовая модуляция токового сигнала, становясь практически 100 %-ной в области больших магнитных полей. Построенные зависимости

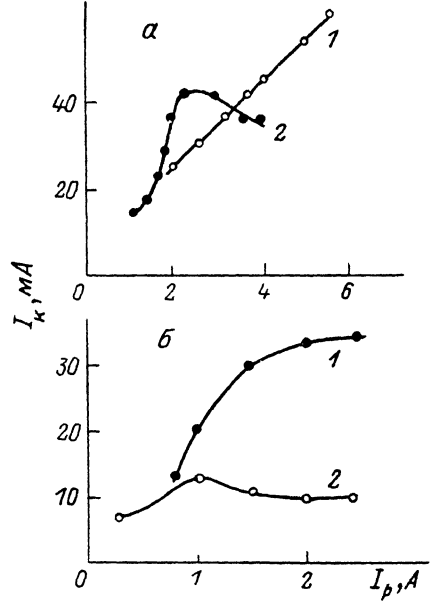
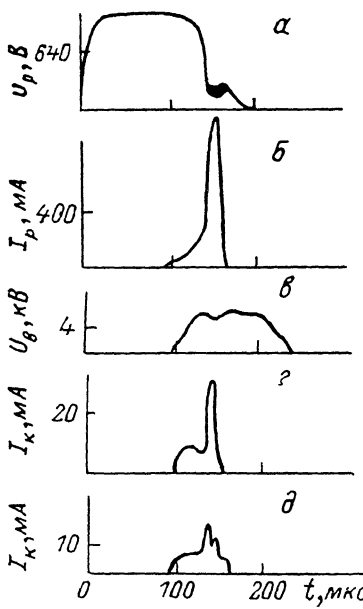


Рис. 3. Осциллограммы импульсов U_p (а), I_p (б), U_b (в), а также I_k для различных значений H_s , H_s , кЭ: а — 2, б — 0.

Рис. 4. Зависимости I_k в функции разрядного тока источника ионов. а: $U_b=15$ кВ, $d=4$ мм; б: $U_b=2.8$ кВ, $d=8$ мм. H_s , кЭ: 1 — 1.8 (а), 2 (б); 2 — 0 (а, б).

напряжения на промежутке $U_b=f(H^*)$, в которых H^* , измеренное вблизи плоскости катушки, определяется по уровню половинного тока экстрактора имеют параболический вид, а точки функции $U_b=f(H_s)$, построенные по уровню тока отсечки, хорошо укладываются на прямолинейную зависимость, свидетельствуя о наличии механизма аномальной подвижности электронного в магнитоизолированном промежутке. Интересно отметить факт увеличения сигнала миниатюрного емкостного зонда, помещаемого в середине ускоряющего

завора, в области $H \gg H^*$ (рис. 2). Поскольку сигнал емкостного зонда определяется суммой токов смещения и конвекции, это может свидетельствовать о том, что при таких магнитных полях граница электронного облака находится в районе зонда, и, таким образом, реализуются условия, при которых происходит перераспределение электрического поля в соответствии с моделями однолармовских электронных кружков [4].

Что касается поведения тока экстрактора I_3 в условиях прохождения ионного пучка, то во всех экспериментах с применением H_3 шумовая модуляция I_3 увеличивается, а амплитуда огибающей токового сигнала в целом уменьшается. Для определенности во всех экспериментах по формированию ионного пучка поддерживался такой ток накала нити $I_{\text{н}}$, при котором в промежутке протекало 200 мА вакуумного электронного тока в отсутствие H_3 в диапазоне изменений U_3 2—20 кВ. Пример осциллограмм импульсов I_k при наличии и отсутствии радиального магнитного поля в области ускорения показан на рис. 3. Как видим, наложение магнитного поля $H_3=2$ кЭ на промежуток приводит в этих условиях к увеличению почти в три раза тока ионного пучка, проходящего на коллектор; отметим также, что наличие компенсирующих электронов в зазоре без магнитного поля слабо сказывается на проходящем ионном пучке.

По-видимому, последовательно судить о пропускной способности магнитоизолированного ДП с компенсирующим электронным фоном можно путем сопоставления зависимости ионного тока коллектора в функции разрядного тока источника с аналогичной зависимостью для случая, когда эффект компенсации от-

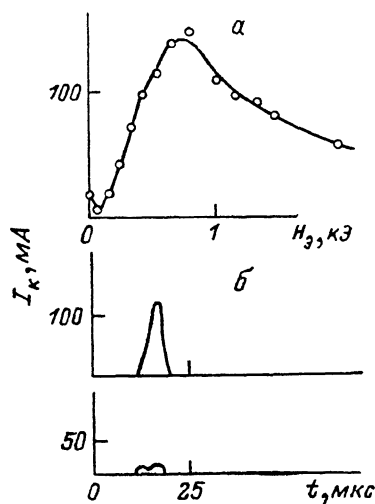


Рис. 5. Зависимость I_k в функции H_3 (а) и осциллограммы импульсов I_k (б).

а: $U_3=1$ кВ, $I_p=5.5$ А, $d=4$ мм, $U_p=300$ В; б: $I_p=5$ А, $H_3=600$ и 0 Э.

сутствует (рис. 4, а). Максимум на кривой 2 определяется предельной пропускной способностью вакуумного промежутка и связан, как известно, с ленгмюровской плотностью тока $j_{\text{лн}}$, поскольку в этом случае эмиссионная граница плазменной поверхности должна находиться в области выходной плоскости источника. Продвижение в область разрядных токов $I_p \geq 4$ А в условиях эксперимента ограничивается пробоями в ускоряющем промежутке, резко снижающими его электрическую прочность. Ситуация существенно изменяется при наличии эффекта компенсации. Как видно из кривой 1, в этом случае формируемые плотности тока ионного пучка заметно возрастают и ограничиваются теперь эмиссионными возможностями источника, что не позволяет в данном случае достичь предельной пропускной способности промежутка. Из аналогичных зависимостей (рис. 4, б), полученных в других, более «мягких», условиях ($U_3 \approx 2.8$ кВ, $I_p \leq 3$ А), видно, что кривая 2 насыщается при токах I_k , примерно в 3 раза превышающих ток коллектора, в отсутствие эффекта компенсации. Можно утверждать, что накопление компенсирующих электронов приводит к увеличению электрического поля в ДП, удержанию эмиссионной границы с более плотной плазмой и формированию на экстракторе ионного пучка большей плотности.

Из характера зависимостей I_k в функции U_3 следует, что эффект компенсации и увеличения тока ионного пучка на коллекторе проявляется прежде всего в условиях, когда сильна замагниченность электронов и ДП работает в плазмооптическом режиме. Представляется важным выяснение роли радиального магнитного поля на величину тока I_k . Типичный вид функции $I_k=f(H_3)$ представлен на рис. 5, а.

Обращает на себя внимание наличие минимума при малых значениях H_0 . Вероятно, это связано с тем, что наложение магнитного поля приводит к искривлению траекторий электронов и искажению конфигурации электрического поля в зазоре. При больших же значениях магнитного поля, когда электроны замагничены, происходит перестройка силовых линий электрического поля и проявляются эффекты компенсации ионного пучка. Спад тока после максимума обусловлен, по-видимому, заметным возмущением траекторий ионов водорода с ростом H_0 (лармюровский радиус протонов в этих условиях ~ 3 см). Осциллограммы импульсов I_k в области оптимальных значений H_0 показаны на рис. 5, 6. Заметим, что длительность импульсов в области больших разрядных токов (5—6 А) сравнительно невелика ($\tau \leq 10$ мкс). Наблюдаемое же увеличение ионного тока на коллекторе в 8—12 раз можно объяснить тем, что в этих условиях U_0 слишком мало, чтобы удерживать плазменную границу в выходной плоскости источника. Поэтому плотность извлекаемого пучка далека от оптимальной.

Таким образом, в работе установлено, что при наличии в ускоряющем ДП изолирующего, компенсирующего электронный фон магнитного поля увеличение плотности формируемого ионного пучка происходит в соответствии с развитыми в [6] теоретическими представлениями, согласно которым имеется предельная плотность пучка, не превышающая $3.24 j_{i1}$. Показано также существование механизма аномальной подвижности электронов в неоднородных скрещенных E и H полях и вытеснение электрического поля объемным зарядом замагниченного электронного облака.

Литература

- [1] Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. Мощные ионные пучки. М.: Энергоиздат, 1984. 152 с.
- [2] Данилов В. Н. Тр. МФТИ, 1962, № 10, с. 67—79.
- [3] Морозов А. И. Физические основы космических электрореактивных двигателей, т. 1, М.: Атомиздат, 1978, с. 276—280.
- [4] Bergeron K. D. Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, N 6, p. 306—308.
- [5] Poukey J. M., Humphries S., Lockner Jr. and T. R. Phys. Fluids, 1982, v. 25, N 8, p. 1471—1479.
- [6] Гончаров А. А., Маринченко А. В., Проценко И. М., Самков М. П. УФЖ, 1985, т. 30, № 5, с. 1339—1344.
- [7] Машиев Ю. П. ПТЭ, 1980, № 1, с. 183—186.
- [8] Maron Y. Phys. Fluids, 1984, v. 27, N 1, p. 285—290.
- [9] Nakagawa Y. Jap. J. Appl. Phys., 1984, v. 23, N 5, p. 643—651.
- [10] Гончаров А. А., Затыган А. В., Проценко И. М. Тез. докл. VI Всес. конф. «Плазменные ускорители и ионные инжекторы». Днепропетровск, 1987, с. 110—111.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
4 марта 1987 г.