

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КАМЕРЫ ИОНИЗАЦИИ И СВОЙСТВ ПОТОКА ГАЗОРАЗРЯДНОГО ИОННОГО ИСТОЧНИКА

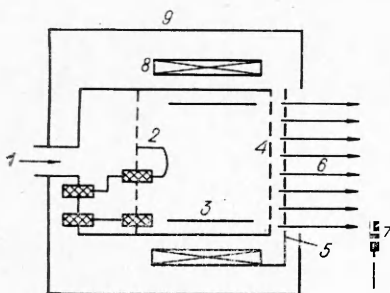
В. Е. Никитин, Л. В. Носачев, В. В. Скворцов

(Жуковский)

Газоразрядный ионный источник с объемной ионизацией [1] является эффективным устройством для создания потоков разреженной плазмы, которые при высоких значениях удельного импульса могут использоваться как реактивные струи [2], а при низких скоростях потока находят применение в экспериментах по ионосферной аэродинамике, проводимых с целью моделирования взаимодействия летательного аппарата с ионосферой [3, 4]. Когда такой источник исследуется как устройство для создания реактивной струи, в качестве его рабочего вещества, наряду с металлами (цезий, ртуть), используются газы: ксенон, аргон, азот, которые (а также гелий) применяются как рабочее вещество газоразрядного источника и в опытах по ионосферной аэродинамике. Поэтому изучение характеристик такого источника при работе на газах представляет значительный интерес.

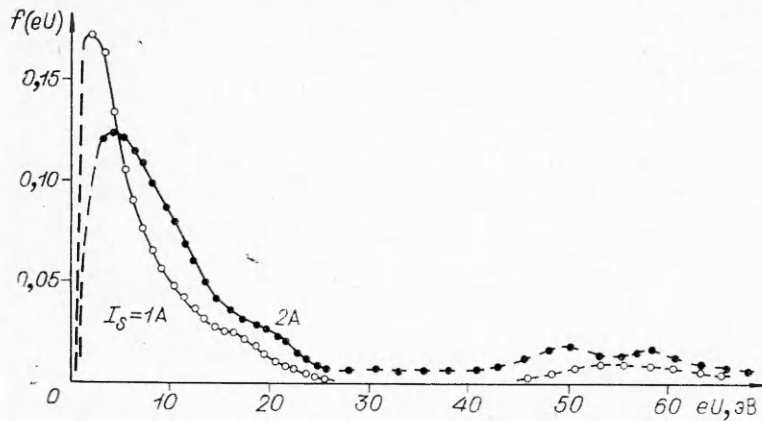
Цель данной работы — исследование характеристик газоразрядного ионного источника и создаваемого им потока плазмы. Высокие значения основных параметров источника (ионный ток, коэффициент использования рабочего вещества, затраты на производство одного иона — цена ионов, энергетический КПД) могут быть получены лишь при реализации определенных условий горения разряда в камере ионизации. Здесь важно знание распределения потенциала плазмы, определяющего потери ионов в камере, и вида функции распределения электронов, от которого зависит эффективность ионизации нейтральных атомов. В экспериментах по ионосферной аэродинамике ионный источник должен создавать поток синтезированной плазмы при сравнительно низких (~ 100 эВ) энергиях направленного движения ионов с необходимой концентрацией в рабочей части потока. Характеристики таких потоков в отсутствие магнитного поля рассматривались в работах [3, 4]. Однако для задач ионосферной аэродинамики требуется также изучение параметров потоков синтезированной плазмы, распространяющихся в магнитных полях напряженностью до нескольких сотен эрстед.

Исследования проводились с источником диаметром 10 см, схематическое устройство которого показано на фиг. 1 (1 — напуск газа, 2 — катод, 3 — анод, 4 — экранная сетка, 5 — ускоряющая сетка, 6 — ионный пучок, 7 — нейтрализатор, 8 — электромагнит, 9 — экран). Процесс эффективного превращения нейтрального газа в плазму, ионный компонент которой получает в дальнейшем требуемую скорость в ионно-оптической системе, происходит в камере ионизации с прямонакальным эмиттером электронов. Для создания собственного магнитного поля в камере ионизации источник имеет электромагнит. Току I_s через его катушку, равному 1 А, соответствовала напряженность магнитного поля на оси камеры, равная 15 Э.



Ф и г. 1

Измерение параметров плазмы в камере ионизации. Распределение потенциала плазмы относительно анода U_a снималось с помощью термозондов по методу, предложенному в [5]. Концентрация заряженных частиц определялась с помощью одиночных плоских и цилиндрических зон-



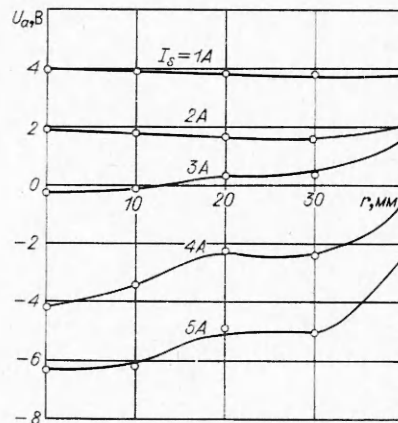
Ф и г. 2

дов. При обработке зондовых характеристик по обычной методике [6] выяснилось, что электронная часть характеристики в полулогарифмических координатах непрямолинейна, т. е. в изучаемом диапазоне режимов камеры ионизации наблюдается отклонение функции распределения электронов по энергии от максвелловской. В этом случае для определения концентрации использовался метод Дрювестейна [7], позволяющий получить функцию распределения по второй производной зондового тока. Последняя находилась на ЭВМ численным дифференцированием зондовой характеристики, разброс значений второй производной в диапазоне энергий 0—70 эВ не превышал 30%.

Присутствие в плазме электронов с большой энергией является причиной дополнительных максимумов функции распределения (фиг. 2, где eU — энергия электронов). По сравнению с результатами работы [8], полученными для паров ртути, δ -функция в энергетическом распределении первичных электронов не реализуется.

Вид распределения потенциала плазмы относительно анода U_a по радиусу существенно зависит от величины напряженности магнитного поля (фиг. 3). При малых напряженностях величина U_a положительна во всем объеме плазмы, т. е. реализуется отрицательное анодное падение, изученное при отсутствии магнитного поля в [9]. Рост напряженности магнитного поля приводит к появлению положительного анодного падения и провисания потенциала ($U_a < 0$) в приосевой зоне. В этих условиях выход ионов на анод невозможен, и достигаются максимальные значения коэффициента использования рабочего вещества. Величина ошибки определения потенциала плазмы термозондовым методом при постоянных значениях тока накала термозонда не превышала $\pm 0,5$ В.

Максимальные значения концентрации заряженных частиц в плазме лежали на уровне $(1-2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, при этом искажающее влияние относительно слабого в рассматриваемых условиях магнитного поля на электронную часть зондовой характеристики не обнаружено.



Ф и г. 3

$I_i, \text{мА}$	207	233	306	347	374
η_m	0,92	0,62	0,81	0,82	0,88
$E_a, \text{эВ/ион}$	540	420	450	440	500
η_n	0,8	0,82	0,84	0,85	0,84

Характеристики ионного источника на ксеноне при высоких удельных импульсах. Исследование характеристик ионного источника как устройства для создания реактивной струи проводилось на аргоне, азоте и ксеноне в качестве рабочих веществ. Среди них ксенон, обладающий низким значением потенциала ионизации и высоким массовым числом, является наиболее подходящим веществом, при использовании которого данное устройство работает наиболее эффективно.

В таблице приведены некоторые характерные данные в исследованном диапазоне параметров; расход ксенона составлял 225—425 мА эквивалентного ионного тока, анодное напряжение — 30—40 В. Полученные максимальные значения ионного тока I_i превышали 370 мА, плотность ионного тока, отнесенная к площади отверстий в сетках ионно-оптической системы, достигала 18 мА/см², коэффициент использования рабочего вещества η_m имел значения в диапазоне 0,6—0,9.

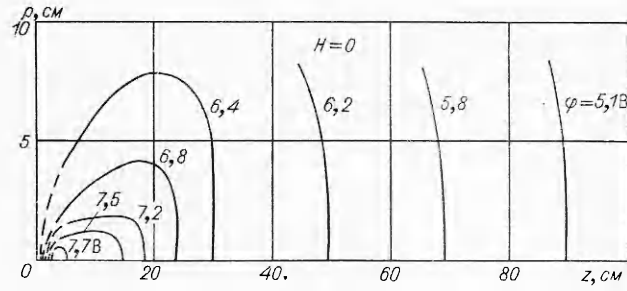
Данные опыты проведены при прозрачности сеток ионно-оптической системы около 0,38, поэтому величина разрядной цены ионов E_a не опускалась ниже 420 эВ/ион. При ускоряющем напряжении, равном 5000 В, энергетический КПД η_n источника, равный отношению мощности в ионном пучке к полной подводимой мощности, составлял 0,8—0,85. Значения удельных импульсов создаваемой источником реактивной струи, вычисленные с учетом величины коэффициента использования рабочего вещества, лежали в диапазоне 5000—7500 с.

Характеристики струи ионного источника в опытах по ионосферной аэродинамике. Параметры, которым в опытах по ионосферной аэродинамике должны удовлетворять создаваемые ионными источниками потоки синтезированной плазмы, рассмотрены в работах [3, 4]. В данной работе исследовались характеристики потока разреженной плазмы с результирующей энергией ~ 100 эВ при его распространении в продольном магнитном поле напряженностью до 700 Э, моделирующем магнитное поле Земли.

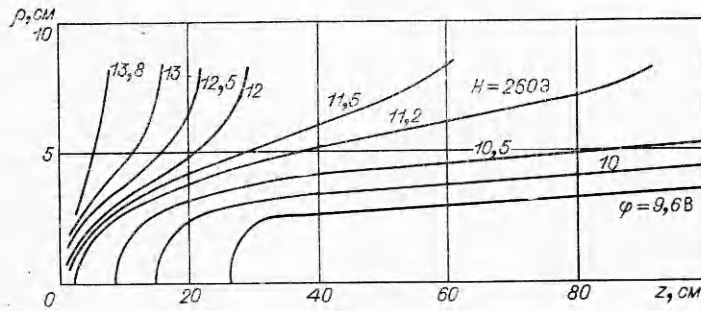
Для измерения параметров потока разреженной плазмы применялись многоэлектродные зонды (измерение энергетического распределения быстрых и медленных ионов, температуры электронов, концентрации медленных ионов), плоские ленточные зонды (определение концентрации быстрых ионов и температуры электронов) [4, 10], тонкие цилиндрические зонды (измерение температуры электронов при наличии магнитного поля) и термозонды (измерение потенциала электрического поля в потоке плазмы) [11].

Определение потенциала в потоке плазмы проводилось по результатам обработки характеристик холодного и нагретого зонда по методике, рассмотренной в работе [11], где проведен анализ ошибок, возникающих при использовании термозондов в потоке разреженной плазмы. Для рассматриваемых условий величины ошибок при определении потенциала плазмы составляют $\pm 0,3$ В.

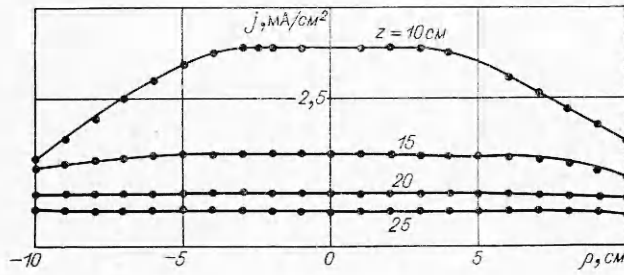
С помощью термозонда измерено распределение потенциалов в потоке плазмы без магнитного поля и с внешним магнитным полем. Энергия ионов гелия в потоке 70 эВ. По экспериментальным данным построены картины эквипотенциалей электрического поля в потоке разреженной плазмы при



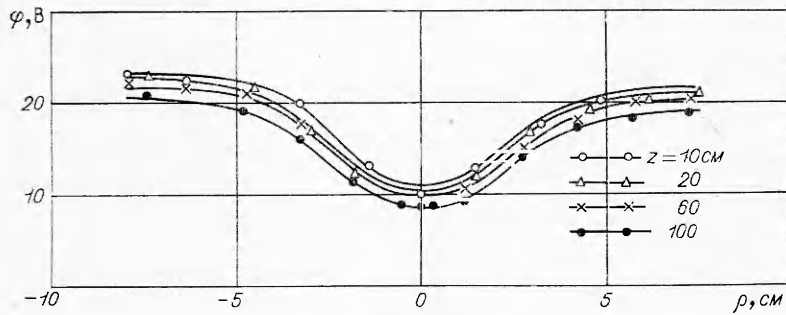
Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6



Ф и г. 7

$H = 0$ и 260 Э , показанные на фиг. 4, 5 (ρ — расстояние от оси потока в радиальном направлении, z — расстояние от среды ионного источника вдоль потока). Различие в картинах эквипотенциалей электрического поля в потоке с внешним магнитным полем и без него обусловлено характером движения заряженных частиц потока.

Без магнитного поля поток плазмы, создаваемый газоразрядным ионным источником, расходится (фиг. 6, где j — плотность ионного тока) и имеет угол полураствора 15° . Поэтому для обеспечения квазинейтральности при $H = 0$ электрическое поле направлено таким образом, чтобы удерживать электроны в струе в зоне максимальной плотности ионов на оси потока у среза ионного источника. Наложение продольного магнитного поля приводит к фокусировке ионной струи и значительному увеличению концентрации заряженных частиц в рабочем объеме ионосферной аэродинамической трубы. На фиг. 7 показано изменение распределения потенциала плазмы ϕ по длине струи при $H = 520$ Э с концентрацией ионов на оси потока, равной $2 \cdot 10^9$ см $^{-3}$. Продольное магнитное поле затрудняет нейтрализацию ионной струи из-за ослабления диффузии электронов поперек магнитного поля. В этих условиях возникающее возле нейтрализатора и в струе электрическое поле должно способствовать движению электронов по радиусу струи.

В результате исследований распределения потенциалов в потоке с внешним магнитным полем установлено, что рост напряженности магнитного поля приводит к увеличению градиента электрического поля по сечению струи. При напряженностях магнитного поля выше 300 Э на выходе из ионного источника возникает электрическое поле, которое приводит к расфокусировке ионов и их уходу на сетки ионно-оптической системы. С ростом напряженности магнитного поля увеличивается также глубина провисания потенциала плазмы на оси струи. Продольный градиент электрического поля в потоке разреженной плазмы с внешним магнитным полем примерно 0,04 В/см.

Проведенные исследования показали, что рассмотренный газоразрядный ионный источник обладает высокими энергетическими характеристиками и является эффективным для получения струи разреженной синтезированной плазмы с параметрами, удовлетворяющими условиям моделирования полетов летательных аппаратов в ионосфере. Реализован ввод потока синтезированной плазмы в продольное магнитное поле, моделирующее магнитное поле Земли, и определены градиенты потенциалов вдоль струи плазмы в этом поле.

Авторы выражают благодарность Г. Л. Гродзовскому за внимание к работе и плодотворное обсуждение затронутых в ней вопросов.

Поступила 12 I 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Габович М. Д. Плазменные источники ионов. Киев, «Наукова думка», 1964.
2. Kaufman H. R., Reader P. D. Experimental performance of ion rockets employing electron bombardment ion source.— In: Progress in Astronautics and Rocketry. Vol. 5, N. Y.— L., 1961.
3. Hester S. D., Sonin A. A. A laboratory study of wakes of ionospheric satellites.— «AIAA J.», 1970, vol. 6, N 6. Рус. пер.— «Ракетн. техн. и космонавтика», 1970, № 6.
4. Скворцов В. В., Носачев Л. В. Исследование структуры следа за сферическими моделями в потоке разреженной плазмы.— «Космические исследования», 1968, т. VI, вып. 2.
5. Габович М. Д., Бартновский О. А., Федорус З. П. Провисание потенциала на оси разряда с осцилляцией электронов в магнитном поле.— ЖТФ, 1960, т. XXX, вып. 3.
6. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М., Атомиздат, 1969.
7. Грановский В. Л. Электрический ток в газе М., ГИТТЛ, 1952.
8. Strickfaden W. B., Geiler K. L. Probe measurements of the discharge in an operating electron bombardment engine.— «AIAA J.», 1965, vol. 1, N 8.

9. Клярфельд Б. Н., Неретина Н. А. Анодная область в газовом разряде при низких давлениях.— ЖТФ, 1958, т. XXVIII, вып. 2.
10. Носачев Л. В., Скворцов В. В. Исследование медленных ионов потока разреженной плазмы с помощью многоэлектродного зонда.— «Учен. зап. ЦАГИ», 1973, вып. 3.
11. Нецветаев Е. М., Носачев Л. В., Скворцов В. В. Накаливаемый зонд в потоке разреженной плазмы.— ЖТФ, 1974, т. XLIV, вып. 12.

УДК 538.561

**К ВОПРОСУ
О ПРИРОДЕ СИГНАЛА, ВЫДЕЛЯЕМОГО
ИЗ СУММАРНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА**

*В. В. Иванов, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов,
Г. В. Федорович*

(Москва)

1. Известно [1], что выходящее в воздух гамма-излучение приводит к возбуждению электромагнитного поля токами комптоновских электронов, возникающими при взаимодействии гамма-квантов с атомами и молекулами воздуха. В идеализированном случае изотропного источника и однородной среды это поле существует лишь в зоне токов, однако реально всегда существующая асимметрия приводит к излучению электромагнитных волн.

В работах [1, 2] проведены расчеты полей как в зоне токов, так и в волновой зоне для импульса гамма-излучения, экспоненциально-затухающего со временем без конкретизации характера и происхождения пространственной асимметрии распределения излучающих токов. В [3] решена модельная задача о полях, возбуждаемых импульсным источником гамма-излучения, расположенным на плоской границе полупространств идеальный проводник — однородный воздух. В [4] рассмотрена задача для изотропного источника в неоднородном воздухе без учета влияния подстилающей поверхности. В работах [1—4] плотность воздуха нормальная или близка к ней. На фиг. 1 приведены импульсы поля излучения, найденные в работах [2] (кривая 1 вычислена для параметра $N = 1,87 \cdot 10^{22}$) и [3] (кривая 2 — $N = 2 \cdot 10^{24}$, 3 — $N = 2 \cdot 10^{25}$).

На фиг. 2 представлена запись вертикальной составляющей электрического поля, зарегистрированная на расстоянии 44,6 км от источника и опубликованная в работе [5].

Обращают на себя внимание существенные качественные и количественные расхождения экспериментальных и теоретических результатов. Наиболее характерно расхождение в длительности сигналов. Так, теоретически рассчитанный импульс характеризуется длительностями полупериодов порядка нескольких микросекунд и общей длительностью порядка десятка микросекунд, в то время как экспериментально наблюдаются изменения поля, характеризующиеся временами десятка микросекунд и длящиеся сотню микросекунд. Аналогичные расхождения наблюдаются и в величинах отношений амплитуд поля в различных полупериодах. Эти отношения порядка единицы для экспериментального импульса и порядка