



10
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

**И.Н. Мешков, С.С. Нагайцев,
И.А. Селезнев, Е.М. Сыресин**

**ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫЙ РАЗРЯД
ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
В РАЗРЕЖЕННЫЙ ГАЗ**

ПРЕПРИНТ 90-12



НОВОСИБИРСК

Пучково-плазменный разряд
при инжекции электронного пучка
в разреженный газ

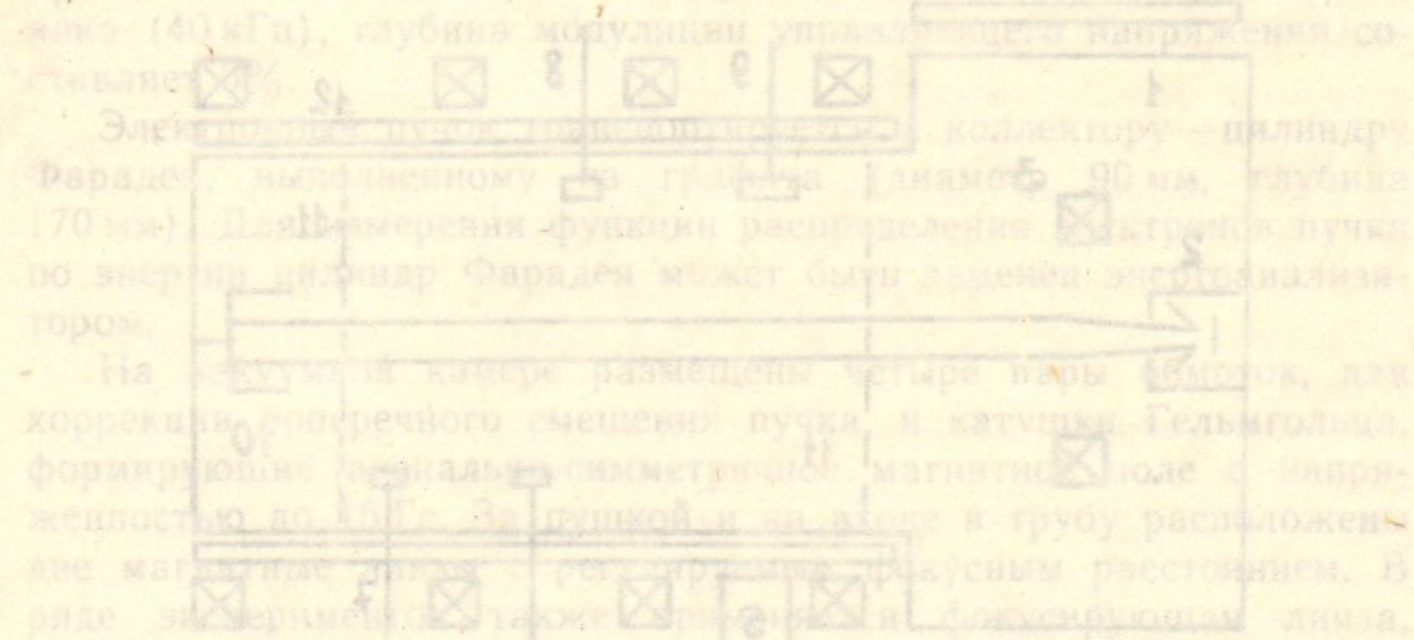
И.Н. Мешков, С.С. Нагайцев,
И.А. Селезнев, Е.М. Сыресин

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментов по транспортировке электронного пучка с током до 0,8 А и энергией 10 кэВ в разреженном газе при давлении 10^{-5} — 10^{-3} Торр. Определены параметры пучково-плазменного разряда. Получен спектр волн, возбуждаемых в результате пучково-плазменного взаимодействия, в диапазоне до 10 МГц. Исследован «стимулированный пучково-плазменный разряд», возникающий в системе с электростатическими пробками, для которого характерно существенное снижение порогового тока пучка.

© Институт ядерной физики СО АН СССР



1. ВВЕДЕНИЕ

Пучково-плазменный разряд (ППР) [1, 2] представляет интерес в ряде задач плазменной электроники [3, 4], плазмохимии [5], а также в активных экспериментах по исследованию околоземного космического пространства [6—8]. Отработка методик таких исследований и моделирование физических процессов, возникающих при инжекции электронного пучка в ионосферную плазму, является целью данной работы.

В сообщении представлены результаты экспериментов по транспортировке электронного пучка с током до 0,8 А и энергией электронов 10 кэВ в разреженном газе (давление 10^{-5} — 10^{-3} Торр), определены параметры пучково-плазменного разряда, обсуждаются условия развития ППР, экспериментально исследован «стимулированный пучково-плазменный разряд», возникающий в системе с электростатическими пробками для ионов, для которого характерно существенное снижение порогового тока пучка.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на установке «Электрон» [9—11] (рис. 1). Установка имеет рабочую камеру в виде прямоугольного объема ($0,4 \times 0,6 \times 0,8$ м) и присоединенной к нему трубы длиной 1,8 м, диаметром 0,3 м. На торцевой стене объема размещена

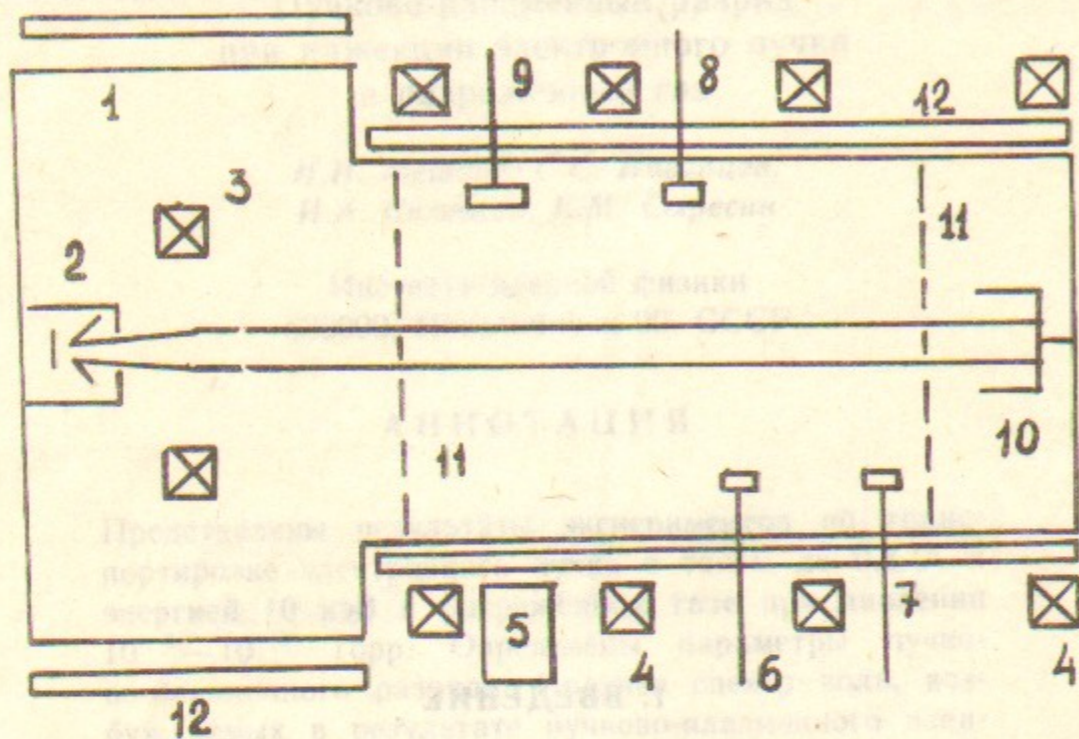


Рис. 1. Схема установки:

1 — вакуумная камера; 2 — электронная пушка; 3 — магнитные линзы; 4 — катушки магнитного поля; 5 — ФЭУ; 6 — цилиндр Фарадея; 7 — масс-анализатор; 8 — трехсеточный зонд; 9 — зонд-пробник; 10 — коллектор пучка; 11 — электростатические сетки; 12 — корректирующие обмотки.

трехэлектродная электронная пушка, формирующая импульсный аксиально-симметричный пучок электронов с энергией до 10 кэВ и током до 0,8 А. Угловой разброс пучка на выходе из электронной пушки составляет 6° при токе 0,1 А и 25° при токе 0,6 А. Такая большая расходимость связана с конструкцией пушки: наличием управляющего электрода — модулятора, который вносит дефокусирующее действие. Это своеобразная плата за то, чтобы получить пучок с высоким первенсом ($0,8 \text{ мкА/В}^{3/2}$) и иметь возможность управления пушкой в активных экспериментах при потенциале на модуляторе 1 кВ относительно катода. Для управления расходимостью пучка применяются аксиальные магнитные линзы. Гексаборид — лантановый катод пушки — имеет диаметр 5 мм. Ток пучка регулируется изменением разности потенциалов между управляющим электродом и катодом. Схема управления позволяет формировать импульсный пучок длительностью от 50 мкс до 20 мс при частоте повторения 5 Гц и выполнена в виде выпрямителя, на который через высоковольтный разделительный трансформатор подается переменное напряжение с частотой 20 кГц. Из-за неполной фильтрации напряжения на управляющем электроде ток пучка слабо модулирован по плотности при постоянном ускоряющем на-

пряжении. Основной вклад в модуляцию пучка дает вторая гармоника (40 кГц), глубина модуляции управляющего напряжения составляет 5%.

Электронный пучок транспортируется к коллектору — цилиндру Фарадея, выполненному из графита (диаметр 90 мм, глубина 170 мм). Для измерения функции распределения электронов пучка по энергии цилиндр Фарадея может быть заменен энергоанализатором.

На вакуумной камере размещены четыре пары обмоток, для коррекции поперечного смещения пучка, и катушки Гельмгольца, формирующие аксиально-симметричное магнитное поле с напряженностью до 15 Гс. За пушкой и на входе в трубу расположены две магнитные линзы с регулируемым фокусным расстоянием. В ряде экспериментов также применяется фокусирующая линза, установленная за анодом. Угловая расходимость пучка в этом случае составляет 17° при токе 0,7 А. Магнитная система обеспечивает полное токопрохождение при давлении ниже $4 \cdot 10^{-4}$ Торр. Контроль за положением пучка в вакуумной камере осуществляется зондом-пробником. Диаметр пучка в центре трубы составляет 20 — 50 мм.

Давление в вакуумной камере поддерживается на уровне $10^{-3} - 10^{-5}$ Торр и регулируется натекателем. Массовый спектр остаточного газа в камере (рис. 2) контролируется монополярным масс-спектрометром, выполненным в стандарте КАМАК.

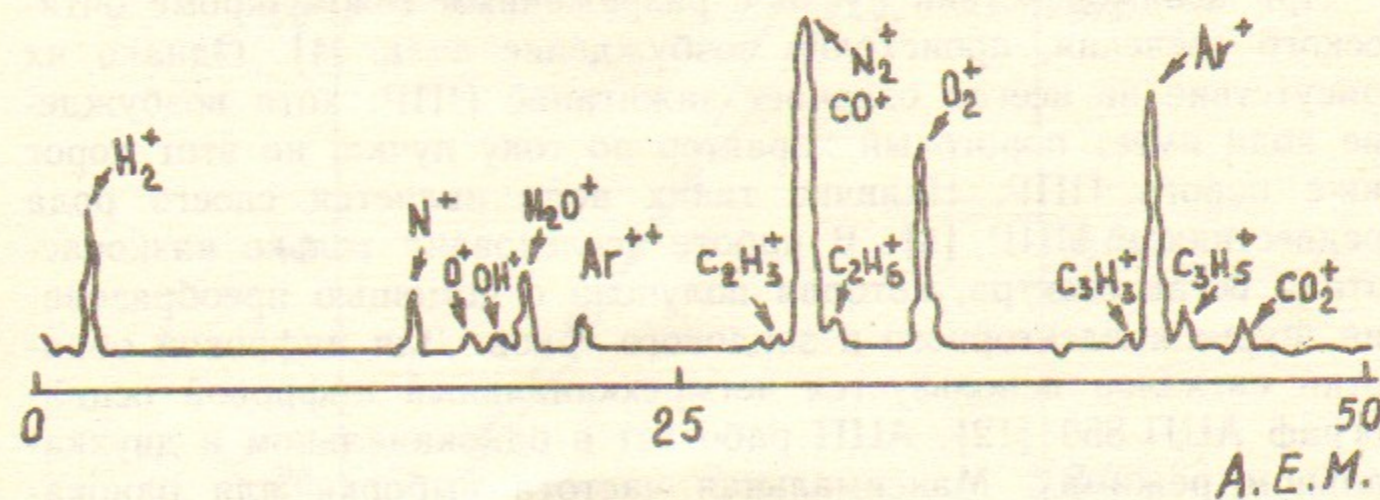


Рис. 2. Состав остаточного газа в камере при $P = 10^{-5}$ Торр.

Параметры компонент плазмы, возникающей в результате взаимодействия электронного пучка с разреженным газом, измеряются трехсеточным зондом и цилиндром Фарадея с анализирующей

сеткой. Кроме того, в экспериментах регистрируется оптическое свечение из области ППР и проводится спектральный анализ катодного коллекторного и зондовых токов с помощью быстрого преобразования Фурье в диапазоне частот до 10 МГц. Функция распределения электронов пучка по энергиям получена с помощью энергоанализатора, работающего в диапазоне от 4 до 15 кэВ.

Одновременное использование перечисленных выше методик позволяет определить основные параметры пучково-плазменного разряда.

Свечение разреженного газа регистрируется фотоумножителем ФЭУ-79 (спектральный диапазон чувствительности 300—830 нм) с набором широко- и узкополосных светофильтров. Спектр свечения, снятый при помощи широкополосных фильтров и обработанный с учетом аппаратной функции ФЭУ, имеет ярко выраженные максимумы на линиях кислорода (550 нм) и азота (427 нм). Отношение интенсивности линий азота и кислорода (1:0,6) примерно соответствует концентрации этих элементов (рис. 2). Для регистрации свечения на этих линиях применяются узкополосные светофильтры с $\lambda=426$ нм, $\Delta\lambda=3,5$ нм и $\lambda=557$ нм, $\Delta\lambda=4,5$ нм. Зависимость интенсивности свечения линии $\lambda=427$ нм от величины коллекторного тока, снятая при различных давлениях остаточного газа, показывает (рис. 3), что развитие разряда происходит пороговым образом и сопровождается резким возрастанием интенсивности свечения плазмы.

При взаимодействии пучка с разреженным газом, кроме оптического свечения, происходит возбуждение волн [4]. Однако их присутствие не всегда означает зажигание ППР: хотя возбуждение волн имеет пороговый характер по току пучка, но этот порог ниже порога ППР. Наличие таких волн является своего рода предвестником ППР [4]. В работе исследована только низкочастотная ветвь спектра, которая получена с помощью преобразования Фурье коллекторного и зондового токов. Для цифровой обработки сигналов используется четырехканальный цифровой осциллограф АЦП-850 [12]. АЦП работает в одноканальном и двухканальном режимах. Максимальная частота выборки для одноканального режима 20 МГц, для двухканального 10 МГц. Вид спектра существенно зависит от плотности пучка, энергии электронов, давления остаточного газа и геометрии вакуумной камеры. Зависимость от энергии критических значений тока и первеанса, при которых возбуждаются волны, приведена на рис. 4. При малом токе пучка спектр содержит гармоники частоты модуляции

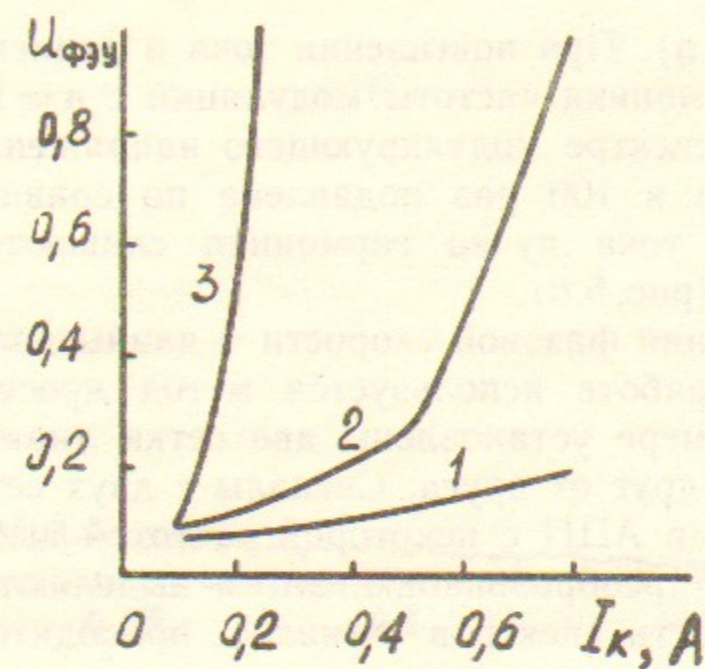


Рис. 3. Зависимость интенсивности свечения линии 426 нм от коллекторного тока: $P=2 \cdot 10^{-4}$ Торр (1); $P=4 \cdot 10^{-4}$ Торр (2); $P=6 \cdot 10^{-4}$ Торр (3).

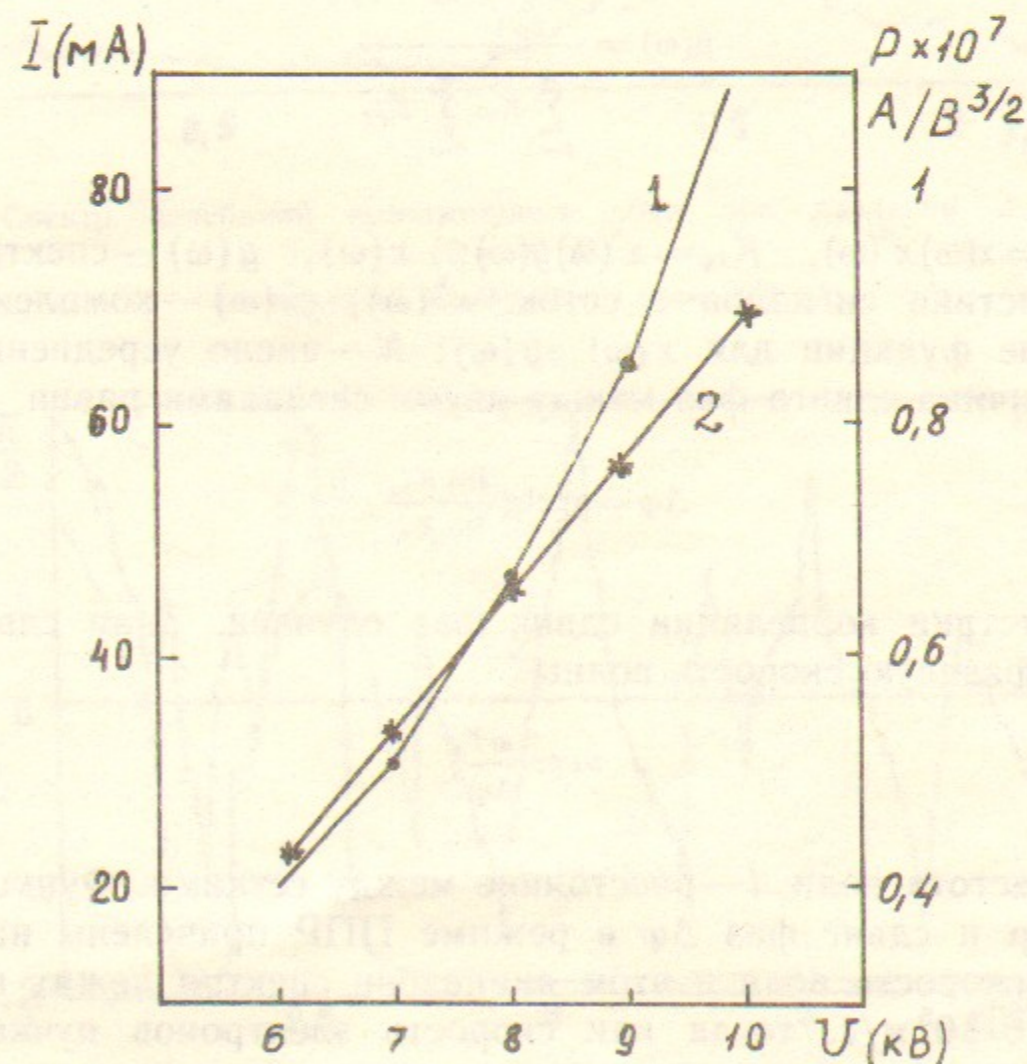


Рис. 4. Зависимость от энергии критических параметров пучка: 1 — ток, 2 — первеанс.

$f = 40$ кГц (рис. 5,а). При повышении тока и давления подчеркиваются высшие гармоники частоты модуляции с $n = 10 \div 15$. Следует заметить, что в спектре модулирующего напряжения десятая гармоника примерно в 100 раз подавлена по сравнению с первой. При увеличении тока пучка гармоники сливаются в сплошной широкий спектр (рис. 5,б).

Для определения фазовой скорости и длины волны, возбуждаемой пучком, в работе используется метод кросс-корреляции. С этой целью в камере установлены две сетки диаметром 90 мм на расстоянии 0,5 м друг от друга. Сигналы с двух сеток одновременно записываются в АЦП с некоторой частотой выборки. Они подвергаются Фурье-преобразованию, затем выделяются действительные и мнимые части спектров сигналов, проводится усреднение и находится корреляционная функция

$$\mu(\omega) = \frac{\sum_{L=1}^N |K_{xy}|^2}{\sum_{L=1}^N K_{xx} \sum_{L=1}^N K_{yy}}, \quad (1)$$

где $K_{xx} = x(\omega)x^*(\omega)$, $K_{xy} = x^*(\omega)y(\omega)$; $x(\omega)$, $y(\omega)$ — спектральные характеристики сигналов с сеток; $x^*(\omega)$, $y^*(\omega)$ — комплексно сопряженные функции для $x(\omega)$, $y(\omega)$; N — число усреднений. При $\mu \neq 0$ величина сдвига фаз между двумя сигналами равна

$$\Delta\varphi = \arctg \frac{\text{Im } K_{xy}}{\text{Re } K_{xy}}, \quad (2)$$

при отсутствии корреляции сдвиг фаз случаен. Зная сдвиг фаз, находим фазовую скорость волны

$$v_1 \approx \frac{\omega l}{\Delta\varphi}, \quad (3)$$

где ω — частота волн, l — расстояние между сетками. Функция корреляции μ и сдвиг фаз $\Delta\varphi$ в режиме ППР приведены на рис. 6. Фазовая скорость волн в этом диапазоне спектра лежит в интервале $3 \div 6 \cdot 10^5$ м/с, тогда как скорость электронов пучка равна $6 \cdot 10^7$ м/с.

Не обнаружено влияние продольного магнитного поля на генерацию волн с частотой до 10 МГц от напряженности поля в диа-

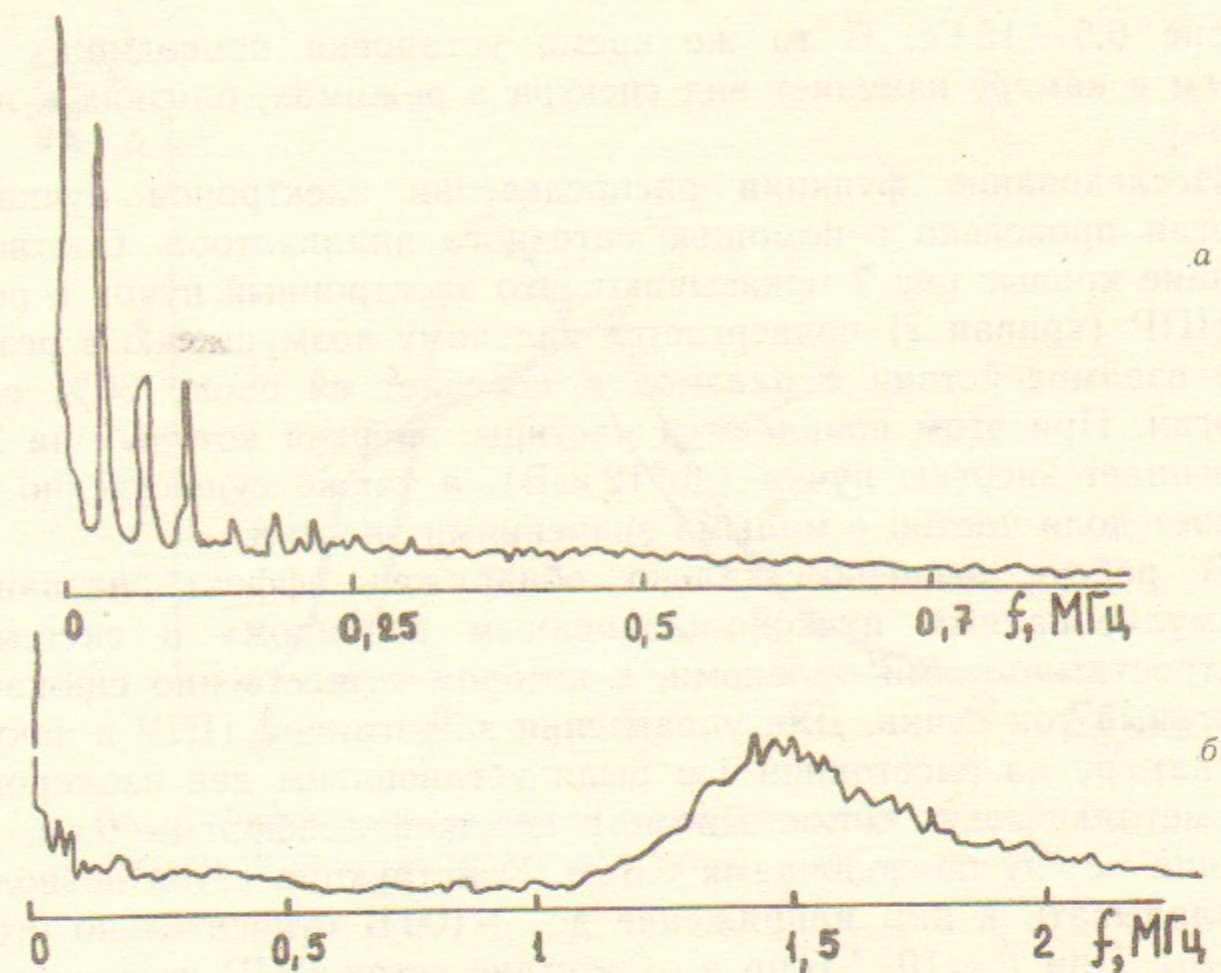


Рис. 5. Спектр колебаний коллекторного тока при давлении $2 \cdot 10^{-4}$ Торр ($U = 10$ кВ):
а — ток пучка 30 мА, б — ток пучка 600 мА.

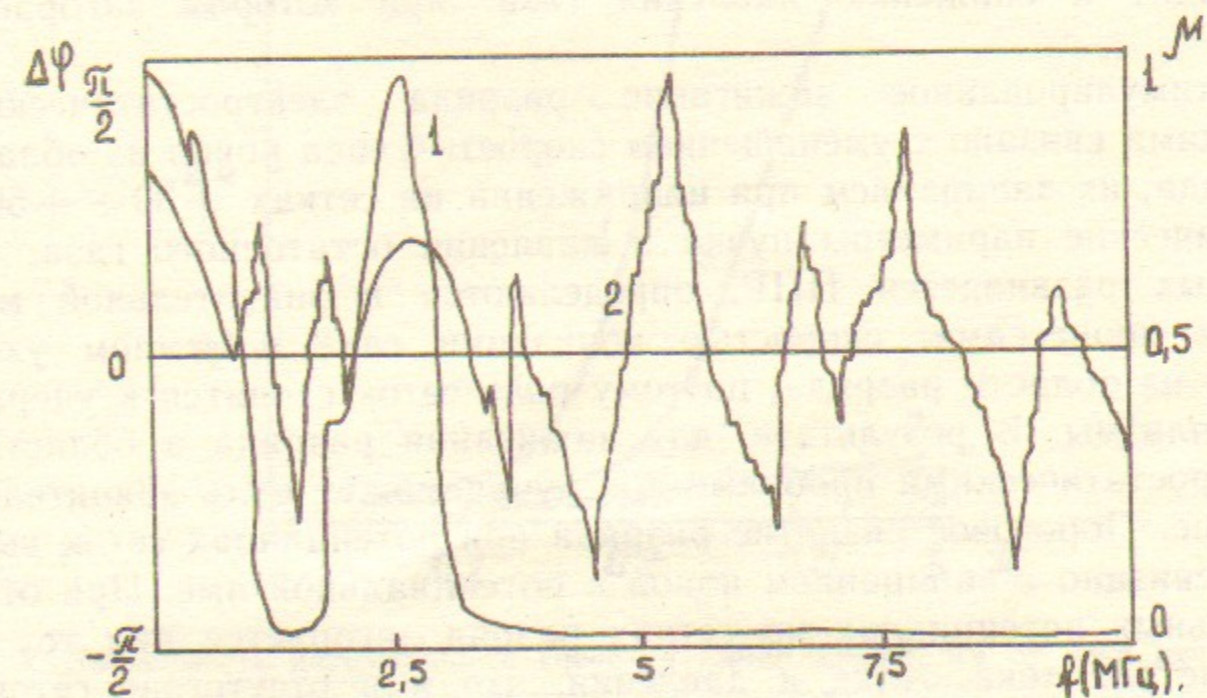


Рис. 6. Функция корреляции μ (кривая 1) и сдвиг фаз (кривая 2) между сигналами с двух сеток при ППР.

пазоне 0,5—15 Гс. В то же время установка проводящих диафрагм в камере изменяет вид спектра в режимах, близких к пороговому.

Исследование функции распределения электронов пучка по энергии проведено с помощью сеточного анализатора. Соответствующие кривые рис. 7 показывают, что электронный пучок в режиме ППР (кривая 2) подвергается сильному возмущению в результате взаимодействия с плазмой и передает ей около 30% своей энергии. При этом появляются частицы, энергия которых на 20% превышает энергию пучка (до 12 кэВ), а также существенно возрастает доля частиц с малыми значениями энергии.

В работе экспериментально обнаружен эффект, названный «стимулированным пучково-плазменным разрядом» в системе с электростатическими пробками, в котором существенно снижается пороговый ток пучка. Для управления зажиганием ППР в вакуумной камере на расстоянии 1 м были установлены две изолированные металлические сетки. Диаметр несущей диафрагмы 9 см, расстояние между проволочками 0,5 см. Конструкция сеток позволяла прикладывать к ним напряжение до +100 В относительно стенок камеры. При $P=10^{-4}$ Торр в отсутствие сеток ППР не загорается при токе 0,4 А (рис. 3), тогда как при потенциале на сетках +60 В разряд загорается уже при токе 0,1 А (рис. 8). При фиксированном значении тока пучка наличие электростатических пробок приводит к снижению давления газа, при котором загорается ППР.

Стимулированное зажигание разряда электростатическими пробками связано с уменьшением скорости ухода ионов из области разряда, их запираем при напряжении на сетках +30 ÷ +50 В. Критические параметры пучка и давления остаточного газа, при которых развивается ППР, определяются в значительной мере двумя процессами: скоростью ионизации газа и темпом ухода ионов из области разряда, поэтому роль сеток сводится к удержанию плазмы. В результате, для зажигания разряда в области с электростатическими пробками ток пучка может быть значительно меньше. Пороговое развитие разряда при потенциалах сеток выше 20 В связано с запираем ионов в потенциальной яме. При отрицательных потенциалах на сетках разряд загорается при тех же параметрах тока пучка и давления, что и в отсутствие сеток в вакуумной камере. Это связано с тем, что в области, занятой пучком, его плотность заметно выше плотности вторичных электронов,

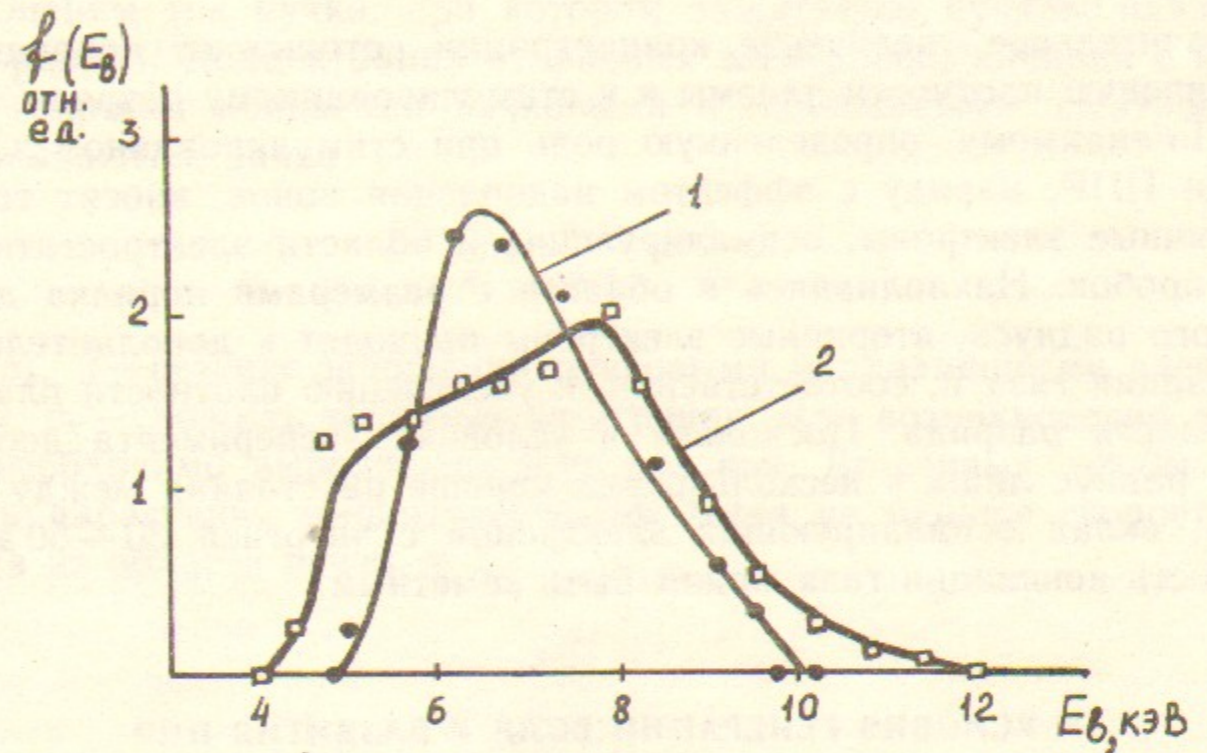


Рис. 7. Функция распределения электронов пучка по энергиям: 1—без ППР; 2—при ППР, $P=10^{-4}$ Торр; $I=400$ мА, $U=10$ кВ.

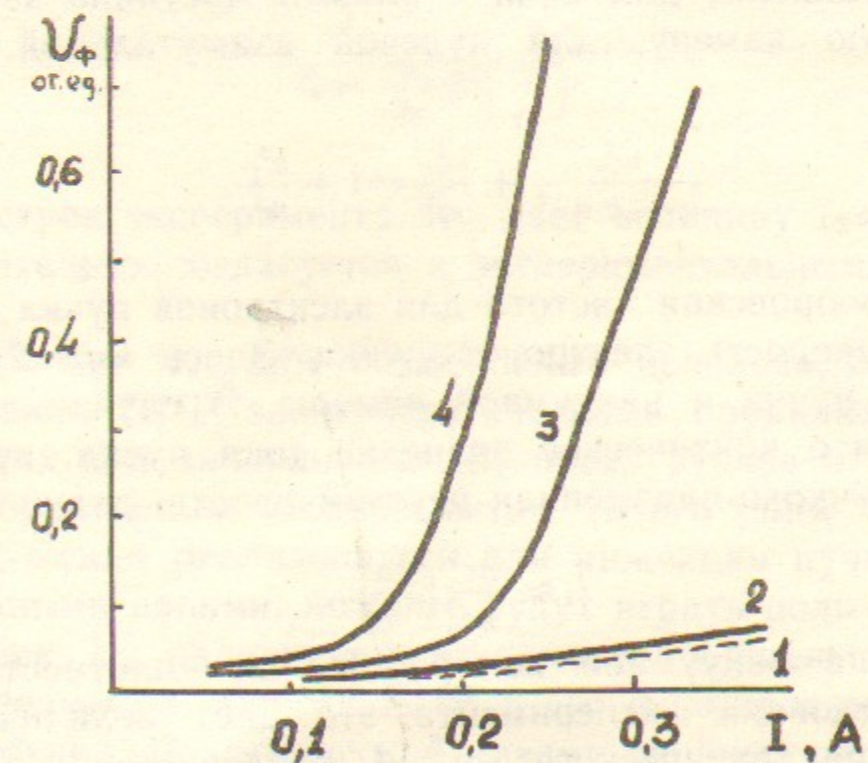


Рис. 8. Зависимость интенсивности свечения линии $\lambda=426$ нм от тока пучка без сеток (1), при напряжении на сетках (2—4):

$U_1 = -60 \div +20$ В (2); $U_1 = +40$ В (3); $U_1 = +60$ В (4); $P=10^{-4}$ Торр.

незначительное увеличение концентрации которых не приводит к увеличению плотности плазмы и к стимулированному разряду.

По-видимому, определенную роль при стимулированном зажигании ППР, наряду с эффектом накопления ионов, вносят также вторичные электроны, осциллирующие в области электростатических пробок. Накапливаясь в области с размерами порядка дебаевского радиуса, вторичные электроны приводят к дополнительной ионизации газа и, соответственно, к увеличению плотности плазмы в области разряда. Поскольку в условиях эксперимента дебаевский радиус лишь в несколько раз меньше расстояния между сетками, вклад осциллирующих электронов с энергией 30—50 эВ в скорость ионизации газа может быть заметным.

3. УСЛОВИЯ ГЕНЕРАЦИИ ВОЛН И РАЗВИТИЯ ППР

Предвестником развития ППР являются эффекты, связанные с генерацией волн [4]. Возбуждение волн происходит вследствие развития пучково-плазменной неустойчивости. Известно, что дисперсионное уравнение для волн в плазме, частично заполняющей цилиндрическую камеру, для нулевой азимутальной гармоники имеет вид

$$\frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - k_z v_b)^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 + \frac{k_{\perp}^2}{k^2}, \quad (4)$$

где ω_{pb} — ленгмюровская частота для электронов пучка и ω_{pe} — для плазмы; v_b — скорость электронов пучка. Здесь $k_{\perp} = 2/a \ln(b/a)$; a, b — радиус пучка и вакуумной камеры. В случае $n_e/n_b \ll 1$ из (4) следует, что критическое значение тока пучка, при котором развивается пучково-плазменная неустойчивость, равно

$$I_1 \approx \frac{mc^3}{2e} \beta_b^3 \frac{a^2}{L^2}, \quad (5)$$

здесь L — длина вакуумной камеры; n_b, n_e — плотность пучка и плазмы. В условиях эксперимента это дает величину порядка 50 мА. Значение критического тока I_1 согласуется с экспериментально измеренным током пучка, при котором в камере возникают интенсивные шумы. Однако, ток I_1 является еще недостаточным для зажигания разряда, поскольку он не обеспечивает критическую плотность вторичных электронов, необходимую для лавинной ионизации.

Оценим ток пучка, при котором зажигается пучково-плазменный разряд. Концентрация вторичных электронов, начиная с которой скорости ионизации пучковыми и плазменными электронами сравниваются, равна

$$\frac{n_e}{n_b} \approx \frac{\sigma_b v_b}{\sigma v_T} \approx \frac{v_T}{v_b}, \quad (6)$$

где σ_b, σ — сечение ионизации пучковыми и плазменными электронами, v_T — скорость тепловых электронов. Для возникновения лавины необходимо выполнение двух условий. Во-первых, чтобы скорость нарастания амплитуды волны была не меньше скорости ее ухода из области пучка, т. е.

$$\gamma \frac{a}{v_2} \approx 1, \quad (7)$$

где $\gamma \approx \omega_{pb} (n_e/n_b)^{1/3}$ — инкремент развития пучковой неустойчивости, $v_2 \approx v_b (\omega_{pe}/\omega_{pb})^2$ — групповая скорость волн. Во-вторых, характерная энергия плазменных электронов должна быть порядка энергии ионизации ϵ_i . Используя соотношения (6) и (7), находим критическое значение тока, при котором зажигается ППР,

$$I_2 = \frac{mc^3}{4e} \beta_b^3 \left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon_b} \right)^{2/3}. \quad (8)$$

Для параметров эксперимента это дает величину $I_2 \approx 400$ мА, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами (рис. 3).

В заключение обсудим возможность использования эффектов стимулирования ППР электростатическими пробками в активных экспериментах при инжекции электронных пучков в космос. Аналогично лабораторным экспериментам такого рода стимулированный разряд может реализоваться при инжекции пучков в область между двойными слоями, которые будут играть роль электростатических пробок. Их наличие может привести к уменьшению скорости ухода плазмы из области ППР и его формированию при меньших токах пучка. В космической плазме двойные слои могут быть как естественного, так и искусственного происхождения, последние возникают при инжекции электронных и ионных пучков и при зарядке космических аппаратов. Наиболее близкая ситуация, с точки зрения лабораторного моделирования стимулированного ППР, может возникнуть при инжекции пучков одновременно с

двух космических аппаратов, находящихся на незначительном расстоянии друг от друга. Зарядившись во время инъекции до высокого положительного потенциала ($\varphi \geq 100$ В), корпуса космических аппаратов становятся своеобразными электростатическими пробками для ионов плазмы. В результате, для зажигания разряда в области между космическими аппаратами потребуются электронные пучки с меньшим значением тока, а соответственно, мощности, веса и габаритов ускорителя.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Лабораторные исследования по инъекции электронного пучка в разреженный газ позволили оценить основные параметры ППР и сделать прогнозы его развития в активном эксперименте в космосе. В работе найдены критические параметры пучка и давления остаточного газа в камере, при которых происходит возбуждение волн и зажигание разряда, а также исследован «стимулированный ППР», возникающий в системе с электростатическими пробками.

Авторы благодарны А.Б. Полушкину и В.Н. Полякову за помощь в ходе экспериментов; В.А. Голубеву, А.С. Медведко, К.А. Медведко, В.И. Юхлину за разработку диагностической аппаратуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Попович В.П., Харченко И.Ф., Шустин Е.Г. Радиотехника и электроника, 1973, № 18, с.649.
2. Лебедев П.М., Ткач Ю.В., Файнберг Я.Б., Шевченко В.И. Физика плазмы, 1976, т.2, с.407.
3. Гусева Г.И., Завьялов М.А. Физика плазмы, 1983, т.4, с.770.
4. Kellog R.J., Boswell R.W. Phys. Fluids, 1986, v.29(5), p.1669.
5. Иванов Л.А., Соболева Т.К., Юшманов Н.Н. Физика плазмы, 1977, т.3, с.1370.
6. Галеев А.А., Мишин Е.В., Сагдеев Р.З. и др. Докл. АН СССР, 1976, т.231, с.71.
7. Ляхов С.Б., Манагадзе Г.Г. Физика плазмы, 1977, т.3, с.1370.
8. Винклер Дж.Р. Искусственные пучки частиц в космической плазме. — М.: Мир, 1985, с.456.
9. Голубев В.А., Гусельников В.И., Коробейников М.В. и др. Морфология и физика полярных сияний. — Апатиты, 1988, с.44.
10. Голубев В.А., Гусельников В.И., Коробейников М.В. и др. VII Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике. Томск, 1988, ч.2, с.266.
11. Голубев В.А., Гусельников В.И., Коробейников М.В. и др. Физика лабораторной и космической плазмы. — Новосибирск: Наука, Сибирское отд., 1989, с.130.
12. Батраков А.М. Канд. дисс., Новосибирск, 1984.

*И.Н. Мешков, С.С. Нагайцев,
И.А. Селезнев, Е.М. Сыресин*

**Пучково-плазменный разряд
при инъекции электронного пучка
в разреженный газ**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 25 декабря 1989 г.
Подписано в печать 26.01 1990 г. МН 08095
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,9 печ.л., 0,8 уч.-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 12

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*